

基于场路耦合时步法的超磁致致动器动态特性

徐周翔¹, 蔡炯炯², 曹志彤¹

(1. 浙江大学电子与无线电物理研究所, 浙江省 杭州市 310027;

2. 浙江机电职业技术学院, 浙江省 杭州市 310053)

Dynamic Characteristic of Giant Magnetostrictive Actuator Based on Field Circuit Coupling-time Stepping Method

XU Zhou-xiang¹, CAI Jiong-jiong², CAO Zhi-tong¹

(1. Institute of Electronics and Radiophysics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, Zhejiang Province, China;

2. Zhejiang Institute of Mechanical and Electrical Engineering, Hangzhou 310053, Zhejiang Province, China)

ABSTRACT: In order to investigate the impact brought by the variable inductance in the excitation circuit on dynamic characteristic of giant magnetostrictive actuator (GMA), the interior characteristic of BH curves of giant magnetostrictive material (GMM) with different stress was firstly reviewed. The finite element model of electromagnetic field and mechanical field and the lumped parameter model of excitation circuit of GMA were established. The field circuit coupling method was specified, which took the inductance as the coupling variable between these two kinds of model. And the GMA dynamic characteristic under different excitation voltage was analyzed using time stepping method. According to the analysis result, compared with ordinary model with invariable inductance, this model shows an obvious nonlinear characteristic. To a certain extent, it can solve the error problem which is brought by the invariable inductance and provide a method for precise designing for GMA.

KEY WORDS: giant magnetostrictive actuator(GMA); inductance; field circuit coupling; time stepping method; dynamic characteristic

摘要: 为研究超磁致致动器(giant magnetostrictive actuator, GMA)激磁电路的电感变化给动态特性带来的影响,分析超磁致材料(giant magnetostrictive material, GMM)的BH曲线随应力变化的内秉特性,建立GMA的电磁场、力场有限元模型和激磁电路集总参数模型,详述了在这2种模型之间以电感作为耦合参变量的场路耦合方法,并采用时步法进行GMA在不同电压下的动态特性分析。结果表明,该模型与

电感作为常量的普通模型相比在时域特性上具有明显的非线性特征,在一定程度上解决了将电感作为常量处理带来的误差问题,为精细设计GMA提供了可借鉴的方法。

关键词: 超磁致致动器; 电感; 场路耦合; 时步法; 动态特性

0 引言

超磁致伸缩材料是一种能实现电—磁—机械能转换的新型功能材料。在磁场作用下产生磁致伸缩效应,称为焦耳效应(Joule effect),在应力作用下磁场发生变化,称为维拉里效应(Villari effect)。超磁致材料具有比压电材料大得多的应变系数,响应速度快(小于十几毫秒),并且具有输出功率大、能量密度高、工作频带宽等特点。以超磁致材料(GMM)制造的超磁致致动器,以其优良的性能在微机电领域展示出了广泛的应用前景。

研究GMM特有的外部特性,并准确建立超磁致致动器(GMA)数学模型,对于改善GMA动态性能和精确设计其控制系统非常关键。近年来,国内外学者相继提出了不少关于GMA的数学模型^[1-3]。在有关参量处理上,大多数研究工作都是只考虑了电磁场与机械场之间的耦合,而没有考虑电路的影响^[4],或者将激磁电路中线圈电感作为常量处理^[5-6],或者采用磁通反馈法,考虑GMM在应力作用下由压磁效应的逆效应而产生的附加磁场^[7]。本文首先分析超磁致材料BH曲线随应力变化的内秉特性,建立起GMA电磁场、力场的有限元模型和GMA激磁电路的集总参数模型;详述有限元模型和集总参数模型之间以电感作为耦合参变量的场路耦合方法,采用

基金项目: 国家自然科学基金项目(50577057)。

Project Supported by National Natural Science Foundation of China (50577057).

时步法进行GMA在激磁电压阶跃和正弦激励情况下动态特性的场路耦合分析;讨论致动器的GMM棒处于不同外力场时激磁线圈电感的变化情况,比较不同电压激励条件下的时域动态分析结果,最后与将线圈电感按常数处理的情况进行比较,发现2种情况在时域特性上有明显的不同。场路耦合时步法为GMA提供了更为精细的设计方法。

1 GMM的磁致伸缩本构方程

超磁致伸缩效应亦称作压磁效应,其物态方程反映了磁学量(H, B)和力学量(T, S)之间的相互关系。在GMA具体应用中,关注的是GMM棒的轴向伸缩效应。故简化的轴向第1类压磁方程^[8]如下:

$$S = s^H T + dH \quad (1)$$

$$B = dT + \mu^T H \quad (2)$$

式中: S 为应变; s^H 为磁场 H 恒定时的柔顺系数; T 为应力; d 为压磁常数; H 为磁场强度; B 为磁感应强度; μ^T 为 T 恒定时的磁导率。

式(1)中 dH 表示应力保持恒定时,由磁场强度作用产生的应变,表征为GMM磁场-力场耦合能量转换的焦耳效应。式(2)中 dT 表示磁场强度保持恒定时,由应力作用产生的磁感应强度,表征为GMM磁场-力场耦合能量转换的维拉里效应。

图1为GMM的 $B(H, T)$ 曲线^[9],可以看出:1)当磁场强度恒定时,磁感应强度与外部应力的函数关系,即磁-机耦合的维拉里效应的体现,在给定的激磁磁场强度后,对GMM棒施以不同的压力,即会产生不同的磁感应强度;2)当外部应力恒定时,磁感应强度与磁场强度的函数关系,即磁导率曲线,在不同外部应力下,对应不同磁导率曲线。

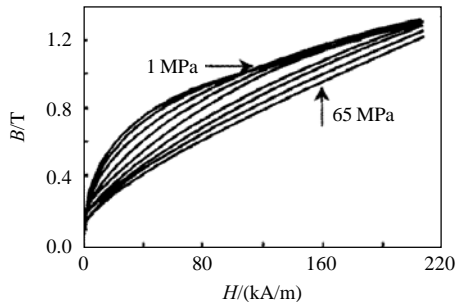


图1 GMM的 $B(H, T)$ 曲线
Fig. 1 $B(H, T)$ curves of GMM

图2为GMM的 $S(T, H)$ 曲线^[9],可以看出:1)当外部应力恒定时,应变与磁场强度的函数关系,即磁-机耦合的焦耳效应的体现,在给定的外部应力后,对GMM棒施以不同的激磁磁场强度, GMM棒即会产生不同的应变,外部应力不同, H 与

S 的关系也就不同,对应着不同的曲线;2)当磁场强度 H 恒定时,应变与外部应力的函数关系。

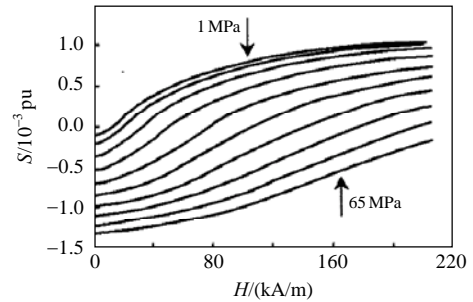


图2 GMM的 $S(T, H)$ 曲线
Fig. 2 $S(T, H)$ curves of GMM

根据已有实验和理论分析^[10-15],式(1)、(2)中的柔顺系数、压磁常数、磁导率都是变量 T, H 的函数。同时,由图1可知,当GMM的应力从1 MPa到65 MPa不断增加时,其 BH 曲线呈现出明显的下降趋势,尤其在偏磁场比较小时(如 $H=40$ kA/m附近),总体 BH 曲线从陡直变得平缓,由此带来不可忽视的非线性影响,其中之一就是激磁线圈电感将随着GMM棒的应力的变化而变化,并且这些影响耦合在磁场和电路中。于是,直接求压磁方程、激磁电路方程就比较复杂。本文结合已有实验数据^[9],采用有限元数值方法耦合集总电路方程来分析求解GMA的场路耦合问题。

2 GMA数学模型

2.1 磁场方程

用矢量磁位表示的磁场方程^[16]为

$$\nabla \times (\nu \nabla \times \mathbf{A}) = \mathbf{J} \quad (3)$$

式中: ν 为磁阻率, $\nu=1/\mu$; \mathbf{A} 为矢量磁位; \mathbf{J} 为电流密度。

在轴对称系统中,采用圆柱坐标系(r, θ, z), r, θ, z 分别为圆柱坐标系的径、角、高坐标,式(3)可表示为

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\nu}{r} \frac{\partial r A_\theta}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu}{r} \frac{\partial r A_\theta}{\partial z} \right) = J_\theta \quad (4)$$

式中: J_θ, A_θ 分别为轴对称性电流密度 \mathbf{J} 和矢量磁位 \mathbf{A} 在 θ 坐标方向上的分量数值。

轴对称性电流密度 $\mathbf{J}=J_\theta \boldsymbol{\theta}$, 矢量磁位 $\mathbf{A}=A_\theta \boldsymbol{\theta}$, 其中 $\boldsymbol{\theta}$ 为 θ 坐标方向上的单位矢量。

磁场能量泛函表示为

$$F = 2\pi \int_{\Omega} \frac{1}{2\mu} \mathbf{B}^2 r dr dz - 2\pi \int_{\Omega} J_\theta A_\theta r dr dz \quad (5)$$

式中: Ω 为求解域; \mathbf{B} 为磁感应强度, $\mathbf{B}=\nabla \times \mathbf{A}$ 。能量泛函的变分(泛函取极值的必要条件)为

$$\delta F = \partial F / \partial A_0 = 0 \quad (6)$$

可以证明第 2 类边界条件与第 3 类边界条件在泛函极值中自动得到满足(自然边界条件),而第 1 类边界条件,在泛函极值中作为强迫边界条件处理:

$$A|_{L_1} = f_0 \text{ 或 } rA|_{L_1} = f_0$$

其中 L_1 为 Ω 的第一类边界条件^[17]。

场域 Ω 经有限单元剖分后,式(5)的能量泛函经式(6)变分后可以整理成如下离散方程:

$$KA = P \quad (7)$$

式中: K 为刚性矩阵; A 为矢量磁位矩阵; P 为电流密度向量。 K 由有限元剖分单元的结构形状决定,是材料磁导率 μ 的函数。

2.2 力场方程

机械力场的应变方程^[17-18]为

$$\frac{E}{2(1+\nu)} \Delta x + \frac{E}{2(1+\nu)(1-2\nu)} \nabla(\nabla \cdot x) + f = 0 \quad (8)$$

式中: E 为弹性模量; ν 为泊松系数; x 为位移; f 为力。

机械力场的能量泛函可表示为

$$F = \int_V \frac{1}{2} TS dv - \int_V f x dv \quad (9)$$

式中 V 为求解域。同样,式(9)的能量泛函进行变分取极值后,经有限元离散整理后的方程为

$$QX = F \quad (10)$$

式中: Q 为刚性矩阵; X 为位移矩阵; F 为力矩阵。

2.3 集总参数电路方程

GMA激磁线圈如图 3 所示^[8]。

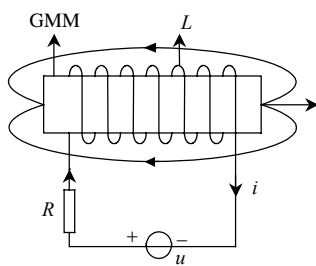


图 3 GMA 激磁线圈集总参数电路模型

Fig. 3 Lumped parameter model of excitation circuit

给定输入电压 u , 集总参数 RL 电路方程为

$$u = Ri + L \frac{di}{dt} \quad (11)$$

式中: R 为激磁线圈电阻; L 为激磁线圈电感; i 为激磁电流。

注意到,考虑磁场的非线性饱和和特性,式(11)中电感 L 不仅是磁场变化的函数,而且是应力变化的函数,表征为电路方程与磁-力场的耦合。从而,

采用时步法进行数值求解。

2.4 GMA 样机

GMA样机结构如图 4 所示^[18]。GMM棒端各置一块厚 2 mm 的 NbFeB 永磁体,作为磁场偏置,预压力由压簧产生。GMA 结构参数如表 1 所示。

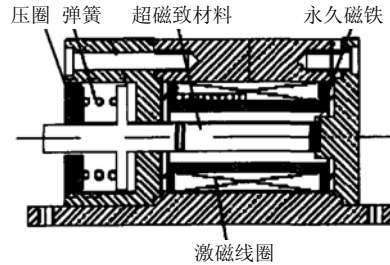


图 4 GMA 结构图

Fig. 4 Schematic diagram of GMA

表 1 GMA 结构参数

Tab. 1 Structural parameters of GMA

参数	数值
超磁致 TbDyFe 圆棒尺寸	∅8 mm×36 mm
NdFeB 永磁体尺寸	∅8 mm×2.5 mm
激磁线圈匝数	1 000
激磁线圈电阻/Ω	10

3 基于场路耦合时步法的 GMA 有限元分析

根据 GMA 对称结构,可以对其 1/2 剖面建模以简化 ANSYS 分析^[19],如图 5 所示。

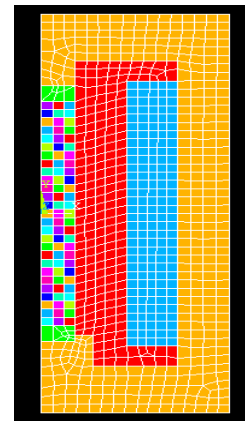


图 5 GMA 建模及其单元剖分

Fig. 5 Modeling and meshing of GMA

采用场路耦合算法,在给定输入电压下,在时域中将一段待分析的时间范围 t 划分为足够小的时步,在离散的每个时步 t_n 内计算,具体步骤如下:

1) 设定激磁线圈初始电感 L_n , 初始电流 I_{n-1} , 由式(11)采用龙格-库塔法(Runge-Kutta)求解时步电流 I_n 。

2) 设定初始应力 T_n , 由图 1 获取相应的 $B(H, T)$ 曲线。将时步电流 I_n 作为激磁电流,进行磁场有限

元分析, 得到磁场强度 H 、磁感应强度 B 。

3) 根据磁场强度 H , 由图2获取相应的 $S(T, H)$ 曲线, 进行力场有限元分析, 得到应变 S_n 和输出位移 x_n 。

4) 根据应变 S_n , 可得出新的应力 T'_n , 若 $|T'_n - T_n| > \varepsilon_1$ (ε_1 为给定的正数), 以新的应力 T'_n , 重复步骤2)进行磁机耦合超松弛迭代, 称之为内迭代^[16,20], 直至 $|T'_n - T_n| < \varepsilon_1$, 结束内迭代。

5) 由内迭代得到的磁感应强度 B , 计算激磁线圈电感 L'_n , 若 $|L'_n - L_n| > \varepsilon_2$ (ε_2 为给定的正数), 以新的电感 L'_n , 重复步骤1)进行场路耦合超松弛迭代, 称为外迭代, 直至 $|L'_n - L_n| < \varepsilon_2$, 结束外迭代。

在下一个时步分析中, 重新设定线圈电感 L_n (一般取上一时步值 L'_n), 以上一时步电流 I_n 作为初始电流, 由式(11)求解 t_{n+1} 时步的线圈电流 I_{n+1} , 循环步骤2)~5), 直至时间结束。

算法框图如图6所示。

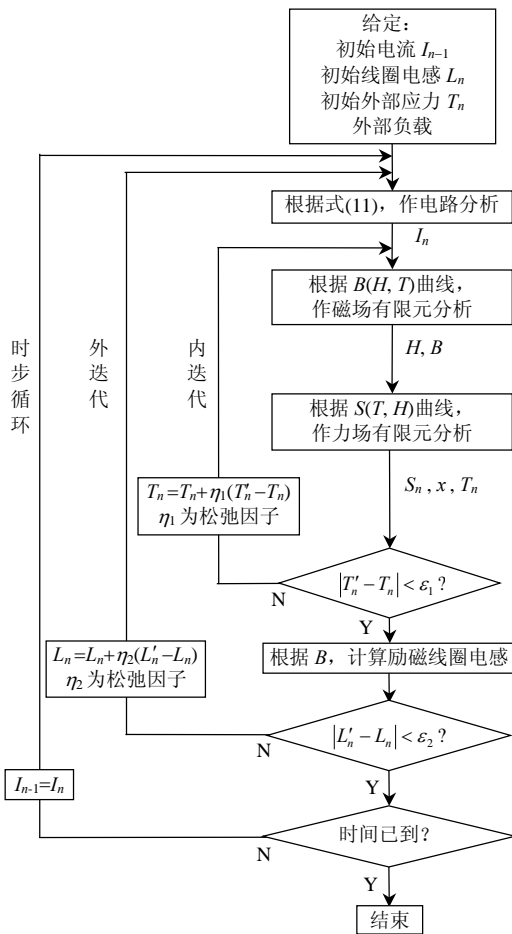


图6 场路耦合时步法框图
Fig. 6 Flowchart of the field circuit coupling-time stepping method

4 分析结果

4.1 电感特性

从时步法耦合分析进程中, 可以得到在不同的电流 I 和不同的应力 T 下线圈电感 $L(I, T)$ 的曲面, 如图7所示。

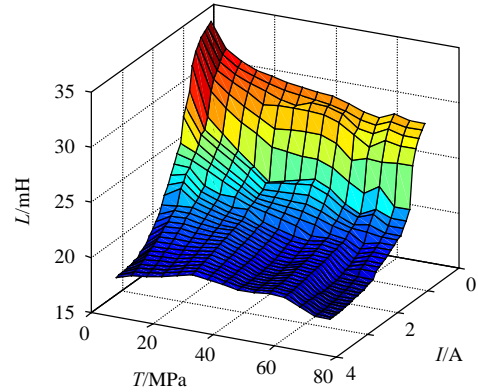


图7 线圈电感 $L(I, T)$ 曲面图
Fig. 7 Surface for inductance $L(I, T)$

从图中可以看出, 电流一定时, 电感随着应力的增大而减小, 当电流比较小时, 线圈电感随应力有较大的变化, 例如, $I=0.6$ A, 应力从1 MPa变化到65 MPa时, 电感从31 mH变化到21 mH, 变化幅度达到了32%左右。而当电流增大时, 电感受应力的影响趋于减小, 例如, 当电流达到2 A以上时, 电感从19.3 mH变化到16.7 mH, 变化幅度减小到14%左右。当电流最大时, 电感的变化趋于平稳。

4.2 输出位移动态响应曲线

4.2.1 阶跃电压激励

图8为阶跃电压激励时, 利用场路耦合法算得的GMA输出位移 x 和线圈电感的变化曲线。阶跃电压为 $u=32\varepsilon(t)$, $\varepsilon(t)$ 为单位阶跃函数。

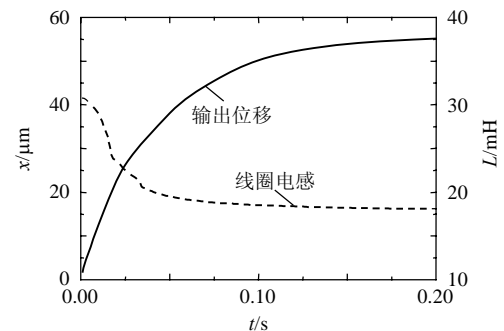


图8 $u=32\varepsilon(t)$ 激励下GMA输出位移、电感变化曲线
Fig. 8 Courses of GMA displacement and inductance under $u=32\varepsilon(t)$

由图8可以看出, 在输出位移上升的同时线圈电感迅速下降, 从31 mH下降到18 mH。原因就在于输出位移的增加, 导致GMM棒的应力增大, 从

而使其BH曲线从陡直变得较为平缓,相应的线圈电感就减小了。这是采用电磁场、力场和电路相互耦合计算方法的优点,其计及了磁场和力场同时对电感带来的影响。

为进一步分析激磁线圈电感对GMA在阶跃电压激励下的动态位移响应特性的影响,分别考虑电感为 18 mH和电感随外部应力动态变化 2 种情况,用时步法计算,计算结果如图 9 所示。可以看出,在 0.02~0.05 s 的时间段里,电感保持 18 mH 不变的情况下输出位移比电感动态变化情况下的输出位移大 10% 左右。

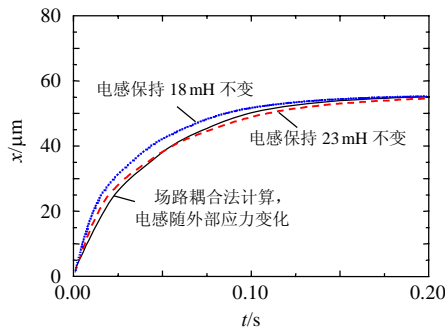


图 9 $u=32\varepsilon(t)$ 激励下 GMA 动态特性

Fig. 9 GMA dynamic characteristic under $u=32\varepsilon(t)$

从图 9 还可以看出,考虑电感为动态变化的场路耦合情况:开始输出位移很小时,GMM棒的应力较小,线圈电感较大,使得电压阶跃激励下的激磁电流变化较慢,从而输出位移的增长明显慢于电感恒定设为 23 mH的情况;当GMM棒受到应力随输出位移增长而不断增长时,电感随之迅速下降,从而导致激磁电流开始加快上升,响应的输出位移的上升也加快,这时输出位移反而开始超过电感恒定为 23 mH的情况。

4.2.2 带有直流偏压的正弦电压激励

在带有直流偏压的正弦电压激励下,达到稳态后,场路耦合时步法算得的GMA输出位移响应和线圈电感的变化曲线如图 10 所示,其中直流偏压的设置是为消除输出位移相对于输入正弦电压的倍频现象,以简化分析。输入电压为 $u=16+18.4\sin(100\pi t)$,其中偏压 16 V,正弦峰值 18.4 V,频率 50 Hz。由图 10 可以看出,线圈电感与输出位移响应亦呈正弦变化,输出位移越大,线圈电感则越小。

同样,进一步分析激磁线圈电感对GMA在含偏置电压的正弦电压激励下的动态位移响应特性的影响,分别考虑电感为 18, 21.5 mH(21.5 mH是电感动态变化情况下的平均值)与电感随外部应力动态变化的情况,用时步法计算,计算结果如图 11 所示。

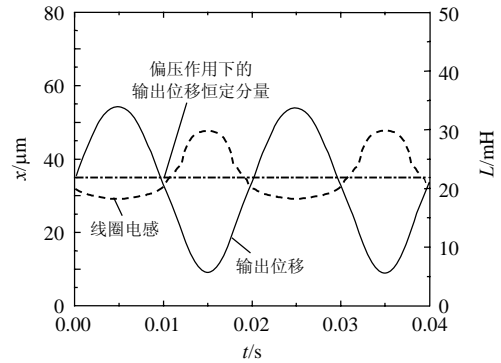


图 10 $u=16+18.4\sin(100\pi t)$ 激励下 GMA 输出位移、电感变化曲线

Fig. 10 Courses of GMA displacement and inductance under $u=16+18.4\sin(100\pi t)$

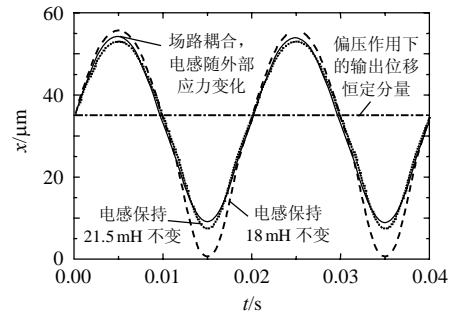


图 11 $u=16+18.4\sin(100\pi t)$ 激励下 GMA 动态特性

Fig. 11 GMA dynamic characteristic under $u=16+18.4\sin(100\pi t)$

由图 11 可以看出,与电感恒为平均值 21.5 mH 的情况相比,场路耦合情况的输出位移在正弦正半波时,输出位移的正弦分量幅值略大于取 21.5 mH 时的情况,而在正弦负半波时,输出位移的正弦分量幅值则小于 21.5 mH 时的情况。这是场路耦合计及电感变化所带来的影响,当正半波时输出位移增大,使得GMM棒的应力增大,从而对应的BH曲线较为平缓,动态电感自然有所减小,电流的正半波增幅较大,从而磁场增强较大,以至于使得输出位移的正半波的幅值增大,幅值会比电感取平均值 21.5 mH的情况大一些。负半波的情况稍有不同,因输入电压的正弦分量是叠加在一定偏压上的,则使最终的负半波输出位移的正弦分量幅值小于 21.5 mH的情况。

从图 11 还可以看出,考虑场路耦合下的输出位移与考虑电感为常量的差别不能靠取电感为平均值消除。

将考虑场路耦合的情况的输出位移与电感恒定为 18 mH的情况进行比较, $L=18$ mH是场路耦合情况下动态电感的最小值,从图 11 中可以看出,正半波时 2 种情况的输出位移存在一定差距,这是

因为场路耦合情况的动态电感是逐渐变化的,在波峰时正好降低到最小值 18 mH。负半波时差距明显,这是因为场路耦合情况的动态电感不断增加,在输出位移处于波谷时动态电感最高达 30 mH,影响到激磁电流,使输出位移的正弦分量幅值明显减小。

5 结论

在建立 GMA 有限元模型的基础上,构建了一种反映激磁线圈电感变化的场路耦合算法,通过数值计算,分析了在不同电压激励下,线圈电感随激磁电流、应力而变化的特性。这种特性是 GMA 所特有的,影响到 GMA 输出位移的动态响应,且影响是非线性的。本文解决了 GMA 数学模型中将电感作为常数处理给动态响应带来的误差问题,为 GMA 提供了更为精细的设计方法。

参考文献

- [1] 袁惠群,孙华刚.超磁致伸缩材料内部磁场特性及材料参数对其影响分析[J].中国电机工程学报,2008,28(30):119-124.
Yuan Huiqun, Sun Huagang. Inner magnetic field characteristic of giant magnetostrictive materials and effects of the materials parameters on the characteristic[J]. Proceedings of the CSEE, 2008, 28(30): 119-124(in Chinese).
- [2] 翁玲,王博文,孙英,等.超磁致伸缩振动传感器输出特性的实验研究[J].中国电机工程学报,2008,28(33):110-114.
Weng Ling, Wang Bowen, Sun Ying, et al. Experimental research of giant magnetostrictive vibration sensor[J]. Proceedings of the CSEE, 2008, 28(33): 110-114(in Chinese).
- [3] 袁惠群,李鹤,周硕,等.超磁致伸缩换能器的非线性特性[J].东北大学学报:自然科学版,2002,23(4):404-407.
Yuan Huiqun, Li He, Zhou Shuo, et al. Nonlinear properties of giant magnetostriction transducer[J]. Journal of Northeastern University: Natural Science, 2002, 23(4): 404-407(in Chinese).
- [4] 赵章荣,隋晓梅,郭义杰,等.超磁致伸缩执行器全耦合非线性动态有限元模型[J].农业机械学报,2008,39(6):123-126.
Zhao Zhangrong, Sui Xiaomei, Wu Yijie, et al. Coupling nonlinear dynamic finite element model of giant magnetostrictive actuator [J]. Transactions of the Chinese Society for Agricultural Machinery, 2008, 39(6): 123-126(in Chinese).
- [5] 王传礼,丁凡,张凯军.稀土超磁致伸缩转换器的动态特性仿真研究[J].系统仿真学报,2003,15(3):379-381.
Wang Chuanli, Ding Fan, Zhang Kaijun. The study on simulation of dynamic characteristic of rare-earth GMA[J]. Journal of System Simulation, 2003, 15(3): 379-381(in Chinese).
- [6] 夏春林,丁凡,路雨祥.超磁致伸缩电-机械转换器模型分析[J].中国机械工程,2000,11(11):1288-1291.
Xia Chunlin, Ding Fan, Lu Yongxiang. Modeling of giant Magnetostrictive actuator[J]. China Mechanical Engineering, 2000, 11(11): 1288-1291(in Chinese).
- [7] 林青,张国贤,何青玮,等.超磁致伸缩材料驱动器的数学模型[J].机电一体化,2001,7(6):26-29.
Lin Qing, Zhang Guoxian, He Qingwei, et al. Modeling of giant magnetostrictive actuators[J]. Mechatronics, 2001, 7(6): 26-29(in Chinese).
- [8] Dozor D M, Engel B B, Kiley J E. Modeling, optimization, and control of magnetostrictive high force-to-mass ratio reaction mass actuators [C]. SPIE 1997 Symposium on Smart Structures and Materials, San Diego, CA, 1997.
- [9] Benbouzid M E H, Beguenane R, Reyne G, et al. Finite element modeling of terfenol-D magneto-mechanical coupling: application to a direct micro-stepping rotary motor[C]. 1997 IEEE International Electric Machines and Drives Conference Record, Milwaukee, Wisconsin, USA, 1997.
- [10] 贺西平.稀土超磁致伸缩换能器[M].北京:科学出版社,2006:24-28.
- [11] Clark A E. Ferromagnetic materials[M]. Amsterdam: North-Holland Publishing Co., 1980: 531-589.
- [12] Clark A E, Savage H T. Giant magnetically induced changes in the elastic moduli in Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe₂[J]. IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics, 1975, 22(1): 50-52.
- [13] Teter J P, Wunfogle M, Clark A E, et al. Anisotropic perpendicular axis magnetostriction in twinned Tb_xDy_{1-x}Fe_{1.95}[J]. Journal of Applied Physics, 1990, 67(9): 5004-5006.
- [14] Claeysen F, Colombani D, Tessereau A, et al. Giant dynamic magnetostriction in rare earth-iron magnetostrictive materials [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(6): 5343-5345.
- [15] Clark A E, Spano M L, Savage H T. Effect of stress on the magnetostriction and magnetization of rare earth-Re1.95 alloys [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1983, 19(5): 1964-1966.
- [16] 曹志彤,蔡炯炯,方攸同.椭圆驱动超磁致电动机设计[J].中国电机工程学报,2003,24(1):92-96.
Cao Zhitong, Cai Jiongjiong, Fang Youtong. Design for ellipse motion driven motor made of giant magnetostrictive material[J]. Proceedings of the CSEE, 2003, 24(1): 92-96(in Chinese).
- [17] 王勤成,邵敏.有限元法基本原理和数值计算[M].北京:清华大学出版社,1997:1-142.
- [18] 曹志彤,蔡炯炯,陈宏平,等.超磁致微致动器能量耦合转换有限元分析[J].浙江大学学报:工学版,2005,39(7):939-942.
Cao Zhitong, Cai Jiongjiong, Chen Hongping, et al. FEM analysis of magneto-mechanical energy coupling and transformation for GMM actuator[J]. Journal of Zhejiang University: Engineering Science, 2005, 39(7): 939-942(in Chinese).
- [19] 孙明礼,胡仁喜,崔海蓉,等. ANSYS 10.0 电磁学有限元分析实例指导教程[M].北京:机械工业出版社,2007:17-47.
- [20] 蔡炯炯,葛惠民,曹志彤,等.高温超导励磁低温超磁致致动器优化设计[J].中国电机工程学报,2008,28(18):138-142.
Cai Jiongjiong, Ge Huimin, Cao Zhitong, et al. Design of a cryogenic giant magnetostrictive actuator excited by HTS[J]. Proceedings of the CSEE, 2008, 28(18): 138-142(in Chinese).



徐周翔

收稿日期:2009-09-07。

作者简介:

徐周翔(1983—),男,硕士研究生,目前从事新型超磁致材料器件控制系统和激光冷却原子实验控制系统的设计研究;

蔡炯炯(1979—),男,硕士,讲师,主要从事磁致材料、超导材料、电力电子技术研究及应用器件开发;

曹志彤(1945—),男,教授,博士生导师,主要从事智能材料及其应用器件研究。

(编辑 李婧妍)