

文章编号 1004-924X(2016)05-1128-10

精密磁致伸缩致动器的动态非线性多场耦合建模

刘慧芳*, 王汉玉, 王 洁, 单光坤

(沈阳工业大学 机械工程学院, 辽宁 沈阳 110870)

摘要:为提高超磁致伸缩致动器(GMA)的精度,描述其在动态和准静态环境下的复杂磁滞行为,设计了具有精密位移输出的 GMA,建立了包含磁滞及涡流损失的动态非线性多场耦合模型。首先,采用模块化方法设计了 GMA;然后,利用热力学理论和能量守恒定律,建立了超磁致伸缩材料非线性多场耦合本构模型;最后,通过分析材料非线性本构行为与系统结构动态行为间的耦合过程,提出了 GMA 的动态非线性多场耦合模型。实验分析了能量损失及预紧力对系统特性的影响规律。结果表明:预紧力可改善系统输出特性且存在最佳预紧状态;建立的模型能够较准确预测位移,平均相对误差约为 4.5%。另外,随着频率增加,异常和涡流能量损失以及磁滞量会增大,磁滞行为源于磁畴不可逆运动过程中的能量损失。实验还显示:对于精密 GMA 系统,不能忽略高频涡流效应。建立的模型较准确地描述了动态及准静态环境下 GMA 的复杂磁滞行为,由于考虑了材料本构行为耦合和系统动态行为耦合,进一步提高了 GMA 系统的精度。

关键词:磁致伸缩致动器;非线性多场耦合模型;磁滞行为;涡流损失

中图分类号:TP271.2;TM274 **文献标识码:**A **doi:**10.3788/OPE.20162405.1128

Modeling of dynamic nonlinear multi-field coupling for precision magnetostrictive actuator

LIU Hui-fang*, WANG Han-yu, WANG Jie, SHAN Guang-kun

(School of Mechanical Engineering, Shenyang University of Technology, Shenyang 110870, China)

* Corresponding author, E-mail: hfliu@sut.edu.cn

Abstract: To improve the precision of a Giant Magnetostrictive Actuator (GMA) used in a precision machining field and to describe its complex hysteresis behavior under dynamic and quasi-static conditions, a GMA with an accurate displacement output was designed. By consideration of both the eddy current losses and hysteresis, a dynamic nonlinear model with multi-field coupling effects was also established. Relationships among energy loss, hysteresis and frequency and other working performance were studied. Firstly, the GMA was designed through the modular method. Then, based on the thermodynamic theory and energy conservation law, a nonlinear multi-field coupling constitutive model for giant magnetostrictive materials was established. Finally, a nonlinear multi-field coupling dynamic model for the GMA was proposed through analyzing the coupling process between the nonlinear constitutive behaviors of materials and the dynamic behavior of system

收稿日期:2015-10-16;修订日期:2016-01-11.

基金项目:国家自然科学基金资助项目(No. 51305277);教育部博士学科点专项科研基金资助项目(No. 20132102120007);辽宁省博士启动基金资助项目(No. 20131080);中国博士后科学基金特别资助项目(No. 2014T70261);沈阳市科技计划资助项目(No. F15-199-1-14)

structure. The effects of energy loss and pretightening force on the system characteristics were analyzed. The experiment results show that pretightening force improves the output characteristic of GMA and there is an optimal preloaded state. The model predicts the displacement accurately and the average relative error is about 4.5%. The hysteresis behavior is attributed to the energy losses generated in the irreversible motion process of domain. With the increase of frequency, the abnormal and eddy current energy losses and hysteresis increase. The eddy current effect can not be ignored when precision GMA is under a high frequency. The model describes the complex hysteresis behaviors of the GMA under dynamic and quasi-static conditions accurately. As the material's constitutive coupling and structure's dynamic behavior coupling are considered, the precision of the GMA is improved greatly.

Key words: Giant Magnetostrictive Actuator(GMA); nonlinear multi field coupling model; hysteresis behavior; eddy current loss

1 引言

超磁致伸缩材料(Giant Magnetostrictive Materials, GMM)是一种新型稀土合金功能材料,具有磁致伸缩系数大、能量密度高、响应速度快等优异特性^[1]。超磁致伸缩致动器(Giant Magnetostrictive Actuator, GMA)是将 GMM 作为驱动元件、利用磁致伸缩效应将电磁能转换为机械能的新一代驱动器,它在精密加工、光学调整、声呐系统及国防等高性能驱动领域具有广阔的应用前景^[2-4]。

GMM 具有双向换能特性,在磁场作用下可以产生拉力响应,但作用于材料上的机械应力也会使磁场发生变化,因此 GMM 的工作过程是磁场与机械等物理场共同耦合作用的结果^[5-6]。研究表明 GMM 具有磁滞及涡流损失等特性,且磁场、磁化强度、力和应变间为非线性关系^[7-8]。另外,在 GMA 系统中,GMM 的形变通过位移传递机构作用于结构上使结构发生振动,同时系统结构振动又通过磁致伸缩逆效应引起材料的磁化状态变化^[9]。因此,在 GMA 系统中,存在着材料非线性本构行为与系统结构动态行为间的相互强耦合作用,需将其视为一个耦合整体进行分析。

GMM 的非线性本构耦合行为与系统结构动态行为间的强耦合、涡流能量损失、异常能量损失等对 GMA 精度及稳定性等具有影响^[10-11],阻碍了其在超精密加工领域的进一步应用。因此,建立同时考虑材料耦合及结构耦合以及磁滞与涡流

等特性的系统模型十分必要。目前,描述 GMM 的非线性磁滞行为的模型主要包括 J-A 磁化模型、Preisach 模型及神经网络磁滞模型等^[12]。J-A 模型源于铁磁材料的磁畴理论,可清晰揭示材料的磁化过程机理,但无法解释磁滞现象产生的本质原因,且未能包含能量损失^[13-14]。Preisach 模型是利用现象学方法描述引起磁滞的所有因素^[15-16]。对于系统结构动态行为的描述,包括离散有限元模型和集总参数模型等。神经网络磁滞模型能充分逼近任意复杂非线性滞回映射关系,可同时考虑频率、温度和其他特性,但是不能揭示磁滞机理,模型的学习和预测速度易受输入条件影响^[17-19]。迪昂模型是由一阶微分方程表示新磁致伸缩效应的数学模型,其便于控制器设计^[20]。但上述模型多数仅适用于准静态及低频条件,不能描述磁、力、热等多场耦合的非线性本构特性,对于材料多场耦合与系统结构动态行为间的耦合更加难以准确描述。

因此,本文设计了具有精密位移输出的 GMA 系统,建立了在磁场、应力与温度共同耦合作用下,包含磁滞及涡流损失的材料非线性本构耦合磁滞模型;通过逐一分析材料的非线性本构行为及其与系统结构动态行为间的强耦合过程,建立 GMA 的非线性多场耦合动态模型。并通过实验分析能量损失及预紧力对系统特性的影响规律。

2 GMA 结构设计及工作原理

GMA 主要工作原理是利用磁致伸缩效应,

即外界磁场作用时, GMM 内部磁化状态变化并致使其发生形变, 形变通过传递机构以位移或力的形式传递给负载, 进而实现驱动负载的过程。本文采用模块化方法对 GMA 进行设计, 主要由驱动模块和预紧模块组成, 结构如图 1 所示。

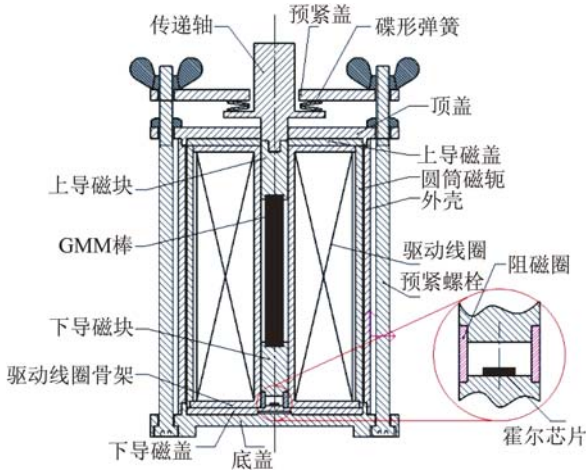


图 1 GMA 结构

Fig. 1 Structure of GMA

驱动模块完成 GMM 驱动及磁场监测功能, 主要包括驱动线圈、磁路、磁场监测、传递机构及封装机构。驱动通电线圈产生工作磁场, GMM 棒轴向应变通过上导磁块和传递轴传递给外部负载。霍尔芯片通过测量 GMM 内的磁通密度, 实现对材料磁化状态的监测。根据磁通易通过低磁阻支路的原理, 在霍尔芯片周围设计一阻磁圈以增加周围支路磁阻, 进而提高磁场监测灵敏度。

磁致伸缩效应与偏置磁场有关, 本文通过在驱动线圈中叠加直流偏置电流的方式, 为 GMM 同时提供驱动磁场和偏置磁场。该方法兼具了永磁偏置和单独偏置线圈的优点, 不仅易于偏置磁场调节, 而且克服了双线圈所引起致动器质量大的弊端。GMM 的相对磁导率较低, 所以利用上下导磁块、上下导磁盖及圆筒磁轭等导磁单元增强材料内部磁通并使其均布。防磁底盖、顶盖和外壳将 GMM 棒、线圈及磁路封装, 并由长螺栓固定。

预紧模块为 GMM 提供预紧力以改善磁致伸缩性能, 由预紧盖和碟形弹簧等构成, 通过调节预紧螺栓与蝶形螺母间的螺纹旋合长度调整弹簧变形量, 实现预紧力的调整。

3 GMA 系统的非线性动态多场耦合模型

3.1 GMM 的材料耦合模型

将 GMA 中的 GMM 视为底端固定、顶端自由且无能量损失的圆柱棒体, 其长度和直径分别为 l 和 D , 相对于固定端的纵坐标为 x 。材料耦合效应集中于应力场、磁场与温度场间, 总应变不仅包括应力、磁场和温度分别对材料产生的应变, 且包括因三场耦合而产生的应变。 t 时刻作用在 x 位置的磁场强度、应力、磁化强度及温度分别用 $H(t)$ 、 $\sigma(x, t)$ 、 $M(x, t)$ 和 $T(x, t)$ 表示, 纵向总应变为 $\epsilon(x, t)$ 。

应力使 GMM 产生的应变 $\epsilon_1(x, t)$:

$$\epsilon_1(x, t) = \frac{\sigma(x, t)}{E_s} + \begin{cases} \lambda_s \tanh\left[\frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s}\right], & \frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s} \geq 0 \\ \frac{\lambda_s}{2} \tanh\left[\frac{2\sigma(x, t)}{\sigma_s}\right], & \frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s} < 0 \end{cases} \quad (1)$$

其中: λ_s 为 $\sigma(x, t) = 0$ 及 $T(x, t) = T_r$ 时的饱和磁致伸缩系数, T_r 表示自旋重新定位温度; σ_s 为饱和应力:

$$\sigma_s = \frac{\lambda_s E_s E_0}{E_s - E_0} \quad (2)$$

其中: E_0 和 E_s 分别为初始及饱和杨氏模量。式 (1)~(2) 描述了在自旋重新定位温度下且无磁场时, 应力对材料的弹性应变作用, 由线性和非线性部分构成。

当工作温度为 $T(x, t)$ 、无应力和磁场状态下, 热膨胀使材料产生的应变 $\epsilon_2(x, t)$ 为:

$$\epsilon_2(x, t) = \alpha [T(x, t) - T_r] \quad (3)$$

其中 α 是热膨胀常数。热膨胀应变仅与温度有关。

热与磁场耦合作用使 GMM 产生的应变 $\epsilon_3(x, t)$:

$$\epsilon_3(x, t) = -\frac{\tilde{B}}{M_s^2} [T(x, t) - T_r] M(x, t)^2 \quad (4)$$

上式表示在无应力状态, 磁场与热场耦合效应对材料形变的影响。其中, \tilde{B} 为饱和磁致伸缩应变-温度曲线的斜率, M_s 为饱和磁化强度。

应力和磁场耦合产生的应变 $\epsilon_4(x, t)$:

$$\epsilon_1(x, t) = \begin{cases} \frac{\left[1 - \tanh\left(\frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s}\right)\right] \lambda_s M(x, t)^2}{M_s^2}, & \frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s} \geq 0 \\ \frac{\left[2 - \tanh\left(\frac{2\sigma(x, t)}{\sigma_s}\right)\right] \lambda_s M(x, t)^2}{2M_s^2}, & \frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s} < 0 \end{cases} \quad (5)$$

上式描述了在自旋重新定位温度下,磁场与应力耦合效应对材料形变的非线性影响。将应力弹性应变、热膨胀应变、热磁耦合应变、力磁耦合应变叠加,得到应力、磁场和温度共同作用下GMM纵向总应变:

$$\epsilon(x, t) = \frac{\sigma(x, t)}{E_s} + \alpha[T(x, t) - T_r] - \frac{\tilde{B}}{M_s^2}[T(x, t) - T_r]M(x, t)^2 + \begin{cases} \lambda_s \tanh\left(\frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s}\right) + \frac{\left[1 - \tanh\left(\frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s}\right)\right] \lambda_s M(x, t)^2}{M_s^2}, & \frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s} \geq 0 \\ \frac{\lambda_s}{2} \tanh\left(\frac{2\sigma(x, t)}{\sigma_s}\right) + \frac{\left[2 - \tanh\left(\frac{2\sigma(x, t)}{\sigma_s}\right)\right] \lambda_s M(x, t)^2}{2M_s^2}, & \frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s} < 0 \end{cases} \quad (6)$$

式(6)为GMM的非线性瞬态应变本构模型,描述了应力、磁场及温度对应变的独立与耦合作用。

磁致伸缩应变通常定义为外界磁场引起的GMM尺寸形变,因此在非线性瞬态本构模型中与磁化强度有关的项即为磁致伸缩应变:

$$\lambda(x, t) = -\frac{\tilde{B}}{M_s^2}[T(x, t) - T_r]M(x, t)^2 + \epsilon_1(x, t) \quad (7)$$

上述磁致伸缩模型不仅包含了磁化强度对磁致伸缩效应的主要作用,同时考虑了温度和应力与磁化强度的耦合作用对磁致伸缩效应的影响,该模型不仅改进了磁致伸缩应变与磁化强度间的

简单二次方关系 $\left[\lambda = \frac{3}{2}M^2\right]$,且可描述轴向任意处的应变。

GMM受磁场激励发生磁致伸缩效应过程中,其内部能量遵从守恒原则,即磁场总能量与材料的能量总消耗相等。能量消耗包括发生磁化及磁致伸缩效应消耗的能量、涡流效应消耗的能量、异常损失能量等。建立能量守恒方程:

$$E_{\text{total}} - E_M - E_e - E_a = 0, \quad (8)$$

其中: E_{total} 为磁场总能量, E_M 为磁化磁致伸缩能量消耗, E_e 和 E_a 分别为涡流和异常能量损失。强度为 $H(t)$ 的磁场产生的总磁能用无磁滞磁化强度、有效磁场强度和激励磁场强度表示:

$$E_{\text{total}} = \left\{ \delta_M [M_{\text{an}}(x, t) - M(x, t)] + c\zeta K \frac{dM_{\text{an}}(x, t)}{dH_{\text{eff}}(x, t)} \right\} \frac{dH(t)}{dt} \quad (9)$$

其中: $M_{\text{an}}(x, t)$ 为无磁滞磁化强度、 $H_{\text{eff}}(x, t)$ 为有效磁场强度; K 为微观结构参数,其与钉扎点密度和钉扎点能量成正比;磁场增大时,参数 ζ 值为+1,磁场减小时, ζ 为-1; c 为可逆系数; δ_M 是保证计算结果与材料物理特性一致的辅助参数:

$$E_M = \left\{ \zeta K - \delta_M \bar{\eta}(x, t) [M_{\text{an}}(x, t) - M(x, t)] - c\zeta K \bar{\eta}(x, t) \frac{dM_{\text{an}}(x, t)}{dH_{\text{eff}}(x, t)} \right\} \frac{\partial M(x, t)}{\partial t} \quad (10)$$

其中: $\bar{\eta}(x, t)$ 为辅助变量。

高频状态下,GMM发生较强的涡流效应,该过程消耗的能量即涡流能量损失为:

$$E_e = \mu_0 \delta_M \frac{D^2}{2\theta\beta} \left[\frac{\partial M(x, t)}{\partial t} \right]^2 \quad (11)$$

$$\delta_M = \begin{cases} 0: \frac{dH(t)}{dt} (M_{\text{an}}(x, t) - M(x, t)) < 0 \\ 1: \frac{dH(t)}{dt} (M_{\text{an}}(x, t) - M(x, t)) \geq 0 \end{cases}$$

磁化磁致伸缩能量消耗为:

异常能量损失为:

$$E_a = \mu_0^{\frac{1}{2}} \delta_M \left[\frac{G_0 S_0 H_0}{\theta} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{\partial M(x, t)}{\partial t} \right]^{\frac{3}{2}} \quad (12)$$

其中: μ_0 为真空磁导率, θ 为电阻率, β 为几何因子; G_0 是无量纲常数,其值为0.1356; S_0 是

GMM 的横截面积, H_0 是畴壁内势。

GMM 的非线性瞬态能量本构模型方程:

将式(9)~(12)分别代入式(8)两端,得到

$$\begin{aligned} & \left\{ \delta_M [M_{an}(x, t) - M(x, t)] + c\zeta K \frac{dM_{an}(x, t)}{dH_{eff}(x, t)} \right\} \frac{dH(t)}{dt} - \\ & \left\{ \zeta K - \delta_M \bar{\eta} [M_{an}(x, t) - M(x, t)] - \frac{c\zeta K \bar{\eta}(x, t) dM_{an}(x, t)}{dH_{eff}(x, t)} \right\} \frac{\partial M(x, t)}{\partial t} - \\ & \mu_0 \delta_M \frac{D^2}{2\theta\beta} \left[\frac{\partial M(x, t)}{\partial t} \right]^2 - \mu_0^{\frac{1}{2}} \delta_M \left[\frac{G_0 S_0 H_0}{\theta} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{\partial M(x, t)}{\partial t} \right]^{\frac{3}{2}} = 0. \end{aligned} \quad (13)$$

第三项和第四项分别描述了涡流和异常能量损失,因此非线性瞬态本构模型不仅可描述

GMM 的低频准静态工作特性,也适用于高频动态工作状态。其中,辅助变量 $\bar{\eta}$ 表达式为:

$$\bar{\eta}(x, t) = \eta - \frac{3\tilde{B}\sigma(x, t) [T(x, t) - T_r]}{\mu_0 M_s^2} + \begin{cases} \frac{3 \left[1 - \tanh \left(\frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s} \right) \right] \lambda_s \sigma(x, t)}{\mu_0 M_s^2}, & \left\{ \frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s} \geq 0 \right\} \\ \frac{3 \left[2 - \tanh \left(\frac{2\sigma(x, t)}{\sigma_s} \right) \right] \lambda_s \sigma(x, t)}{2\mu_0 M_s^2}, & \left\{ \frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s} < 0 \right\} \end{cases}. \quad (14)$$

无磁滞磁化强度 $M_{an}(x, t)$ 为:

$$M_{an}(x, t) = M_s \frac{[T_c - T(x, t)]^{0.5}}{(T_c - T_r)^{0.5}} \times \left[\coth \left(\frac{3\chi_m (T_c - T_r)^{0.5}}{M_s [T_c - T(x, t)]^{0.5}} \right) H_{eff}(x, t) - \frac{M_s [T_c - T(x, t)]^{0.5}}{3\chi_m (T_c - T_r)^{0.5} H_{eff}(x, t)} \right]. \quad (15)$$

其中 χ_m 是初始线性区的磁化率; T_c 是居里温度。

引起自发磁化的分子场,其与磁化强度成正比:

$$H_w(x, t) = \eta M(x, t). \quad (16)$$

有效磁场由线圈产生的激励场、材料发生自发磁化的外斯分子场、磁与力产生的磁场、磁与力和热产生的磁场 4 部分构成。外斯分子场是在低于居里温度时铁磁物质内部存在的分子磁场,即

其中 η 为外斯分子场系数。

应力与磁场相互作用产生的磁场:

$$H_{\sigma M}(x, t) = \begin{cases} \frac{3 \left[1 - \tanh \left(\frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s} \right) \right] \lambda_s}{\mu_0 M_s^2} \sigma(x, t) M(x, t), & \left\{ \frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s} \geq 0 \right\} \\ \frac{3 \left[2 - \tanh \left(\frac{2\sigma(x, t)}{\sigma_s} \right) \right] \lambda_s}{2\mu_0 M_s^2} \sigma(x, t) M(x, t), & \left\{ \frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s} < 0 \right\} \end{cases}. \quad (17)$$

应力、温度、磁场相互作用产生的磁场:

$$H_{\sigma T}(x, t) = - \frac{3\tilde{B}\sigma(x, t) M(x, t) [T(x, t) - T_r]}{\mu_0 M_s^2}. \quad (18)$$

GMM 的实际有效磁场强度为:

$$H_{eff}(x, t) = H(t) + \eta M(x, t) - \frac{3\tilde{B}\sigma(x, t) M(x, t) [T(x, t) - T_r]}{\mu_0 M_s^2} + H_{\sigma M}(x, t). \quad (19)$$

上述有效磁场强度模型不仅融合了激励磁场、动态应力及温度对有效磁场的独立作用及耦合作用,而且包含了材料自发磁化产生的外斯分子场。式(6)、(7)、(13)构成了在磁场、应力和温度等物理场作用下 GMM 磁化及磁致伸缩特性的非线性瞬态应变、磁致伸缩和能量本构模型。

3.2 GMM 本构特性与系统结构耦合的模型

根据位移与应变间的力学关系,建立无应力、

t 时刻位置 x 处 GMM 纵向位移与总应变的几何关系:

$$\epsilon(x, t) = \frac{\partial u(x, t)}{\partial x}. \quad (20)$$

将非线性瞬态应变表达式(6)改写为由线性应变和非线性应变两部分构成的紧凑形式:

$$\epsilon(x, t) = \frac{\sigma(x, t)}{E_s} + \vartheta(x, t). \quad (21)$$

其中: $\vartheta(x, t)$ 表示非线性总应变。

$$\vartheta(x, t) = \alpha [T(x, t) - T_r] - \frac{\tilde{B}}{M_s^2} [T(x, t) - T_r] M(x, t)^2 + \begin{cases} \lambda_s \tanh\left(\frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s}\right) + \frac{\left[1 - \tanh\left(\frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s}\right)\right] \lambda_s M(x, t)^2}{M_s^2}, & \left\{\frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s} \geq 0\right\} \\ \frac{\lambda_s}{2} \tanh\left(\frac{2\sigma(x, t)}{\sigma_s}\right) + \frac{\left[2 - \tanh\left(\frac{2\sigma(x, t)}{\sigma_s}\right)\right] \lambda_s M(x, t)^2}{2M_s^2}, & \left\{\frac{\sigma(x, t)}{\sigma_s} < 0\right\} \end{cases} \quad (22)$$

上式表示了无阻尼状态下 GMM 的总应变, 以此为基础, 结合 Kelvin-Voigt 阻尼应力, 进一步建立考虑材料阻尼对应变影响的动态阻尼模型。Kelvin-Voigt 阻尼应力 $\sigma_{k-v}(x, t)$ 表达式为:

$$\sigma_{k-v}(x, t) = C_{k-v} \frac{\partial \varepsilon(x, t)}{\partial t} \quad (23)$$

其中: C_{k-v} 为 Kelvin-Voigt 阻尼系数。将阻尼应力与本构应变模型相结合, 得到总应力为:

$$\sigma(x, t) = E_s \varepsilon(x, t) - E_s \vartheta(x, t) + \sigma_{k-v}(x, t) = E_s \varepsilon(x, t) - E_s \vartheta(x, t) + C_{k-v} \frac{\partial \varepsilon(x, t)}{\partial t} \quad (24)$$

GMM 棒截面内的合力:

$$F(x, t) = S_0 \sigma(x, t) = E_s S_0 \varepsilon(x, t) - E_s S_0 \vartheta(x, t) + C_{k-v} S_0 \frac{\partial \varepsilon(x, t)}{\partial t} \quad (25)$$

将式(20)依次代入式(24)~(25)中, 得应力和力与位移间的关系:

$$\sigma(x, t) = E_s \frac{\partial u(x, t)}{\partial x} - E_s \vartheta(x, t) + C_{k-v} \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x \partial t} \quad (26)$$

$$F(x, t) = E_s S_0 \frac{\partial u(x, t)}{\partial x} - E_s S_0 \vartheta(x, t) + C_{k-v} S_0 \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x \partial t} \quad (27)$$

3.3 GMA 系统动态模型及边界条件

根据动量定理, 建立 GMM 的动力学波动方程:

$$\rho S_0 \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} = \frac{\partial F(x, t)}{\partial x} \quad (28)$$

其中 ρ 为 GMM 棒的密度。

在固定端, 即 $x=0$ 处, 边界条件是位移为零:

$$u(0, t) = 0 \quad (29)$$

在自由顶端, 即 $x=l$ 处是弹性边界条件。由 GMA 结构可知, GMM 顶端被预紧碟形弹簧限制, 并受其产生的预紧应力 σ_0 作用。将碟形弹簧简化为线性平动弹簧, 其刚度和阻尼系数分别为

K_l 和 C_l ; 在 GMM 顶端用附加质点 M_l 表示工作过程中承受的负载。GMA 机械系统的简化力学结构如图 2 所示。

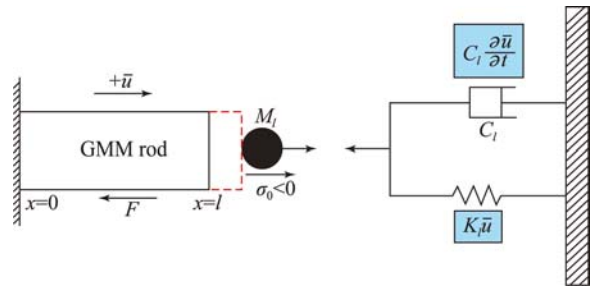


图 2 GMA 的简化力学结构

Fig. 2 Simplified mechanical structure for GMA

受到预应力 σ_0 作用后, 无磁场作用的 GMM 将达到新平衡状态。将无预应力应变模型中的 $\sigma(x, t)$ 用 σ_0 代替、与磁化强度及与温度有关的应变置为零, 得到受预应力作用后的平衡状态应变方程为:

$$\varepsilon_0 = \frac{\sigma_0}{E_s} + \begin{cases} \lambda_s \tanh\left(\frac{\sigma_0}{\sigma_s}\right), & \left\{\frac{\sigma_0}{\sigma_s} \geq 0\right\} \\ \frac{\lambda_s}{2} \tanh\left(\frac{2\sigma_0}{\sigma_s}\right), & \left\{\frac{\sigma_0}{\sigma_s} < 0\right\} \end{cases} \quad (30)$$

由上式可知, GMM 的弹性应变和应力间的关系与普通弹性材料不同, 预应力产生的弹性应变与应力成非线性关系, 且其由线性和非线性两部分组成。假设 GMM 的材料属性和横截面均匀一致, 则预应力平衡状态时的无磁场位移方程为:

$$u_0(x) = \varepsilon_0 x = \frac{x\sigma_0}{E_s} + \begin{cases} \lambda_s x \tanh\left(\frac{\sigma_0}{\sigma_s}\right), & \left\{\frac{\sigma_0}{\sigma_s} \geq 0\right\} \\ \frac{\lambda_s}{2} x \tanh\left(\frac{2\sigma_0}{\sigma_s}\right), & \left\{\frac{\sigma_0}{\sigma_s} < 0\right\} \end{cases} \quad (31)$$

当磁场、应力和温度同时作用时, 相对于预应力平衡状态, GMM 上各点与时间相关的位移为总位移与预应力平衡状态位移之差:

$$\bar{u}(x, t) = u(x, t) - u_0(x) \quad (32)$$

对 x 进行微分, 得相对于预应力平衡状态,

随时间变化的动态总应变:

$$\bar{\epsilon}(x, t) = \frac{\partial \bar{u}(x, t)}{\partial x} = \epsilon(x, t) - \epsilon_0. \quad (33)$$

$$F(l, t) = -K_l[u(l, t) - u_0(l)] - C_l \frac{\partial [u(l, t) - u_0(l)]}{\partial t} - M_l \frac{\partial^2 [u(l, t) - u_0(l)]}{\partial t^2} + \alpha_0 S_0. \quad (34)$$

将 $u_0(l) = \epsilon_0 l$ 代入, 得用位移表示的边界条件:

$$F(l, t) = -K_l[u(l, t) - \epsilon_0 l] - C_l \frac{\partial [u(l, t) - \epsilon_0 l]}{\partial t} - M_l \frac{\partial^2 [u(l, t) - \epsilon_0 l]}{\partial t^2} + \alpha_0 S_0 = -K_l[u(l, t) - \epsilon_0 l] - C_l \frac{\partial u(l, t)}{\partial t} - M_l \frac{\partial^2 u(l, t)}{\partial t^2} + \alpha_0 S_0. \quad (35)$$

在零时刻, 系统初始条件是位移和应变为零:

$$u(x, 0) = \epsilon_0 x, \quad (36)$$

$$\frac{\partial u(x, 0)}{\partial t} = 0. \quad (37)$$

式(6)、(7)、(13)、(26)、(27)、(29)、(34)~(37)构成了 GMA 系统的非线性多场耦合模型, 可用于描述磁场、力和温度共同作用下致动器系统的准静态及动态的复杂耦合磁滞与位移等特性。

4 实验与分析

研制的 GMA 中涉及的 GMM 为南方稀土研究院生产的棒状 TbDyFe 材料, 直径和长度分别为 8 mm 和 67 mm。搭建的实验系统如图 3 所示, 主要包括 GMA、双极性可编程电源、激光位移传感器、荧光示波器、高斯计等。双极性可编程电源为 GMA 提供工作电流, 位移传感器用于测量输出位移, 工作电流和输出位移信号通过示波器进行采集监测。高斯计测量线圈产生的磁场强度, 磁化强度通过高灵敏度的霍尔芯片测量。

为验证模型的有效性, 对 GMM 的应变及能量损失、GMA 位移等分别进行研究分析。在无预紧力和 15 MPa 预紧力条件下, 为 GMA 施加 1.5 A、500 Hz 的正弦电流, 同时测量其输出位移, 结果如图 4 所示。由图 4 可知, GMA 输出具有相同频率的简谐位移, 且位移与电流间具有较好的同步性; 无预紧力时, 位移幅值约为 30 μm; 预应力为 15 MPa 时, 位移幅值约为 50 μm。这表明, 适当调整预紧力可改善 GMA 的输出特性。

取一具有方向的无穷小截面单元, 对其应用动量定理, 建立自由端弹性边界条件方程:

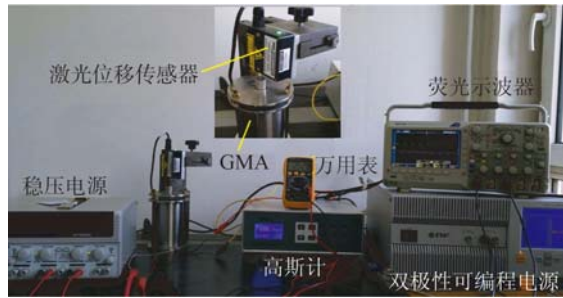
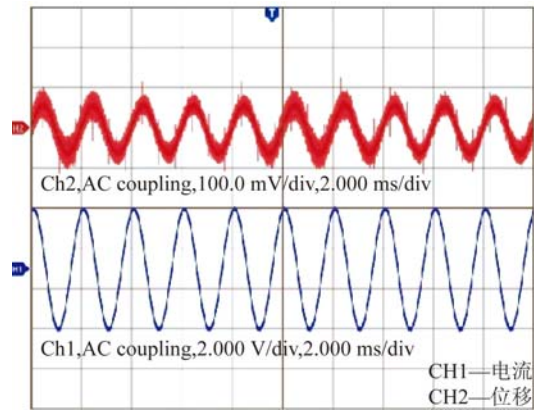
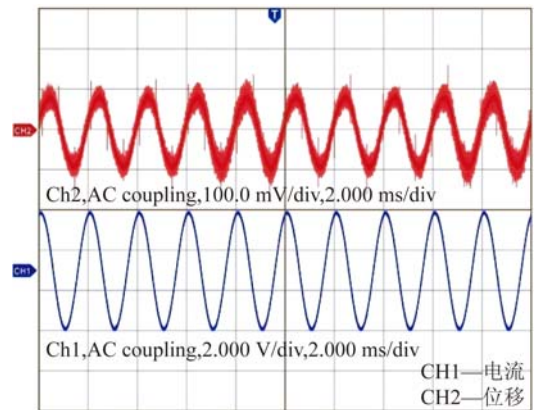


图 3 实验系统
Fig. 3 Experiment system



(a) 无预紧力
(a) No load



(b) 预紧力为 15 MPa
(b) With 15 MPa pretightening force

图 4 输出位移的监测结果
Fig. 4 Monitoring results of output displacement

在相同电流作用下,通过缓慢调整碟形弹簧的变形量逐渐调节预紧力,同时测量致动器的位移幅值,得到预紧力对位移的影响,结果如图 5 所示。由图 5 可见,随着预紧力的增大,位移先逐渐增大再减小;当预紧力约为 18 MPa 时,位移近似达到峰值状态。这是因为,在预紧力作用下 GMM 内磁畴先朝着垂直于磁场的方向偏转,经过电流激励后,转向于磁场方向的磁畴数目比无预紧力时增多、转动角度增大,进而使 GMM 变形量增大;但是,当预紧力过大时,磁场激励作用不能完全抵消预紧力对磁畴运动的影响,此时预紧力将削弱 GMM 形变能力。因此,GMA 存在一个最佳的预紧状态。

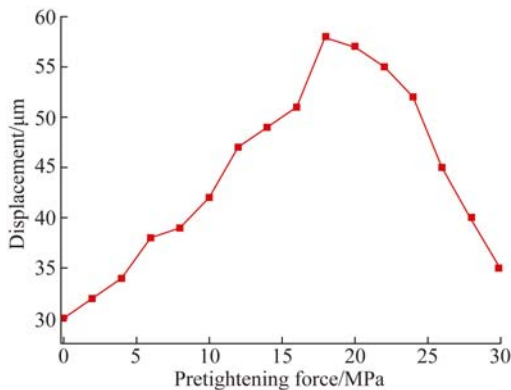


图 5 位移与预紧力的关系

Fig. 5 Relationship between displacement and pretightening force

在相同的输入条件下,利用模型预测 GMA 的输出位移,结果如图 6 所示。在 18 MPa 预紧条件下,位移预测值与实测值吻合较好,平均相对误差约为 4.5%,相位有微量超前。因此,建立的非线性瞬态本构模型可较准确地描述 GMA 系统的动态行为。

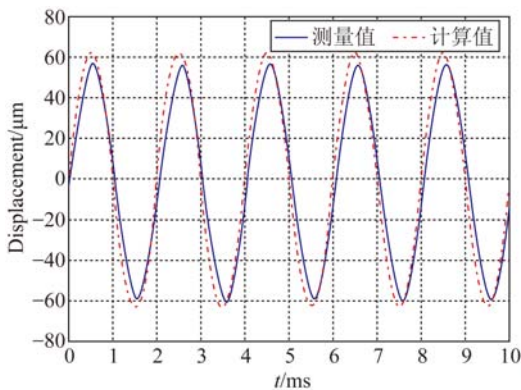


图 6 GMA 输出位移的理论值与实测曲线

Fig. 6 Theoretical and experimental curves of GMA output displacement

向 GMA 分别施加准静态和 600 Hz、幅值由 -20 kA/m 逐渐增加至 20 kA/m 再返回至 -20 kA/m 的磁场,通过测量 GMM 应变,分析其磁滞特性,结果如图 7(彩图见期刊电子版)所示。由图 7 可知,在升程与回程过程中应变存在磁滞,且随着频率增加,磁滞增大。根据 J-A 磁滞理论可知,磁化过程由可逆磁化过程和不可逆磁化过程构成,不可逆磁化过程由磁畴在不可逆运动过程中的能量损失引起,在宏观上表现为磁滞。因此,位移磁滞归因于能量损失。

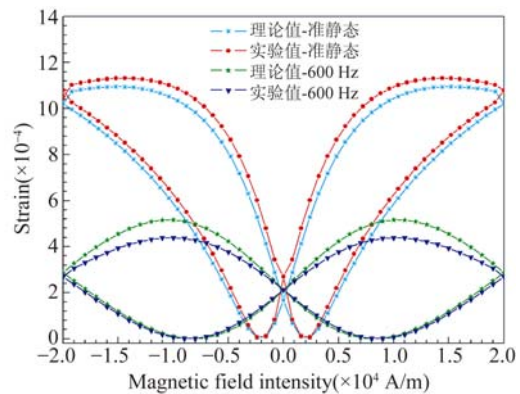


图 7 GMM 应变闭合曲线

Fig. 7 Closed curves for GMM's strain

为分析频率对能量损耗的影响,分别计算 $0 \sim 4\ 000 \text{ Hz}$ 范围内各能量损失值,结果如图 8 所示。图 8 显示,磁化磁致伸缩能量消耗基本与频率无关。异常能量损失与频率呈非线性单调递增关系,且小于涡流和静态能量损失。随着频率增大,涡流损失呈近似线性单调递增;当增加至 $1\ 600 \text{ Hz}$,涡流损失与磁化磁致伸缩能量消耗基本相等;频率继续增加,涡流损失逐渐主导总能量消耗。因此,低频状态下通常忽略涡流和异常能量损失,而高频时需考虑它们对系统特性的影响。

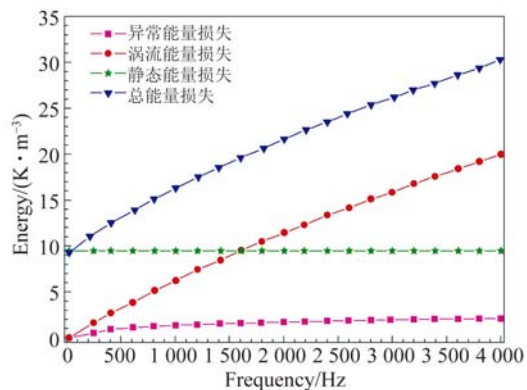


图 8 GMM 的能量损失

Fig. 8 Energy loss of GMM

5 结 论

利用热力学理论和能量守恒定律,建立了包含磁滞及涡流损失的 GMM 非线性多场耦合本构模型,通过逐一分析材料的非线性本构行为与系统结构动态行为间的强耦合过程,提出了一种非线性多场耦合 GMA 动态模型。通过系统结构自身的动态结构表征应力变化,涡流效应等能量损失也被包含在非线性本构模型中。实验结果表

明,建立的非线性动态模型可较准确地描述动态和准静态环境下 GMA 系统的复杂磁滞行为,位移预测的平均相对误差约为 4.5%;随频率增加,磁滞量增大;异常能量和涡流能量损失与频率有关,低频时,二者数值较小,可忽略。高频时二者逐渐主导总能量消耗,此时不能忽略其对系统特性的影响;GMA 系统与频率有关的磁滞行为源于磁畴不可逆运动过程中的能量损失。因此,在非线形动态模型中考虑材料耦合和结构耦合对提高系统精度尤为重要。

参考文献:

- [1] LIU H F, WANG SH J, ZHANG Y, *et al.*. Study on the giant magnetostrictive vibration-power generation method for battery-less tire pressure monitoring system [J]. *Journal of Mechanical Engineering Science*, 2015, 229(9):1639-1651.
- [2] WANG X L, KNAPP P, VAYNMAN S, *et al.*. Experimental study and analytical model of deformation of magnetostrictive films as applied to mirrors for x-ray space telescopes [J]. *Applied Optics*, 2014, 53 (24):6256-6267.
- [3] 张雷, 鄒义杰, 刘孝亮, 等. 用于异形孔精密加工的超磁致伸缩构件的线性化迟滞建模[J]. *光学精密工程*, 2012, 20(2):287-294.
ZHANG L, WU Y J, LIU X L, *et al.*. Linearity hysteresis model of giant magnetostrictive components for non-cylindrical hole precision machining [J]. *Opt. Precision Eng.*, 2012, 20(2):287-294. (in Chinese)
- [4] LIU H F, WANG S J, MA C, *et al.*. Study on an actuator with giant magnetostrictive materials for driving galvanometer in selective laser sintering precisely [J]. *International Journal of Mechatronics and Manufacturing Systems*, 2015, 8(3/4):116-133.
- [5] JIN K, KOU Y, ZHENG X J. A nonlinear magneto-thermo-elastic coupled hysteretic constitutive model for magnetostrictive alloys [J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Material*, 2012, 324: 1954-1961.
- [6] LIANG Y R, ZHENG X J. Experimental researches on magneto-thermo mechanical characterization of Terfenol-D [J]. *Acta Mechanica Solida Sinica*, 2007, 20:283-288.
- [7] DAVINO D, GIUSTINIANI A, VISIONE C. Compensation of magnetostrictive hysteresis by arduino: floating versus fixed-point performances [J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2014, 50(11):2506304.
- [8] 杨斌堂, 赵寅, 彭志科, 等. 基于 Prandtl-Ishlinskii 模型的超磁致伸缩驱动器实时磁滞补偿控制[J]. *光学精密工程*, 2013, 21(1):124-130.
YANG B T, ZHAO Y, PENG ZH K, *et al.*. Real-time compensation control of hysteresis based on Prandtl-Ishlinskii operator for GMA [J]. *Opt. Precision Eng.*, 2013, 21(1):124-130. (in Chinese)
- [9] 曾杰伟, 苏兰海, 徐立坪, 等. 逆磁致伸缩效应钢板内应力检测技术研究 [J]. *机械工程学报*, 2014, 50 (8):17-22.
ZENG J W, SU L H, XU L P, *et al.*. Research on the stress measurement of steel plate based on inverse magnetostrictive effect [J]. *Journal of Mechanical Engineering*, 2014, 50 (8):17-22. (in Chinese)
- [10] TALEBIAN S, HOJJAT Y, GHODSI M, *et al.*. Study on classical and excess eddy currents losses of Terfenol-D [J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2015, 388:150-159.
- [11] 司朝润, 张贤杰, 唐兴龄, 等. Terfenol-D 棒磁致伸缩特性及可加工性能研究 [J]. *功能材料*, 2014, 45 (17):17120-17124.
SI CH R, ZHANG X J, TANG X L, *et al.*. Magnetostrictive property and machinability of Terfenol-D rod [J]. *Functional Materials*, 2014, 45 (17):17120-17124. (in Chinese)
- [12] CAO Q H, CHEN D F, LI C, *et al.*. A review of the magnetomechanical modeling of magnetostriction materials [J]. *Pervasive Computing and the Networked World*, 2014, 8351:1-7.
- [13] JILES D C, ATHERTON D L. Theory of ferromagnetic hysteresis [J]. *Journal of Magnetism*

- and Magnetic Materials, 1986, 61:48-60.
- [14] ZHU Y C, LI Y S. A hysteresis nonlinear model of giant magnetostrictive transducer [J]. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 2015, 26(16):2242-2255.
- [15] DAPINO M J, SMITH R C, CALKINS F T, *et al.*. A coupled magnetomechanical model for magnetostrictive transducers and its application to Villari-effect sensors [J]. *Intelligent Material Systems and Structures*, 2002, 13:737-747.
- [16] 朱玉川,徐鸿翔,陈龙,等. 基于双曲正切函数磁滞算子的超磁致伸缩驱动器动态 Preisach 模型[J]. *机械工程学报*, 2014, 50(6):165-170.
- ZHU Y CH, XU H X, CHEN L, *et al.*. Dynamic Preisach model in giant magnetostrictive actuator based on hyperbolic tangent function hysteresis operators [J]. *Journal of Mechanical Engineering*, 2014, 50 (6):165-170. (in Chinese)
- [17] ABDELMADJID N, ELAMINE N, MOULOUD F. Neural network-DFT based model for magnetostrictive hysteresis [J]. *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, 2013, 42 (3):343-348.
- [18] 喻曹丰,王传礼,魏本柱,等. 超磁致伸缩驱动精密定位平台的动态递归神经网络前馈-PD 反馈控制 [J]. *光学精密工程*. 2015, 23(10):417-424.
- YU C F, WANG CH L, WEI B ZH, *et al.*. DRNN feed forward-PD feedback control for precision positioning stage based on giant magnetostrictive actuator [J]. *Opt. Precision Eng.*, 2015, 23 (10):417-424. (in Chinese)
- [19] 孟爱华,刘成龙,陈文艺,等. 超磁致伸缩致动器的小脑神经网络前馈逆补偿-模糊 PID 控制 [J]. *光学精密工程*, 2015, 23(3):753-759.
- MENG A H, LIU CH L, CHEN W Y, *et al.*. CMAC feed forward inverse compensation-fuzzy PID control for giant magnetostrictive actuator [J]. *Opt. Precision Eng.*, 2015, 23(3):753-759. (in Chinese)
- [20] LEES Y, PARK M, BAEK J. Modeling of dynamic hysteresis based on takagi-sugeno fuzzy duhem model [J]. *International Journal of Fuzzy Logic and Intelligent Systems*, 2013, 13 (4): 277-283.

作者简介:



刘慧芳(1983—),女,辽宁朝阳人,博士,硕士生导师,2012年于大连理工大学获得博士学位,主要从事功能材料精密驱动与控制技术的研究。E-mail: hfliu@sut.edu.cn



王汉玉(1991—),男,辽宁辽阳人,硕士研究生,主要从事磁致伸缩精密驱动技术研究。E-mail: 18802408921@163.com

(版权所有 未经许可 不得转载)