

# 非线性磁电换能器模型的谐振磁电效应分析 及其输出功率优化\*

谢冰鸿<sup>1)2)</sup> 徐国凯<sup>3)†</sup> 肖绍球<sup>4)5)‡</sup> 喻忠军<sup>1)</sup> 朱大立<sup>2)6)</sup>

1) (中国科学院空天信息创新研究院, 北京 101407)

2) (中国科学院信息工程研究所, 北京 100093)

3) (中山大学系统科学与工程学院, 广州 510006)

4) (中山大学电子与信息工程学院 (微电子学院), 广东省光电信息处理芯片与系统重点实验室, 广州 510006)

5) (中国科学院上海微系统与信息技术研究所, 微系统技术重点实验室, 上海 200050)

6) (中国科学院大学网络空间安全学院, 北京 100049)

(2022 年 11 月 29 日收到; 2023 年 4 月 10 日收到修改稿)

基于非线性磁致伸缩材料的本构方程, 建立了一种“磁-力-电”多场耦合的层合磁电换能器的有限元模型, 研究了不同偏置磁场下的谐振磁电效应. 基于等效电路模型和二端口网络理论, 实现了对谐振状态下磁电系数和等效源阻抗的完整求解. 在磁电换能器与负载电阻之间引入优化的 L 节匹配网络, 在提升负载功率的同时拓展了工作带宽. 仿真结果与相关文献数据吻合, 证实了该模型的准确性和有效性. 仿真结果表明, 所研究的层合磁电换能器, 其磁电系数在 450 Oe 的偏置磁场下达到 51.79 V/(cm·Oe) @ 51.4 kHz, 在 350 Oe 的偏置磁场下达到极限输出功率 -3.01 dBm @ 50.4 kHz. 以保证负载功率为前提, 通过优化匹配网络, 可实现 2.30 dB 的功率提升和 2.27 倍的带宽拓展. 本文所建立的非线性有限元模型充分考虑了偏置磁场对谐振磁电效应的影响, 该研究结果对小型化磁耦合无线功率传输系统的设计和性能提升具有重要的指导意义.

**关键词:** 磁电效应, 等效电路, 二端口网络, 阻抗匹配

**PACS:** 75.85.+t, 77.84.Lf, 85.80.Jm, 02.60.Cb

**DOI:** 10.7498/aps.72.20222277

## 1 引言

磁电材料因具有的磁电耦合效应, 被广泛应用于磁场传感、能量收集、换能器等领域<sup>[1-3]</sup>. 迄今为止, 相关人员对磁电材料进行了大量深入且系统的研究, 以充分挖掘其潜在的应用价值. 与单相磁电材料相比, 由压电和磁致伸缩构成的磁电复合材料能在室温条件下获得更强的磁电效应, 备受学界和业界的关注. 早在 2001 年, Ryu 等<sup>[4]</sup>便提出了一

种由径向磁化的 Terfenol-D( $Tb_{1-x}Dy_xFe_2$ ) 和厚度方向极化的 PZT( $PbZr_xTi_{1-x}O_3$ ) 组成的圆盘型层合磁电材料. 此后, 层合磁电材料便因其较强的磁电效应、高度的可靠性和可复现性而成为研究人员的首选方案. Dong 等<sup>[5,6]</sup>基于弹性力学方程, 首次建立了层合磁电材料的等效电路模型, 并提出了 4 种基本的工作模式: L-L, L-T, T-L, T-T, 其中 L 和 T 分别表示纵向和横向, 第 1 和第 2 个字母分别对应磁致伸缩材料的磁化方向和压电材料的极化方向. 压电材料更容易在小尺度的厚度方向上

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2021YFA0716500) 和国家自然科学基金 (批准号: 62171487) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xugk3@mail2.sysu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: xiaoshq8@mail.sysu.edu.cn

被极化, 因而制备 L-T 和 T-T 模式的难度更低. 相较于 L-T 模式, T-T 模式需要更大的直流偏置磁场才能获得最佳的磁电系数<sup>[5]</sup>, 难以实际应用. 因此, L-T 模式更具研究与应用价值. 此外, 基于剪切振动的 S-S 模式<sup>[7]</sup> 也被提出并得到研究.

随着器件制造工艺水平的提升, 层合磁电材料的方案开始被引入到微纳机电系统中. 2017 年, 美国东北大学的 Nan 等<sup>[8]</sup> 首次实现了以层合磁电材料为核心的超小型声波激励天线. 该磁电天线工作在体声波谐振频率下, 能够在  $\lambda_0/593$  的有效尺寸内实现 -18 dBi 的实际增益, 为天线的小型化开辟了新途径. 随后, Zaicimbashi 等<sup>[9]</sup> 将磁电天线方案应用于无线能量收集和磁场传感中. 近年来, 随着穿戴式和植入式医疗设备的兴起, 小型化无线功率传输技术<sup>[10–14]</sup> 被广泛应用于其中. 与传统的电感线圈相比, 以层合磁电材料<sup>[15]</sup> 为主体的磁电换能器更适合用于小型化的低频磁耦合无线功率传输系统中.

为了提升磁电换能器的转换效率, 达到无线功率传输的最佳效果, 需要对层合磁电材料进行建模分析, 目前主要采用的方法包括格林函数法<sup>[16]</sup>、弹性力学法<sup>[17,18]</sup>、等效电路法<sup>[19–21]</sup> 和有限元法<sup>[22–24]</sup>. 其中, 格林函数法的表达式较为复杂, 实用性不强. 等效电路法只能基于线性本构关系来进行建模, 无法完整模拟磁致伸缩材料的非线性<sup>[25]</sup>, 难以准确预测层合材料的磁电性能. 此外, 以往的研究往往只关注了换能器的磁电系数, 缺乏对内阻抗的分析, 无法衡量其驱动负载的能力. 基于有限元的数值模拟方法, 能够充分考虑磁致伸缩材料的非线性本构关系, 准确计算三维复杂模型, 突破了纯理论分析的限制. Han 等<sup>[23]</sup>、Stampfli 和 Youssef<sup>[24]</sup> 在非线性的层合磁电模型中研究了直流偏置磁场对磁电效应的影响, Zhou 等<sup>[26]</sup> 还在模型中考虑了温度和界面耦合系数的影响, 但均未分析谐振状态下的磁电效应. 与低频非谐振态相比, 谐振状态下的层合磁电材料具有更高的磁电系数<sup>[27]</sup>, 作为换能器使用时, 能够获得更高的能量转换效率. 周勇等<sup>[22]</sup> 对悬臂梁结构的谐振磁电效应进行了仿真研究, 但该模型中未考虑复合材料的损耗和磁致伸缩材料的电导率, 导致模型的准确度较低. 因此, 建立更为完善的有限元模型, 详细研究非线性效应对谐振磁电效应的影响是十分必要的.

本文建立了工作在 L-T 模式下的三维非线性

磁电换能器模型, 并考虑了偏置磁场的影响和材料损耗. 通过设置不同的负载电阻, 实现了对谐振磁电效应的完整求解, 相关分析结果与参考文献数据基本吻合. 基于戴维南定理, 对磁电换能器进行了阻抗匹配和优化, 使其在较宽的频带范围内获得了更高的输出功率, 为无线功率传输系统的设计和性能提升提供了指导.

## 2 换能器结构与基本方程

本文以 L-T 模式的层合磁电换能器为研究对象, 其结构如图 1(a) 所示, 沿厚度方向极化的压电层被夹在两层沿长度方向磁化的磁致伸缩层之间, 形成 M-P-M 型的对称结构. 该模型的长度为  $l$ , 宽度为  $w$ , 压电层和磁致伸缩层的厚度分别为  $t_p$  和  $t_m$ , 总厚度  $t_{\text{sum}} = t_p + 2t_m$ . 图 1(b), (c) 分别是压电和磁致伸缩材料的局部坐标系, 其中, 压电层沿 3( $z$ ) 轴方向极化, 其局部坐标系与空间坐标系一致; 磁致伸缩层沿 3( $x$ ) 轴方向磁化.

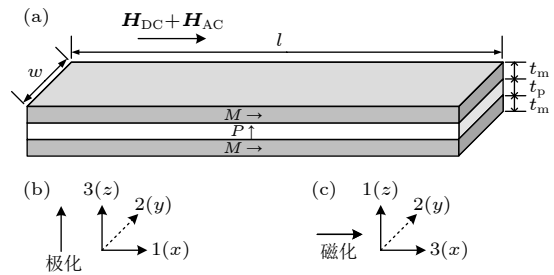


图 1 (a) 层合磁电换能器结构示意图; (b) 压电层的局部坐标系, 与空间全局坐标系一致; (c) 磁致伸缩层的局部坐标系

Fig. 1. (a) Schematic a laminated magnetoelectric transducer; (b) local coordinate of the piezoelectric layer is consistent with the global coordinate; (c) local coordinate of the magnetostrictive layer.

外部激励磁场平行于  $x$  轴, 由直流磁场  $H_{DC}$  和交流磁场  $H_{AC}$  两部分构成, 且满足  $|H_{AC}| \ll |H_{DC}|$  (小信号模型), 其中, 直流磁场提供等效预应力和初始磁化的偏置工作点, 交流磁场用于激励换能器产生磁电效应. 在交流磁场的作用下, 磁致伸缩层产生沿长度方向的伸缩振动, 由于应变耦合, 压电层也会产生相应的伸缩振动, 并通过压电效应转换为上、下表面之间的交流电压, 用于驱动负载, 从而实现磁电耦合. 为降低仿真计算的难度, 本文将两相材料的分界面设定为理想耦合界面 (界面耦

合系数为 1)。以下将从材料本构方程、物理支配方程、一维小信号模型三方面来对磁电换能器进行建模分析。

## 2.1 材料本构方程

对于压电材料, 本文采用线性方程描述其本构关系, 即

$$\begin{cases} \mathbf{S} = s^E \mathbf{T} + \underline{d} \mathbf{E}, \\ \mathbf{D} = \underline{d} \mathbf{T} + \varepsilon^T \mathbf{E}, \end{cases} \quad (1)$$

其中,  $\mathbf{S}$  和  $\mathbf{T}$  分别是压电材料中的应变和应力张量;  $\mathbf{D}$  和  $\mathbf{E}$  分别是电位移矢量和电场强度;  $s^E$  是恒定电场下的弹性柔顺常数;  $\underline{d}$  是压电应变常数,  $\underline{d}$  表示其转置矩阵;  $\varepsilon^T$  是恒定应力下的介电常数。

区别于以往采用线性方程描述磁致伸缩材料本构关系的方法, 本文采用“非线性各向同性”模型来描述磁致伸缩材料的本构关系。简单起见, 设材料内部的预应力和预应变均为零, 总应变可描述为

$$\mathbf{S} = s \mathbf{T} + \mathbf{S}_{\text{me}} = s \mathbf{T} + \frac{3\lambda_s}{2} \left( \mathbf{m} \otimes \mathbf{m} - \frac{\mathbf{I}}{3} \right), \quad (2)$$

其中,  $s \mathbf{T}$  是弹性应变;  $s$  是弹性柔顺常数, 由杨氏模量  $Y$  和泊松比  $\nu$  决定;  $\mathbf{S}_{\text{me}}$  是磁致伸缩应变;  $\lambda_s$  是饱和磁致伸缩系数;  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$  是归一化磁化强度,  $(\mathbf{m} \otimes \mathbf{m})_{ij} = m_i m_j$ ,  $M_s$  是饱和磁化强度;  $\mathbf{I}$  是二阶单位张量。材料的磁化强度可由以下非线性函数导出:

$$\mathbf{M} = M_s L \left( \frac{3\chi_0 |\mathbf{H}_{\text{eff}}|}{M_s} \right) \frac{\mathbf{H}_{\text{eff}}}{|\mathbf{H}_{\text{eff}}|}, \quad (3)$$

其中,  $L(x) = \coth(x) - x^{-1}$  是朗之万函数;  $\chi_0$  是初始磁化率;  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  是有效磁场, 其具体表达式为

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + \frac{3\lambda_s}{\mu_0 M_s^2} \mathbf{T}_d \mathbf{M}, \quad (4)$$

其中,  $\mu_0$  是真空磁导率;  $\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu_0 - \mathbf{M}$  是磁场强度,  $\mathbf{B}$  是磁通密度;  $\mathbf{T}_d$  是应力偏张量。(4) 式中的第 2 项表示机械应力对有效磁场的贡献。

## 2.2 物理支配方程

材料本构方程分别描述了压电和磁致伸缩材料中应力与电场、应力与磁场之间的耦合关系。为了模拟磁电换能器在交、直流磁场作用下的电学响应, 还需要考虑不同物理场之间满足的支配方程, 以实现“磁场→弹性波→电场”的耦合过程。在频域下, 无外力作用时, 弹性材料需满足的固体力学方程为

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{T} + \rho \omega^2 \mathbf{u} = 0, \\ \mathbf{S} = \nabla_s \mathbf{u}, \end{cases} \quad (5)$$

其中,  $\rho$  是材料的密度;  $\omega$  是角频率, 直流稳态可以看作是  $\omega$  趋于 0 时的极限情况;  $\mathbf{u}$  是机械位移;  $\nabla \cdot$  和  $\nabla_s$  分别表示散度和梯度算子。磁电换能器模型中包含了两种不同的材料, 二者通过接触面实现应变耦合。

压电材料属于电介质中的一种。在磁电换能器中, 压电层的尺寸远小于工作频率所对应的电磁波波长, 因此, 可采用静电方程来描述其电学行为, 即

$$\begin{cases} \mathbf{E} = -\nabla V, \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \end{cases} \quad (6)$$

其中,  $V$  是静电势。假定压电材料内无传导损耗, 其内部不存在自由电荷, 故电位移矢量的散度为零。

磁致伸缩材料受到外部磁场的作用, 且磁通密度的散度为零 ( $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ ), 因此, 可引入磁矢势  $\mathbf{A}$ , 相关电磁场可通过该势函数进行求解:

$$\begin{cases} \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \\ \mathbf{E} = -j\omega \mathbf{A}, \\ \nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + j\omega \mathbf{D} + \mathbf{J}_{\text{ext}}, \end{cases} \quad (7)$$

其中,  $\sigma$  是磁致伸缩材料的电导率;  $\mathbf{J}_{\text{ext}}$  是激发磁场的外部电流密度。

## 2.3 一维小信号模型

工作在 L-T 模型下的磁电换能器模型, 在其谐振频率附近产生沿长度方向的伸缩振动。虽然, 磁致伸缩材料中的应变与磁场均呈现为非线性关系, 但是在一定的偏置磁场下, 以小信号的交流磁场作为激励时, 其局部工作状态可采用线性本构方程进行近似<sup>[19]</sup>, 即

$$\begin{cases} S_{3m} = s_{33}^H T_{3m} + d_{33,m} H_3, \\ B_3 = d_{33,m} T_{3m} + \mu_{33}^T H_3, \end{cases} \quad (8)$$

其中,  $T_{3m}$  和  $S_{3m}$  分别是沿  $x$  轴方向的应力和应变;  $B_3$  和  $H_3$  分别是沿  $x$  轴方向的磁通密度和磁场强度;  $s_{33}^H$  是恒定磁场下的弹性柔顺常数;  $d_{33,m}$  是压磁应变常数;  $\mu_{33}^T$  是恒定应力下的磁导率。  $s_{33}^H$ ,  $d_{33,m}$  和  $\mu_{33}^T$  均是关于偏置磁场的函数。与磁致伸缩层类似, 对于压电层, 其一维简化形式的本构方程为

$$\begin{cases} S_{1p} = s_{11}^E T_{1p} + d_{31,p} E_3, \\ D_3 = d_{31,p} T_{1p} + \varepsilon_{33}^T E_3, \end{cases} \quad (9)$$

其中,  $T_{1p}$  和  $S_{1p}$  分别是沿  $x$  轴方向的应力和应变;  $D_3$  和  $E_3$  分别是沿  $z$  轴方向的电位移矢量和电场强度;  $s_{11}^E$  是恒定电场下的弹性柔顺常数;  $d_{31,p}$  是压电应变常数;  $\varepsilon_{33}^T$  是恒定应力下的介电常数.

两种材料的交界面为理想耦合界面, 满足  $S_{1p} = S_{3m} = \partial u_1 / \partial x$ . 运用“平均场”的方法, 可将 (5) 式简化为一维形式, 即

$$-\bar{\rho}\omega^2 u_1 = n_p \frac{\partial T_{1p}}{\partial x} + n_m \frac{\partial T_{3m}}{\partial x}, \quad (10)$$

其中,  $n_p = t_p / t_{\text{sum}}$  和  $n_m = 2t_m / t_{\text{sum}}$  分别是压电层和磁致伸缩层的体积分数;  $\bar{\rho} = n_p \rho_p + n_m \rho_m$  是磁电换能器的平均密度;  $u_1$  是沿  $x$  方向的位移. 将 (9) 式和 (8) 式代入 (10) 式中, 并引入近似条件  $\partial E_3 / \partial x = 0$  和  $\partial H_3 / \partial x = 0$ , 则 (10) 式可写为波动方程:

$$\frac{\partial^2 u_1(x)}{\partial x^2} + \bar{k}^2 u_1(x) = 0, \quad (11)$$

其中,  $\bar{k} = \omega / \bar{v}$  是平均波数;  $\bar{v}$  是平均声速, 其表达式为

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{1}{\bar{\rho}} \left( \frac{n_p}{s_{11}^E} + \frac{n_m}{s_{33}^H} \right)}. \quad (12)$$

假设磁电换能器处于自由边界条件下, 可建立如图 2(a) 所示的等效磁-力-电耦合电路模型, 其中,  $C_0 = \varepsilon_{33}^T (1 - k_{31,p}^2) l w / t_p$  是压电层的静态电容,  $k_{31,p} = -d_{31,p} / \varepsilon_{33}^T$  是机电耦合系数 ( $-d_{31,p} < 0$ );  $\Gamma_p = -w d_{31,p} / s_{11}^E$  是压电层的机电转换系数;  $\Gamma_m = 2w t_m d_{33,m} / s_{33}^H$  是磁致伸缩层的机磁转换系数;  $R_L$  是负载电阻. 机械阻抗的表达式为<sup>[28]</sup>

$$Z_{\text{mech}} = -\frac{j}{2} \frac{w t_{\text{sum}}}{\bar{v}} \left( \frac{n_p}{s_{11}^E} + \frac{n_m}{s_{33}^H} \right) \cot \left( \frac{\bar{k}l}{2} \right), \quad (13)$$

其中,  $s_{33}^B = s_{33}^H (1 - k_{33,m}^2)$  是恒定磁通密度下的柔顺常数,  $k_{33,m} = d_{33,m} / \sqrt{s_{33}^H \mu_{33}^T}$  是机磁耦合系数.

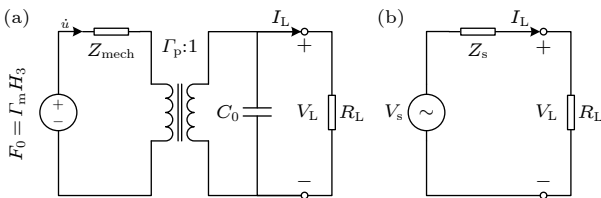


图 2 等效电路模型 (a) 磁-力-电耦合电路; (b) 戴维南等效电路

Fig. 2. Equivalent circuit model: (a) Magneto-elastic-electric coupling; (b) Thevenin equivalent circuit.

考虑到实际情况, 材料总存在一定的损耗, 因此, 本文考虑在压电材料中引入机械损耗和介电损耗, 在磁致伸缩材料中引入机械损耗. 于是, 将方程 (8) 和 (9) 中的柔顺常数和介电常数修正为复数, 即  $s_{11}^E \rightarrow s_{11}^E (1 - j/Q_p)$ ,  $s_{33}^H \rightarrow s_{33}^H (1 - j/Q_m)$ ,  $\varepsilon_{33}^T \rightarrow \varepsilon_{33}^T (1 - j \tan \delta_e)$ , 其中,  $Q_p$  和  $Q_m$  分别是压电和磁致伸缩材料的机械品质因数;  $\tan \delta_e$  是压电材料的介电损耗正切. 引入损耗因子后, 静态电容将包含电导损耗, 机电和机磁转换系数将变为复数, 机械阻抗也不再是纯虚数. 令  $\bar{k} = \bar{\beta} - j\bar{\alpha}$ , 其中,  $\bar{\alpha}$  是损耗常数,  $\bar{\beta}$  是相位常数;  $\bar{\lambda} = 2\pi / \bar{\beta}$  是复合材料中的平均波长. 当  $l$  与  $\bar{\lambda}/2$  大致相等时, 材料内部将产生声波谐振, 由此可大致推算出换能器的谐振频率为

$$f_r \approx \frac{|\bar{v}|^2}{2l \text{Re}[\bar{v}]}. \quad (14)$$

由传输矩阵理论, 可写出图 2(a) 中的二端口网络满足的矩阵方程为

$$\begin{bmatrix} F_0 \\ \dot{u} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & Z_{\text{mech}} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Gamma_p & 0 \\ 0 & \Gamma_p^{-1} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ j\omega C_0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_L \\ I_L \end{bmatrix}, \quad (15)$$

其中,  $F_0$  是等效驱动力, 与激励磁场成正比;  $\dot{u}$  是等效速度;  $V_L$  和  $I_L$  分别是负载电阻  $R_L$  上的电压和电流. 将该电路模型进行戴维南等效, 如图 2(b) 所示, 等效电压源为

$$V_s = V_L |_{I_L=0} = \frac{\Gamma_p \Gamma_m H_3}{\Gamma_p^2 + j\omega C_0 Z_{\text{mech}}}, \quad (16)$$

等效源阻抗为

$$Z_s = \frac{V_L}{I_L} \Big|_{F_0=0} = \frac{Z_{\text{mech}}}{\Gamma_p^2 + j\omega C_0 Z_{\text{mech}}}, \quad (17)$$

磁电系数为频域下电场与激励磁场的比值, 即

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{ME}}^V &= \frac{\alpha_{\text{ME}}^V}{t_p} = \left| \frac{\partial V_s}{t_p \partial H_3} \right| = \frac{1}{t_p} \left| \frac{V_s}{H_3} \right| \\ &= \frac{1}{t_p} \left| \frac{\Gamma_p \Gamma_m}{\Gamma_p^2 + j\omega C_0 Z_{\text{mech}}} \right|, \end{aligned} \quad (18)$$

其中,  $\alpha_{\text{ME}}^V$  是磁电电压系数. 负载电阻消耗的功率为

$$P_L = \frac{|V_L|^2}{2R_L} = \frac{R_L |V_s|^2}{2|Z_s + R_L|^2}. \quad (19)$$

### 3 有限元模拟设置

借助有限元仿真平台 COMSOL 5.6, 建立相应的三维有限元模型, 并将尺寸设置为  $l = 20 \text{ mm}$ ,  $w = 5 \text{ mm}$ ,  $t_p = 0.4 \text{ mm}$ ,  $t_m = 0.3 \text{ mm}$ . 磁电换能器中的压电层采用 PZT-5H; 磁致伸缩层采用 Terfenol-D, 材料参数来源于文献 [23], 其中杨氏模量  $Y$  为 25 GPa, 泊松比  $\nu$  为 0.33, 密度  $\rho$  为  $9200 \text{ kg/m}^3$ , 饱和磁通密度  $\mu_0 M_s$  为 0.9 T, 初始磁化率  $\chi_0$  为 27, 饱和磁致伸缩系数  $\lambda_s$  为  $10^{-3}$ , 电导率  $\sigma$  为  $1.667 \times 10^6 \text{ S/m}$ . 同时, 将材料的损耗参数分别设置为  $Q_p = 70$ ,  $Q_m = 10$ ,  $\tan \delta_e = 0.02$ .

在有限元模型中, 利用亥姆霍兹线圈来提供近似均匀分布的直流偏置磁场和交流激励磁场, 其中, 环形线圈的大半径  $R_0$  为 45 mm, 小半径  $r_0$  为 1.5 mm, 两线圈之间的间距等于  $R_0$ , 线圈轴线中心处磁场的理论值为

$$H_0 = \left(\frac{4}{5}\right)^{3/2} \frac{n_c I_c}{R_0}, \quad (20)$$

其中,  $n_c$  和  $I_c$  分别是单个线圈的匝数和电流. 磁电换能器的几何中心与线圈轴线中心重合, 其长度方向与线圈轴线方向平行. 为保证模型计算的准确性, 将磁电换能器和线圈放置在足够大的空气域中, 并在模型的最外侧设置用来模拟自由空间的无限元域.

完整的有限元模型包含了磁场、固体力学、静电、电路这 4 个模块, 各模块之间的耦合关系如图 3 所示. 在稳态分析中, 线圈电流产生直流偏置磁场, 在磁致伸缩层内部产生的预应力和初始磁化, 为后续的频域扰动计算提供合适的偏置工作点. 因此, 稳态分析中只考虑了磁场与固体力学模块的耦合, 这样操作并不会对后续的频域扰动计算产生影响, 而且能够提高模型计算的收敛性.

直流磁场提供稳定的偏置工作点后, 进行交流磁场幅度为 1 Oe 的频域扰动计算, 该步骤包含了图 3 中所有的物理模块, 磁电换能器模型处于自由振动的状态. 在静电模块中, 压电层的下表面接地, 上表面设置为终端边界, 该边界将作为等效电压源应用于电路模块中, 与负载电阻  $R_L$  相连. 在电路模块中, 分别令  $R_L$  等于  $R_a$  和  $R_b$ , 对应获取负载电压  $V_a$  和  $V_b$ , 结合图 2(b), 可反解出磁电换能器的等效

电压源和源阻抗, 即

$$\begin{cases} V_s = |V_s| e^{j\phi_s} = \frac{(R_a - R_b) V_a V_b}{R_a V_b - R_b V_a}, \\ Z_s = R_s + jX_s = \frac{(V_a - V_b) R_a R_b}{R_a V_b - R_b V_a}, \end{cases} \quad (21)$$

其中,  $\phi_s$  是等效电压源的相位;  $R_s$  和  $X_s$  分别是等效源电阻和源电抗.

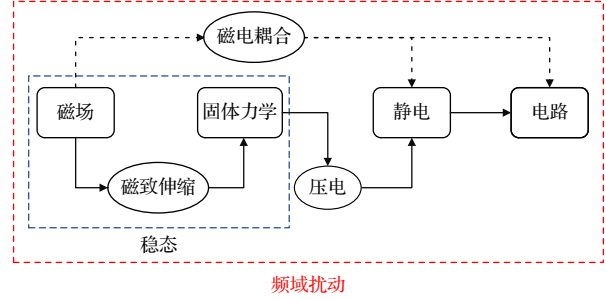


图 3 有限元模型中各模块之间的耦合及仿真计算方案

Fig. 3. The coupling between each module in the finite element model and the simulation calculation scheme.

考虑到磁致伸缩材料的导体性质, 在交流磁场的作用下会产生趋肤效应, 使磁场分布在磁致伸缩层的外表面, 该现象对于有限元计算中的网格划分具有指导意义, 决定了网格划分的数量和质量, 直接影响模型计算的收敛性和准确性. 因此, 需要对磁致伸缩材料的最小趋肤深度进行估算, 计算公式为

$$\delta_{\min} = (\pi f_{\max} \mu_{\max} \sigma)^{-1/2}, \quad (22)$$

其中,  $f_{\max}$  是仿真计算中的最高频率, 值为 65 kHz,  $\mu_{\max} = \mu_0 (1 + \chi_0)$  是磁导率的最大值. 由 (22) 式计算出的数值为 0.29 mm, 与磁致伸缩层的厚度几乎相等. 因此, 交流磁场能够穿透并进入磁致伸缩材料内部, 无需细化该层在厚度方向上的网格.

## 4 结果讨论

### 4.1 模型验证

借助 COMSOL 平台的多场耦合求解器, 对该有限元模型进行仿真计算. 为了验证有限元计算结果的正确性, 首先进行稳态分析验证, 考察直流偏置磁场对非线性磁致伸缩材料的影响. 调整亥姆霍兹线圈中的电流, 使偏置磁场从 10 增至 1000 Oe. 参考线性本构方程 (8), 可定义非线性磁致伸缩材料的切向压磁应变常数, 其计算式为

$$d_{33,m} = \left( \frac{\partial S_{mc}}{\partial \mathbf{H}} \right)_{33} \quad (23)$$

与一般的磁性材料类似,可定义切向磁化率,其计算式为

$$\chi_{33} = \left( \frac{\partial M}{\partial \mathbf{H}} \right)_{33} \quad (24)$$

图 4 给出了  $d_{33,m}$  和  $\chi_{33}$  随偏置磁场的变化情况. 由于是三维模型,材料内部不同空间位置处计算出的参数并不完全一致,因此,图 4 展现的是  $d_{33,m}$  和  $\chi_{33}$  在磁致伸缩层中的体平均值. 随着偏置磁场的逐渐增大,材料内部的磁化强度趋近于饱和,  $\chi_{33}$  趋近于 0;  $d_{33,m}$  呈现出先增大后减小的变化趋势,并在 190 Oe 附近达到峰值 12.77 nm/A. 文献 [28] 给出了 Terfenol-D 在 300 Oe 偏置磁场下的压磁应变常数为 11 nm/A,在相同的偏置磁场下,本文得到的仿真数值为 11.9 nm/A,二者十分接近.

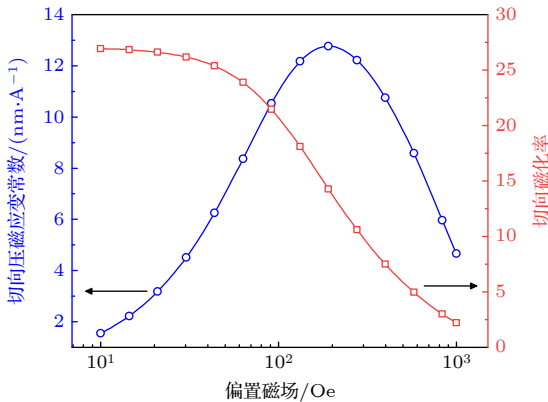


图 4 切向压磁应变常数和切向磁导率的随偏置磁场的变化

Fig. 4. Variation of tangent piezomagnetic coupling coefficient and tangent magnetic susceptibility with bias magnetic fields.

为了对有限元模型作进一步地验证,接下来考虑低频和谐振态下的磁电效应. 针对低频磁电效应,本文采用文献 [23] 中模型设置. 将模型的左端固定,尺寸修改为  $l = 14 \text{ mm}$ ,  $w = 12 \text{ mm}$ ,  $t_p = 0.5 \text{ mm}$ ,  $t_m = 1.5 \text{ mm}$ . 压电层采用 PZT-5A,磁致伸缩层仍然采用 Terfenol-D;引入瑞利阻尼模型,设置刚度阻尼参数为  $6.4 \times 10^{-4} \text{ s}$ ,忽略介电损耗. 固定交流磁场的幅度为 1 Oe,频率为 1 kHz,计算磁电系数随偏置磁场的变化情况. 图 5(a) 展示了本文仿真结果与文献 [23] 实验数据的对比情况. 在

低偏置磁场下,仿真结果与实验数据高度吻合;在高偏置磁场下,仿真结果与实验数据存在较小的差距.

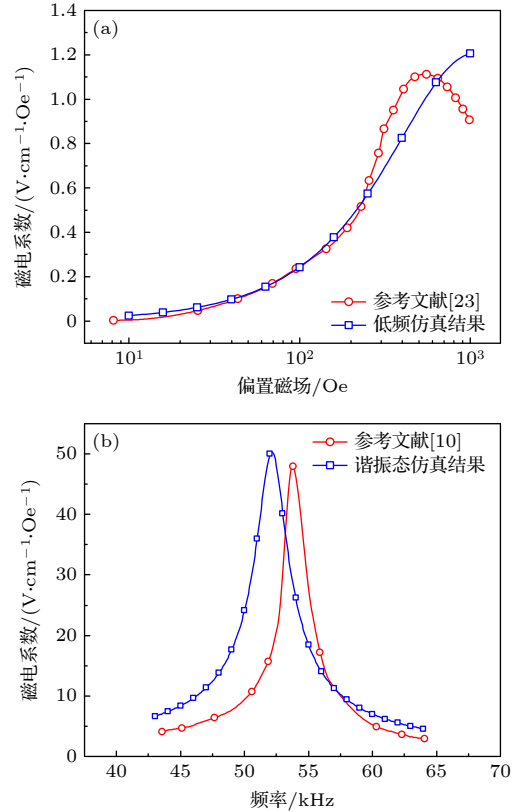


图 5 仿真结果与参考文献数据对比 (a) 低频磁电系数; (b) 谐振磁电系数

Fig. 5. Comparison of simulation results with reference data: (a) Low-frequency magnetoelectric coefficient; (b) resonance magnetoelectric coefficient.

针对谐振磁电效应,本文沿用第 3 节中的模型设置,与文献 [10] 保持一致. 图 5(b) 展示了本文仿真结果与文献 [10] 数据的对比情况,二者十分接近,且具有相同的变化趋势,在谐振频率附近出现极大值. 在 300 Oe 的偏置磁场下,仿真曲线为  $50.35 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Oe})@ 52.1 \text{ kHz}$ ,参考曲线为  $47.9 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Oe})@ 53.8 \text{ kHz}$ . 因此,本文所建立的非线性有限元模型能够和已有的文献数据保持较好的一致性,能够有效预测偏置磁场对磁电换能器的影响.

## 4.2 谐振磁电效应分析

前文分析表明,切向压磁应变常数的峰值出现在 190 Oe 附近. 因此,对于谐振磁电效应的研究,无需设置过低或过高的偏置磁场. 接下来,设置直流偏置磁场从 50 到 500 Oe 变化,步长为 50 Oe,交

流激励磁场幅度为 1 Oe, 扫频范围为 40—65 kHz, 步长为 0.1 kHz. 分别设置负载电阻为 50 和 200  $\Omega$ , 进行两次仿真计算, 根据 (21) 式计算出磁电换能器的等效电压源和源阻抗.

图 6(a), (b) 展示了不同偏置磁场下, 等效源电阻和源电抗随频率的变化情况. 随着偏置磁场的增大, 磁电换能器的谐振频率向低频方向移动, 等效源电阻逐渐增大. 这说明, 当偏置磁场低于 500 Oe 时, 非线性磁致伸缩材料的等效柔顺常数  $s_{33}^H$  会随着偏置磁场的增大而逐渐增大并趋于稳定. 当偏置磁场低于 200 Oe 时, 等效源电抗在整个考察频段内均小于 0, 呈现为容性; 偏置磁场超过 200 Oe 后, 存在两个使等效源阻抗呈阻性的频率点.

如图 6(c) 所示, 随着偏置磁场的增大, 换能器的磁电系数逐渐增大, 峰值向低频方向偏移: 由 50 Oe 时的 19.85 V/(cm·Oe)@ 55.5 kHz 增至 500 Oe 时的 51.63 V/(cm·Oe)@ 51.3 kHz. 然而, 当偏置磁场达到 350 Oe 以后, 继续增大偏置磁场的数值, 磁电系数变化缓慢, 基本稳定在 51 V/(cm·Oe)

附近, 并在 450 Oe 的偏置磁场下达到最大值: 51.79 V/(cm·Oe)@ 51.4 kHz.

为了衡量磁电换能器驱动负载的极限能力, 将图 2(b) 中的负载电阻  $R_L$  替换为阻抗  $Z_L$ . 假定该负载始终满足共轭匹配的条件, 即  $Z_L = Z_s^*$ , 于是, 负载的极限功率为

$$P_{lim} = \frac{|V_s|^2}{8R_s}. \quad (25)$$

图 6(d) 给出了不同偏置磁场下, 负载极限功率随频率的变化情况. 与图 6(c) 类似, 随着偏置磁场的增大, 极限功率的峰值也逐渐向低频方向移动: 由 50 Oe 时的 -10.33 dBm @ 54.3 kHz 变化至 500 Oe 时的 -3.27 dBm @ 49.8 kHz, 并在 350 Oe 时达到最大值 -3.01 dBm @ 50.4 kHz. 由此可见, 负载极限功率和磁电系数峰值所对应的频率并不一致, 所需偏置磁场也不完全相同. 当偏置磁场超过 350 Oe 后, 磁电系数基本保持不变, 但等效源电阻仍然有所增大, 从而导致负载极限功率略有下降. 在计算磁电系数时, 通常只考虑压电层

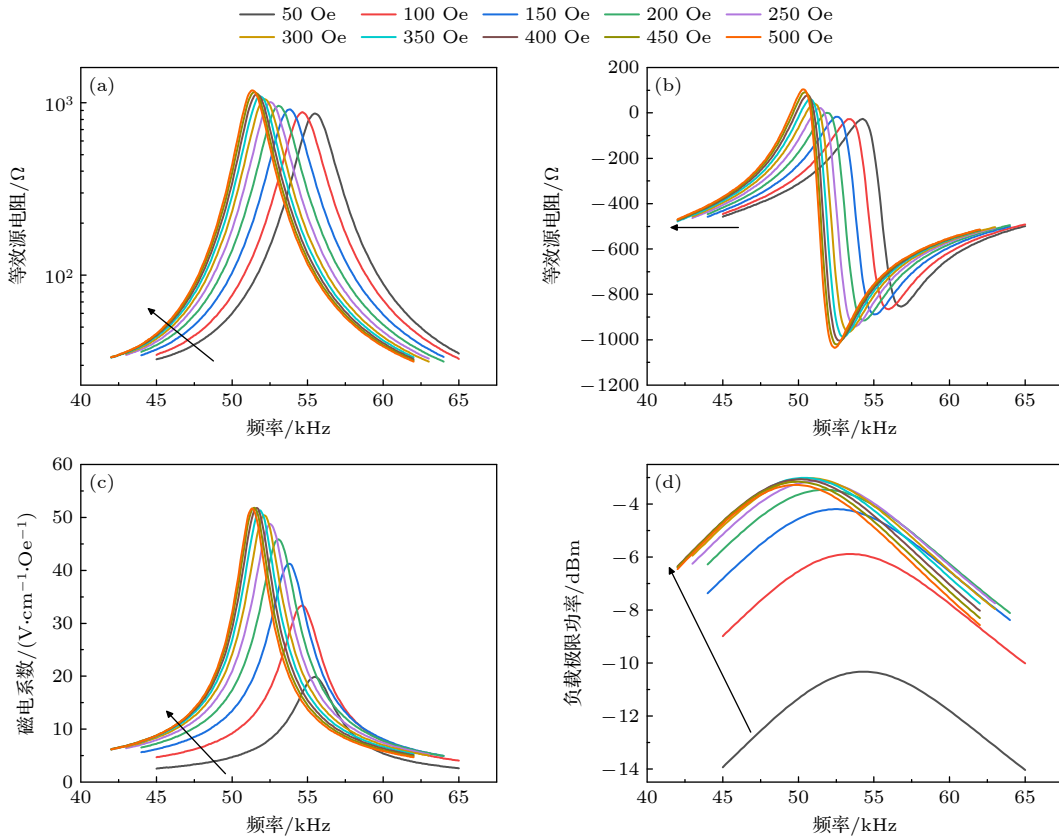


图 6 磁电换能器在不同偏置磁场下的频域响应 (a) 等效源电阻; (b) 等效源电抗; (c) 磁电系数; (d) 负载极限功率

Fig. 6. Frequency domain response of magnetolectric transducer under different biased magnetic fields: (a) Equivalent source resistance; (b) equivalent source reactance; (c) magnetolectric coefficient; (d) ultimate load power.

能够输出的最大电压. 极限情况下, 采用开路负载能获得最大的输出电压 $|V_s|$ , 但负载功率却为 0. 因此, 层合磁电材料作为换能器使用时, 只考虑其磁电系数是不全面的, 必须综合考虑磁电系数和等效源阻抗, 再评估其驱动负载的极限能力.

### 4.3 匹配网络及其优化

在实际情况下, 负载通常是一个不随频率变化的阻性元件, 磁电换能器的等效源阻抗是随频率变化的复函数. 倘若直接将负载连接到换能器上, 阻抗失配会导致负载功率降低、工作带宽变窄. 因此, 为了使换能器在较宽的频带范围内获得最大的功率输出, 提高转换效率, 需要在换能器和负载之间引入无耗的匹配网络, 如图 7 所示.

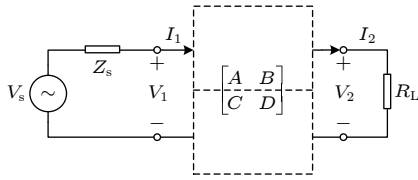


图 7 引入匹配网络后的等效电路  
Fig. 7. The equivalent circuit after the matching network is introduced.

用传输矩阵来表示该匹配网络. 设端口 1 和端口 2 处的电压、电流分别是  $(V_1, I_1)$  和  $(V_2, I_2)$ , 列出线性方程组:

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix}. \quad (26)$$

当端口 2 接入负载电阻时, 满足  $V_2 = I_2 R_L$ . 为了使负载功率最大化, 需满足共轭匹配的条件, 即  $Z_{in} = (AR_L + B)/(CR_L + D) = Z_s^*$ , 其中,  $Z_{in}$  是从端口 1 看进去的输入阻抗. 简单起见, 本文在换能器和负载之间引入 L 节匹配网络<sup>[29]</sup>, 该网络由两个电抗性元件组成. 射频系统的特性阻抗通常为  $50 \Omega$ , 因此, 本文也选用  $50 \Omega$  的负载电阻. 如

图 6(a) 所示, 磁电换能器在谐振频率附近的等效源电阻均大于负载电阻, 归一化源阻抗  $z_s = Z_s/R_L$  位于史密斯圆图上“ $1 + jx$  圆”的内部, 需采用图 8(a) 所示的匹配网络.

基于共轭匹配的原则可列出如下方程:

$$R_s - jX_s = \frac{1}{jB + 1/(R_L + jX)}, \quad (27)$$

由 (27) 式可以解出:

$$\begin{cases} B = \frac{X_s \pm \sqrt{R_s/R_L \sqrt{R_s^2 + X_s^2} - R_L R_s}}{R_s^2 + X_s^2}, \\ X = \frac{1}{B} + \frac{X_s R_L}{R_s} - \frac{R_L}{B R_s}. \end{cases} \quad (28)$$

(28) 式表明, 图 8(a) 中的匹配网络存在两种解, 即为图 8(b) 和图 8(c).

然而, 上述方法只能在单一频点实现理想的阻抗匹配. 仿真结果表明, 磁电换能器的等效电压源和源阻抗都是关于频率的复函数, 采用此方法无法在保证负载功率的同时, 拓展磁电换能器的工作带宽. 因此, 需要在此基础上对匹配元件进行参数优化, 以实现兼顾负载功率和工作带宽的效果. 本文采用差分进化算法进行匹配网络优化, 并考虑如下优化目标:

$$\text{Target} = \max \left\{ \int_{f_1}^{f_2} P_L(f) df \right\}, \quad (29)$$

其中, 选取积分区间长度  $\Delta f = f_2 - f_1$  为 4 kHz, 中心频率为  $f_0 = (f_1 + f_2)/2$ . 频域扰动分析表明, 在 350 Oe 的偏置磁场下, 负载能够获得最大的极限功率. 因此, 接下来将对该偏置磁场下的磁电换能器进行匹配网络的优化.

以  $P_{lim} - \max P_L \leq 0.5 \text{ dB}$  为前提, 分别对匹配网络 I 和匹配网络 II 进行优化. 如图 9 所示, 以未匹配的情形作为参考, 通过优化匹配网络, 不仅能够提高负载功率, 还能实现频率调谐和带宽拓展.

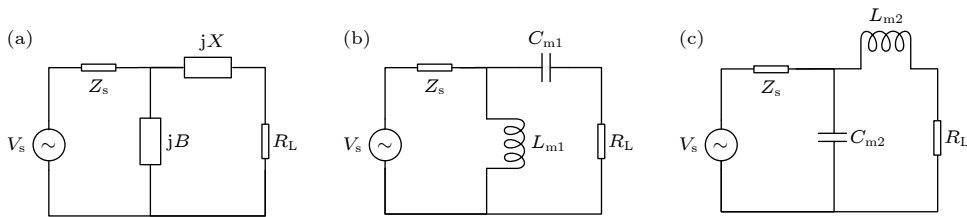


图 8 (a) L 节匹配网络,  $jB$  和  $jX$  分别表示并联电纳和串联电抗; (b) 匹配网络 I; (c) 匹配网络 II

Fig. 8. (a) L-section matching network,  $jB$  and  $jX$  represent parallel susceptance and series reactance, respectively; (b) matching network I; (c) matching network II.

以中心频率为 50 kHz 为例, 在图 9(a) 中, 负载功率的最大值为 -3.19 dBm, 该数值与  $P_{lim}$  十分接近. 同时, 将优化后的匹配元件参数代入原有限元模型中再次进行计算, 仿真结果与基于戴维南等效的计算结果保持一致, 从而证实了该方法的正确性和有效性. 定义负载功率下降至最大值一半时的频率范围为磁电换能器的 3 dB 带宽. 中心频率为 50 kHz 时, 采用匹配网络 I 能够获得 5.86 kHz 的带宽. 与未匹配时相比, 负载功率提高了 2.30 dB, 带宽拓展为原来的 2.27 倍. 表 1 中详细列出了不

同调谐频率下的匹配元件参数及其性能. 值得注意的是, 本文所提出的匹配和优化方法并不局限于阻性负载, 亦适用于频变负载, 具有很强的普适性.

表 2 中, 本文所提出的磁电换能器模型与近年来已发表论文的性能指标进行了对比. 同时, 为了客观评价磁电换能器的性能, 需定义功率密度<sup>[15]</sup>参数, 即

$$PD = \frac{P_L}{V_{ol} \cdot |H_{AC}|^2}, \quad (30)$$

其中,  $V_{ol}$  是磁电换能器的体积. 该参数描述了单

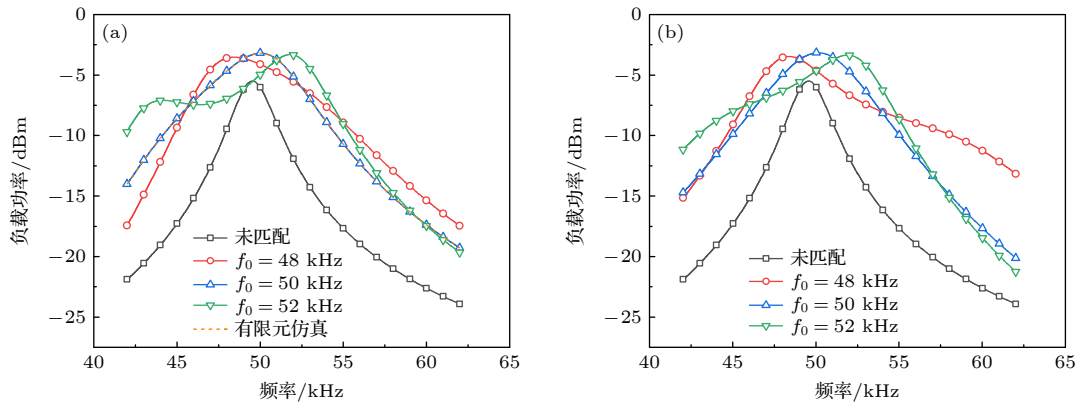


图 9 引入匹配网络后的效果 (a) 匹配网络 I; (b) 匹配网络 II

Fig. 9. The effect after the introduction of the matching network: (a) Matching network I; (b) matching network II.

表 1 引入匹配网络前后的性能对比

Table 1. Performance comparison before and after the matching network is introduced.

匹配网络	匹配元件		匹配性能		
	$L_m$ /mH	$C_m$ /nF	max $P_L$ /dBm	带宽/kHz	
未匹配		无	-5.49	2.58	
$f_0 = 48$ kHz	I	0.38	20.60	-3.51	6.98
	II	0.53	8.36	-3.46	5.66
$f_0 = 50$ kHz	I	0.40	24.96	-3.19	5.86
	II	0.41	18.38	-3.15	5.70
$f_0 = 52$ kHz	I	0.63	13.84	-3.30	5.04
	II	0.69	11.05	-3.35	6.14

表 2 不同磁电换能器的性能指标对比

Table 2. Performance comparison of different magnetoelectric transducers.

参考文献	材料类型		体积/mm <sup>3</sup>	磁电系数 /(V · cm <sup>-1</sup> · Oe <sup>-1</sup> )	负载功率*/dBm	功率密度 /(mW · cm <sup>-3</sup> · Oe <sup>-2</sup> )
	压电	磁致伸缩				
[11,12]	PZT-5A	Galfenol	352	41.17	-0.16	2.74
[13]	PZT	Galfenol	152.61	N/A	-2.11	4.03
[30]	PZT-5A	Ni和Metglas	50.73	52.00	-7.85	3.23
[31]	PVDF	Metglas	1.75	0.133	-18.54	8.00
本文	PZT-5H	Terfenol-D	100	51.79	-3.15	4.84

注: \* 为1 Oe交流磁场激励下的负载功率.

位体积的磁电换能器在单位磁场激励下的输出功率. 结果表明, 本文所提出的方案, 能够在较小的体积下使磁电系数、负载功率和功率密度均保持在较高的水平, 具有显著的均衡性优势.

## 5 结 论

本研究基于非线性的磁致伸缩本构方程, 建立了工作在 L-T 模式下的磁电换能器模型. 该模型中耦合了磁场、固体力学、静电和电路模块, 并在 COMSOL 5.6 中完成了求解. 在外加磁场的作用下, 研究了 M-P-M 型对称结构的谐振磁电效应. 基于戴维南定理, 通过设置不同的负载电阻, 实现了对谐振磁电系数和等效源阻抗的完整求解, 得到了负载极限功率. 最后, 在磁电换能器和负载电阻之间引入优化后的 L 节匹配网络, 在保证负载功率的前提下, 使工作带宽得到了最大化.

1) 稳态分析中, 切向压磁应变常数在 190 Oe 的偏置磁场下达到峰值 12.77 nm/A, 切向磁化率则随着偏置磁场的增大而逐渐减小.

2) 在谐振磁电效应的分析中, 在 450 Oe 的偏置磁场下, 磁电系数的峰值为 51.79 V/(cm·Oe)@51.4 kHz; 在 350 Oe 的偏置磁场下, 负载极限功率为 -3.01 dBm @ 50.4 kHz.

3) 以  $P_{\text{lim}} - \max P_L \leq 0.5$  dB 为前提, 引入优化后的匹配网络, 实现了中心频率为 48, 50, 52 kHz 的调谐, 3 dB 带宽至少提升为匹配前的 1.95 倍 (5.04 kHz/2.58 kHz).

4) 本文所提出的磁电换能器模型, 在体积、磁电系数、负载功率和功率密度的性能指标之间实现了均衡性设计.

## 参考文献

[1] Wang Y, Gray D, Berry D, Gao J, Li M, Li J, Viehland D 2011 *Adv. Mater.* **23** 4111  
 [2] Nan C W, Bichurin M I, Dong S X, Viehland D, Srinivasan G 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 031101  
 [3] Ju S, Chae S H, Choi Y, Lee S, Lee H W, Ji C H 2013 *Smart Mater. Struct.* **22** 115037  
 [4] Ryu J, Carazo A V, Uchino K, Kim H E 2001 *Jpn. J. Appl. Phys.* **40** 4948

[5] Dong S, Li J, Viehland D 2003 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **50** 1253  
 [6] Dong S, Li J, Viehland D 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 2625  
 [7] Zhang X, Zhou J, Yao X, Yang Z, Zhang G 2020 *J. Magn. Magn. Mater.* **501** 166411  
 [8] Nan T, Lin H, Gao Y, Matyushov A, Yu G, Chen H, Sun N, Wei S, Wang Z, Li M, Wang X, Belkessam A, Guo R, Chen B, Zhou J, Qian Z, Hui Y, Rinaldi M, McConney M E, Howe B M, Hu Z, Jones J G, Brown G J, Sun N X 2017 *Nat. Commun.* **8** 296  
 [9] Zaeimbashi M, Nasrollahpour M, Khalifa A, Romano A, Liang X, Chen H, Sun N, Matyushov A, Lin H, Dong C, Xu Z, Mittal A, Martos-Repath I, Jha G, Mirchandani N, Das D, Onabajo M, Shrivastava A, Cash S, Sun N X 2021 *Nat. Commun.* **12** 3141  
 [10] Truong B D 2020 *IEEE Sens. J.* **20** 5322  
 [11] Truong B D, Roundy S 2020 *Smart Mater. Struct.* **29** 085053  
 [12] Truong B D, Andersen E, Casados C, Roundy S 2020 *Sens. Actuator A-Phys.* **316** 112269  
 [13] Hosur S, Sriramdas R, Karan S K, Liu N, Priya S, Kiani M 2021 *IEEE Trans. Biomed. Circuits Syst.* **15** 1079  
 [14] Singer A, Robinson J T 2021 *Adv. Healthc. Mater.* **10** 2100664  
 [15] Saha O, Truong B D, Roundy S 2022 *Smart Mater. Struct.* **31** 113001  
 [16] Shi Z, Nan C W 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2766 (in Chinese) [施展, 南策文 2004 物理学报 **53** 2766]  
 [17] Dai X Z 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 207501 (in Chinese) [代显智 2014 物理学报 **63** 207501]  
 [18] Li J, Wen Y, Li P, Yang J 2017 *IEEE Trans. Magn.* **53** 2500406  
 [19] Zhou J, Zhang Y, Zhang G, Liu P 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 043907  
 [20] Zhou J, Ma Y, Zhang G, Chen X 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 202904  
 [21] Zhang X, Yao X, Zhou J, Yang Z 2018 *J. Mater. Sci. Mater. Electron.* **29** 17706  
 [22] Zhou Y, Li C J, Pan Y R 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 077702 (in Chinese) [周勇, 李纯健, 潘昱融 2018 物理学报 **67** 077702]  
 [23] Han J, Zhang J, Gao Y 2018 *J. Magn. Magn. Mater.* **466** 200  
 [24] Stampfli R, Youssef G 2020 *Int. J. Mech. Sci.* **177** 105573  
 [25] Liu X E, Zheng X J 2005 *Acta Mech. Sin.* **21** 278  
 [26] Zhou H M, Cui X L 2014 *Smart Mater. Struct.* **23** 105014  
 [27] Yang F, Wen Y M, Li P, Zheng M, Bian L X 2008 *Sens. Actuator A-Phys.* **141** 129  
 [28] Zhou J, Yang Y, Zhang G, Peng J, Liu P 2016 *Compos. Struct.* **155** 107  
 [29] Pozar D M (translated by Zhang Z Y, Zhou L Z, Wu D M) 2015 *Microwave Engineering* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) pp190–192 (in Chinese) [波扎尔 D M 著 (张肇仪, 周乐柱, 吴德明译) 2015 微波工程 (北京: 电子工业出版社) 第190—192页]  
 [30] Saha O, Andersen E, Roundy S 2021 *IEEE 20th International Conference on Micro and Nanotechnology for Power Generation and Energy Conversion Applications (PowerMEMS)* Exeter, United Kingdom, December 6–8, 2021 pp36–39  
 [31] Mukherjee D, Mallick D 2023 *Appl. Phys. Lett.* **122** 014102

# Resonance magnetoelectric effect analysis and output power optimization of nonlinear magnetoelectric transducer model\*

Xie Bing-Hong<sup>1)2)</sup> Xu Guo-Kai<sup>3)†</sup> Xiao Shao-Qiu<sup>4)5)‡</sup>  
Yu Zhong-Jun<sup>1)</sup> Zhu Da-Li<sup>2)6)</sup>

1) (*Institute of Aerospace Information Innovation, Chinese Academy of Sciences, Beijing 101407, China*)

2) (*Institute of Information Engineering, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100093, China*)

3) (*School of Systems Science and Engineering, Sun Yat-sen University, Guangzhou 510006, China*)

4) (*School of Electronics and Information Technology, Guangdong Provincial Key Laboratory of Optoelectronic Information Processing Chips and Systems, Sun Yat-sen University, Guangzhou 510006, China*)

5) (*Science and Technology on Micro-system Laboratory, Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200050, China*)

6) (*School of Cyberspace Security, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

( Received 29 November 2022; revised manuscript received 10 April 2023 )

## Abstract

Magnetoelectric composites comprised of piezoelectric and magnetostrictive materials, are widely used in magnetic field sensing, energy harvesting, and transducers. This work establishes a finite element model of a laminated magnetoelectric transducer coupled with magneto-elastic-electric fields based on the constitutive equation of the nonlinear magnetostrictive material. Then, the resonant magnetoelectric effect under different biased magnetic fields is studied. Based on the equivalent circuit model and the two-port network theory, the magnetoelectric coefficient and the equivalent source impedance under the resonant state are completely solved for the first time. Introducing optimized L-section matching networks between the magnetoelectric transducer and the load resistor can increase the load power and expand the operating bandwidth. The simulation results are consistent with the data in the literature, thus confirming the accuracy and effectiveness of the model. The simulation results demonstrate that the magnetoelectric coefficient reaches 51.79 V/(cm·Oe) at 51.4 kHz and 450 Oe bias magnetic field, and the ultimate output power of -3.01 dBm at 50.4 kHz and 350 Oe bias magnetic field. To ensure the load power, the power increase of 2.30 dB and the bandwidth expansion of 2.27 times are achieved by optimizing the matching network. The nonlinear finite element model in this work takes into account of the magnetoelectric effect under the acoustic resonance state and quantifies the ultimate output power. The magnetoelectric transducer model can obtain high magnetoelectric coefficient, load power, and power density in a small volume, providing a significant advantage in terms of equilibrium. The research results are of great importance in guiding the design and performance improvement of miniaturized magnetically coupled wireless power transfer systems.

**Keywords:** magnetoelectric effect, equivalent circuit, two-port network, impedance matching

**PACS:** 75.85.+t, 77.84.Lf, 85.80.Jm, 02.60.Cb

**DOI:** 10.7498/aps.72.20222277

\* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2021YFA0716500) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62171487).

† Corresponding author. E-mail: [xugk3@mail2.sysu.edu.cn](mailto:xugk3@mail2.sysu.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [xiaoshq8@mail.sysu.edu.cn](mailto:xiaoshq8@mail.sysu.edu.cn)



非线性磁电换能器模型的谐振磁电效应分析及其输出功率优化

谢冰鸿 徐国凯 肖绍球 喻忠军 朱大立

**Resonance magnetoelectric effect analysis and output power optimization of nonlinear magnetoelectric transducer model**

Xie Bing-Hong Xu Guo-Kai Xiao Shao-Qiu Yu Zhong-Jun Zhu Da-Li

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 117501 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222277

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222277>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

磁致伸缩/压电层叠复合材料磁电效应分析

Magnetolectric effect analysis of magnetostrictive/piezoelectric laminated composites

物理学报. 2018, 67(7): 077702 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172307>

磁电电压可调电感器的理论设计与可调性优化

Theoretical model and tunability optimization of magnetoelectric voltage tunable inductor

物理学报. 2021, 70(24): 247501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210899>

磁电异质结及器件应用

Magnetolectric heterostructure and device application

物理学报. 2018, 67(15): 157508 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180856>

高功率脉冲磁控溅射钛靶材的放电模型及等离子特性

Discharge model and plasma characteristics of high-power pulsed magnetron sputtering titanium target

物理学报. 2021, 70(18): 180701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202050>

引入界面耦合系数的长片型磁电层状复合材料的等效电路模型

Equivalent circuit model for plate-type magnetoelectric laminate composite considering an interface coupling factor

物理学报. 2018, 67(2): 027501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172080>

任意阶高通恒定分抗逼近电路—标度格型级联双口网络

Arbitrary-order high-operation constant fractance approximation circuit—lattice cascaded two-port network

物理学报. 2021, 70(4): 048401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201465>