

磁致伸缩主被动隔振装置中的磁机耦合效应研究¹⁾牛牧青^{*,†} 杨斌堂^{*} 杨诣坤^{*} 孟光^{*} 陈立群^{†,2)}^{*}(上海交通大学机械系统与振动国家重点实验室, 上海 200240)[†](哈尔滨工业大学深圳校区理学院, 深圳 518055)

摘要 磁致伸缩材料和柔顺位移放大机构组成的主动驱动装置具有精度高、驱动力大等特点. 将其与被动隔振装置并联, 形成主被动隔振装置, 可以弥补纯被动隔振在低频和微幅扰动工况下的不足. 本文针对这类磁致伸缩主被动隔振装置进行磁机耦合效应研究. 基于 Jiles-Atherton 模型, 分析了磁致伸缩材料所受应力对有效磁场、磁化强度、磁致伸缩系数和材料杨氏模量的影响, 表征了材料磁机耦合效应. 在此基础上, 建立了主被动隔振装置的动力学模型, 分析了主动驱动装置与被动隔振装置间的耦合作用. 在耦合作用影响下, 若被动隔振装置刚度不同, 即使输入磁场相同, 驱动器产生的驱动位移和驱动力也不相同. 磁致伸缩材料的变刚度效应使隔振装置整体等效刚度不再为定值, 从而影响被动隔振效果. 本文提出了通过柔顺机构参数设计减小前述两种耦合影响的方法. 数值仿真结果表明, 磁致伸缩主被动隔振装置在低于、接近和高于谐振频率三类扰动下, 都能达到比被动隔振更好的振动抑制效果. 此外, 仿真结果验证了考虑磁机耦合效应的数值模型具有更高精度.

关键词 隔振, 磁致伸缩材料, 磁机耦合, 变刚度效应

中图分类号: O328 文献标识码: A doi: 10.6052/0459-1879-18-254

RESEARCH ON THE MAGNETO-MECHANICAL EFFECT IN ACTIVE AND PASSIVE MAGNETOSTRICTIVE VIBRATION ISOLATOR¹⁾Niu Muqing^{*,†} Yang Bintang^{*} Yang Yikun^{*} Meng Guang^{*} Chen Liqun^{†,2)}^{*}(State Key Laboratory of Mechanical System and Vibration, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)[†](School of Science, Harbin Institute of Technology in Shenzhen, Shenzhen 518055, China)

Abstract The actuation system, which is composed of magnetostrictive actuator and compliant displacement amplifier, has the advantages of high precision and large actuation force. It is connected in parallel with passive vibration isolator. The resulting active and passive vibration isolator can make up for the deficiencies of passive isolator on low-frequency and micro-amplitude conditions. In this paper, a nonlinear magnetostrictive actuation model is proposed based on Jiles-Atherton model. Magneto-mechanical effect is comprehensively characterized by being decomposed into stress related effects on effective field, magnetization, magnetostriction and Young's modulus. A dynamic model of the isolator is established considering the coupling effects between active isolator and passive isolator. With the coupling effect, the performance of actuation system is related to passive isolator parameters. With higher passive isolator stiffness, the actuation displacement decreases and the required actuation force increases. The coupling effect also leads to the change

2018-08-02 收稿, 2018-11-06 录用, 2018-11-06 网络版发表.

1) 国家自然科学基金资助项目 (51775349).

2) 陈立群, 教授, 主要研究方向: 非线性动力学与振动控制. E-mail: chenliqun@hit.edu.cn

引用格式: 牛牧青, 杨斌堂, 杨诣坤, 孟光, 陈立群. 磁致伸缩主被动隔振装置中的磁机耦合效应研究. 力学学报, 2019, 51(2): 324-332
Niu Muqing, Yang Bintang, Yang Yikun, Meng Guang, Chen Liqun. Research on the magneto-mechanical effect in active and passive magnetostrictive vibration isolator. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2019, 51(2): 324-332

of equivalent stiffness of the isolator due to the ΔE effect of magnetostrictive material. The influence of coupling effects can be weakened by parameter design of compliant amplifier. The performances of the active and passive vibration isolator are validated by numerical simulation. Three kinds of vibration frequencies are used, which are below, around and beyond natural frequency of the isolator, respectively. Compared to passive vibration isolator, better vibration isolation performances are acquired by adding active vibration isolator on all three conditions. And the calculation results show that the proposed model considering magneto-mechanical effect can reach a higher accuracy.

Key words vibration isolation, magnetostrictive material, magneto-mechanical effect, ΔE effect

引言

在航空航天^[1]和精密制造领域,精密设备易受到外界振动干扰而导致性能下降,甚至完全失效.隔振装置可以使振动在传递至被隔对象的过程中有效衰减,保障设备正常运行.传统被动隔振装置具有结构简单、可靠性高的优点,但低频隔振性能差,在结构参数变化时无法主动调节;且对于微幅振动,部分摩擦作用无法正常发挥,容易导致阻尼元件失效^[2].近年来,非线性被动隔振装置^[3]的研究一定程度上弥补了带宽和时变时滞^[4]方面的不足,但仍无法满足日益严苛的隔振要求.主动隔振装置通过在受控系统中引入次级振源而抵消振动,可以作为被动装置的补充有效解决前述问题.

磁致伸缩驱动器是一种基于铁磁材料磁致伸缩效应^[5]的应变式驱动器,具有分辨率高、驱动力大、频带宽、响应快等特点^[6-7],被广泛应用于直线电机^[8]、液压器件^[9-10]、进给装置^[11-12]、隔振装置^[13-14]等.基于磁致伸缩驱动的主动隔振装置适用于高精度、大负载工况.日本 Nakamura 公司研制了两代六自由度主动隔振平台,采用 8 个磁致伸缩和气动混合驱动器,有效载荷达到 1.5 t^[15-16].美国 IAI(Intelligent Automation Inc.)公司针对航天应用研制了 Stewart 构型的磁致伸缩主动隔振平台,主动行程可达 $\pm 127 \mu\text{m}$,隔振率在 30 dB 左右^[17].

在磁致伸缩隔振装置动力学建模方面,Braghin 等^[18]采用线性模型描述磁致伸缩驱动,将主动隔振装置等效为一个恒定刚度的弹性元件和一个与输入磁场成线性关系的主动动力,该模型仅在特定工况条件下有效.周浩淼等^[19]采用非线性物理模型描述磁致伸缩驱动,隔振装置产生的主动力同时受输入磁场和应力影响.张婷等^[20]采用非线性唯象模型描述磁致伸缩驱动,将隔振装置视为“黑箱”,采用 Bouc-Wen 方程描述,利用逆模型进行控制.上述模型都将磁致伸缩驱动器独立的等效为一个主动力或恒定刚

度的弹性元件,忽略了其与被动隔振装置间的耦合作用.事实上,磁致伸缩驱动器的驱动位移与驱动力与其所受结构反力密切相关,且磁致伸缩材料杨氏模量随磁化状态变化,其内刚度变化且与所受应力相关^[21-22].

驱动器与被动隔振装置间的耦合作用源于磁致伸缩材料本身的磁机耦合效应,机理复杂且表现形式多样. Sablik 等^[23]应用热力学理论推导了应力对材料内部磁畴间相互作用力的影响. Jiles^[24]研究了磁机耦合作用下应力变化对材料磁化强度的影响,提出了“接近理论 (law of approach)”进行量化描述. Jiles^[24]还指出应力对磁致伸缩系数的影响,并根据实验结果修正了磁致伸缩系数模型.郑晓静等^[25]利用双曲正切函数建立了一种材料本构关系模型,既描述了应力对磁致伸缩系数的影响,还表征了材料杨氏模量随磁化强度和应力变化的特征,即变刚度效应 (ΔE effect).上述研究阐释了磁机耦合效应的某一个或几个部分,量化了特定工况下展现出的特定磁机耦合现象,但尚不全面.磁致伸缩材料在隔振应用中应力变化快且变化范围大,几乎所有磁机耦合现象都很显著,全面表征磁机耦合效应对于装置动力学建模至关重要.

本文采用拆分建模的方法,全面表征了磁致伸缩材料的磁机耦合效应,在此基础上建立了主被动隔振装置的动力学模型,分析了主动驱动装置和被动隔振装置间的耦合作用,通过仿真验证了装置的隔振效果,以期这类装置的设计提供参考依据.

1 磁致伸缩主被动隔振装置建模

1.1 隔振装置基本结构

单自由度磁致伸缩主被动隔振装置结构如图 1 所示,装置分为两层,下平面为扰动面,位移 x_1 ,上平面为负载面,位移 x_2 ,负载质量 m ,两层之间为并联的隔振装置,其中被动隔振装置包括刚度为 k 的

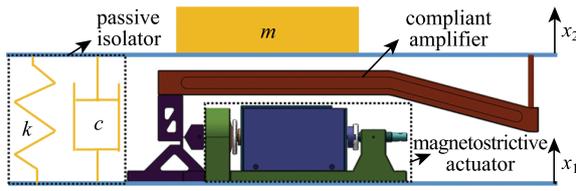


图1 磁致伸缩隔振装置基本结构

Fig. 1 Structure of magnetostrictive isolator

弹性元件和阻尼为 c 的阻尼元件, 主动驱动装置由磁致伸缩驱动器和柔顺位移放大机构组成.

磁致伸缩驱动器沿水平方向输出, 以其材料伸长方向为正方向 (图中水平向左), 产生的驱动位移记为 x_a , 驱动力记为 F_a . 柔顺机构起到放大驱动位移和改变驱动力方向的作用, 其结构、材料和放大机理如图 2 所示, 输入端与驱动器固连, 输出端作用于上平面的主动力记为 F . 柔顺机构具体尺寸和建模方法详见文献 [26], 本文直接使用建模结果.

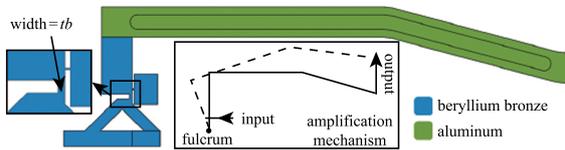


图2 柔顺位移放大机构结构图

Fig. 2 Structure of compliant amplifier

隔振装置所受扰动从下平面施加, 当驱动器无外加磁场时, 装置处于纯被动隔振状态, 其隔振效果不仅取决于被动隔振装置, 还取决于磁致伸缩材料的等效刚度以及柔顺机构的刚度, 即使在外加磁场状态下, 磁致伸缩材料的等效刚度也会因其所受应力变化而改变. 对驱动器施加外加磁场后, 主动驱动装置对上平面提供了额外的驱动力, 装置处于主被动隔振状态.

1.2 磁致伸缩驱动建模

本文基于 Jiles-Atherton(JA) 模型 [27] 对磁致伸缩驱动进行非线性物理建模, JA 模型是以 Weiss 分子场理论和微磁学理论为基础而建立的, 其基本表达式为 [28]

$$H_e = H + \alpha M \quad (1)$$

$$M_{an} = M_s \left[\coth\left(\frac{H_e}{a}\right) - \frac{a}{H_e} \right] \quad (2)$$

$$\frac{dM}{dH_e} = r \frac{dM_{an}}{dH_e} + \frac{M_{an} - M}{w\delta} \quad (3)$$

$$\lambda = \frac{3\lambda_s M^2}{2M_s^2} \quad (4)$$

$$\varepsilon = \frac{\sigma - \sigma_0}{E_m} + \lambda \quad (5)$$

式中, H_e 为有效磁场强度, H 为输入磁场强度, M 为磁化强度, M_{an} 为无滞回磁化强度, λ 为磁致伸缩系数, ε 为应变, σ 为应力, σ_0 为预应力. 此外还有 7 个材料本质属性参数, α 为分子场系数, a 表征有效磁场密度, M_s 为饱和磁化强度, r 为可逆畴壁运动比例, w 代表打破钉扎效应所需要的平均能量, λ_s 为饱和磁致伸缩系数, E_m 为材料平均杨氏模量.

模型中磁化强度包含可逆磁化强度 M_{rev} 和不可逆磁化强度 M_{irr} 两部分, 其中不可逆磁化强度与磁化强度、饱和磁化强度之间的关系可表示为

$$M = (1 - r) M_{irr} + r M_{an} \quad (6)$$

将上式对有效磁场求导并代入式 (3) 可得

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{1}{1 - r} \frac{M_{an} - M}{w} \quad (7)$$

将磁机耦合效应分为 4 个部分, 分别建模并引入上述模型. 第一部分是应力与有效磁场耦合, 应力会影响磁畴间相互作用力, 进而影响有效磁场, 因此式 (1) 可修正为 [20]

$$H_e = H + \alpha M + \frac{3}{2} \frac{\sigma}{\mu_0} \frac{\partial \lambda}{\partial M} \quad (8)$$

式中, μ_0 为真空磁导率.

第二部分是应力与磁化强度耦合, 应力变化会造成磁畴转动, 进而改变磁化强度, 由“接近理论”推导可得 [21]

$$\frac{dM_{irr}}{d\sigma} = \frac{\sigma}{E\xi} (M_{an} - M_{irr}) \quad (9)$$

式中, ξ 是以单位体积能量为单位的比例系数, E 为材料在每一时刻的等效杨氏模量.

在磁机耦合效应作用下, 磁化强度变化率同时取决于有效磁场变化率和应力变化率

$$\frac{dM}{dt} = r \frac{dM_{an}}{dt} + (1 - r) \cdot \left(\frac{\partial M_{irr}}{\partial H_e} \frac{dH_e}{dt} + \frac{\partial M_{irr}}{\partial \sigma} \frac{d\sigma}{dt} \right) \quad (10)$$

将式 (6)、式 (7)、式 (9) 代入式 (10) 可得

$$\frac{dM}{dt} = \frac{M_{an} - M}{w} \frac{dH_e}{dt} + \frac{\sigma}{E\xi} (M_{an} - M) \frac{d\sigma}{dt} + r \frac{dM_{an}}{dt} \quad (11)$$

第三、四部分分别是应力与磁致伸缩系数耦合以及变刚度效应, 基于磁致伸缩材料本构关系模型, 式 (4) 和式 (5) 可分别修正为包含应力的函数^[22]

$$\lambda = \left[1 - \frac{1}{2} \tanh\left(\frac{2\sigma}{\sigma_s}\right) \right] \frac{\lambda_s M^2}{M_s^2} \quad (12)$$

$$\varepsilon = \frac{\sigma - \sigma_0}{E_s} + \frac{\lambda_s}{2} \tanh\left(\frac{2\sigma}{\sigma_s}\right) - \frac{\lambda_s}{2} \tanh\left(\frac{2\sigma_0}{\sigma_s}\right) + \lambda \quad (13)$$

式中, E_s 为饱和杨氏模量, σ_s 为饱和应力, σ_0 为预应力. 将式 (12) 代入式 (8) 可得到有效磁场表达式为

$$H_e = H + \alpha M + \left[2 - \tanh\left(\frac{2\sigma}{\sigma_s}\right) \right] \frac{3\sigma\lambda_s M}{2\mu_0 M_s^2} \quad (14)$$

此外, 磁致伸缩材料杨氏模量并非定值, 而是与材料磁化强度和所受应力相关, 其应力-应变关系并非线性. 针对这类变刚度材料, 一般采用应力对应变的导数作为材料在该状态下的等效杨氏模量, 由式 (12) 和式 (13) 求导可得杨氏模量倒数表达式

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{E_s} + \frac{\lambda_s}{\sigma_s} \left(1 - \frac{M^2}{M_s^2} \right) \left[1 - \tanh^2\left(\frac{2\sigma}{\sigma_s}\right) \right] \quad (15)$$

1.3 隔振装置建模

磁致伸缩材料的长度和截面积分别记为 L_T 和 A_T , 则其驱动位移为

$$x_a = L_T \varepsilon \quad (16)$$

若驱动器不含碟簧, 则驱动力与磁致伸缩材料受力互为反力

$$F_a = -A_T \sigma \quad (17)$$

柔顺位移放大机构的建模方法可参见文献 [26], 在小变形前提下, 柔顺机构线性度较好, 其建模结果可表示为

$$\begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} \\ p_{21} & p_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_a \\ x_2 - x_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_a \\ -F \end{bmatrix} \quad (18)$$

式中第一个矩阵取决于柔顺机构的材料、结构和尺寸, $-F$ 表示上平面作用于柔顺机构输出端的反力. 结合被动隔振装置, 系统响应可表示为

$$F - k(x_2 - x_1) - c\left(\frac{dx_2}{dt} - \frac{dx_1}{dt}\right) - m\frac{d^2x_2}{dt^2} = 0 \quad (19)$$

综上所述, 图 1 所示隔振装置模型可表示为

$$\left. \begin{aligned} H_e &= H + \alpha M + \left[2 - \tanh\left(\frac{2\sigma}{\sigma_s}\right) \right] \frac{3\sigma\lambda_s M}{2\mu_0 M_s^2} \\ M_{an} &= M_s \left[\coth\left(\frac{H_e}{a}\right) - \frac{a}{H_e} \right] \\ \frac{dM}{dt} &= \frac{M_{an} - M}{w} \frac{dH_e}{dt} + \\ &\quad \frac{\sigma}{E\xi} (M_{an} - M) \frac{d\sigma}{dt} + r \frac{dM_{an}}{dt} \\ \frac{1}{E} &= \frac{1}{E_s} + \frac{\lambda_s}{\sigma_s} \left(1 - \frac{M^2}{M_s^2} \right) \left[1 - \tanh^2\left(\frac{2\sigma}{\sigma_s}\right) \right] \\ \lambda &= \left[1 - \frac{1}{2} \tanh\left(\frac{2\sigma}{\sigma_s}\right) \right] \frac{\lambda_s M^2}{M_s^2} \\ \frac{x_a}{L_T} &= \frac{\sigma - \sigma_0}{E_s} + \frac{\lambda_s}{2} \tanh\left(\frac{2\sigma}{\sigma_s}\right) - \\ &\quad \frac{\lambda_s}{2} \tanh\left(\frac{2\sigma_0}{\sigma_s}\right) + \lambda \\ \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} \\ p_{21} & p_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_a \\ x_2 - x_1 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} -A_T \sigma \\ -F \end{bmatrix} \\ F - k(x_2 - x_1) - c\left(\frac{dx_2}{dt} - \frac{dx_1}{dt}\right) - m\frac{d^2x_2}{dt^2} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

该模型为隐式微分方程形式, 可采用龙格库塔法逐步求解.

2 主、被动隔振装置间耦合作用分析

2.1 被动隔振参数对驱动性能的影响

在相同的工况条件下, 改变被动隔振装置中的刚度或阻尼会导致磁致伸缩材料所受应力变化, 进而改变驱动器输出.

考虑空载无阻尼无扰动工况, 仅保留被动隔振装置中的弹性元件, 则

$$F - kx_2 = 0 \quad (21)$$

将式 (21) 代入式 (18) 化简可得

$$\frac{F_a}{x_a} = \frac{-\sigma A_T}{\varepsilon L_T} = p_{11} - \frac{p_{12} p_{21}}{p_{22} + k} \quad (22)$$

上式表征了驱动器产生单位位移所需要提供的驱动力, 其值与被动隔振刚度 k 成正相关. 将式 (12)、式 (13)、式 (22) 联立化简可得应力求解方程

$$\frac{-\sigma A_T}{L_T \left(p_{11} - \frac{p_{12} p_{21}}{p_{22} + k} \right)} = \frac{\sigma - \sigma_0}{E_s} + \frac{\lambda_s}{2} \tanh\left(\frac{2\sigma}{\sigma_s}\right) -$$

$$\frac{\lambda_s}{2} \tanh\left(\frac{2\sigma_0}{\sigma_s}\right) + \left[1 - \frac{1}{2} \tanh\left(\frac{2\sigma}{\sigma_s}\right)\right] \frac{\lambda_s M^2}{M_s^2} \quad (23)$$

上式为超越方程,可采用牛顿法求取磁化强度 M 对应的应力 σ 数值解,再代入磁致伸缩驱动模型即可求得驱动器输出。

被动隔振刚度对驱动器输出的影响难以建立解析解表达式,通过算例进行数值解分析.驱动器和柔顺机构主动隔振装置磁致伸缩材料相关参数为: $\alpha=2.4\times 10^{-3}$, $M_s=960$ kA/m, $a=7.3$ kA/m, $w=15$ kA/m, $\xi=770$ kPa, $r=0.85$, $\sigma_s=240$ MPa, $E_s=110$ GPa, $\lambda_s=1.04\times 10^{-3}$, $\sigma_0=-6.5$ MPa, $L_T=100$ mm, $A_T=314$ mm²,耦合放大器相关参数 $p_{11}, p_{12}, p_{21}, p_{22}$ 分别为 126, 2.55, 2.55, 59.2 N/ μ m。

算例采用幅值 100 kA/m, 频率 1 Hz 的正弦输入磁场,该磁场强度可以保证磁致伸缩材料达到饱和.负载质量 m 、阻尼 c 、下平面位移 x_1 都为 0,不同 k 值下主动隔振装置的输出如图 3 所示。

在不同 k 值下,磁致伸缩材料在相同输入磁场下所受应力不同,受磁耦合效应影响,产生的磁致伸缩应变和弹性应变都不同。

k 值越大,驱动位移越小,如图 3(a) 所示.不同 k 值下柔顺机构的位移放大倍数也不同,具体关系参见文献 [26], k 值越大,放大倍数越小,因此上平面位移的差异相对于驱动位移更大, $k=0$ 时的位移约为 $k=80$ kN/m 时的 2.74 倍,如图 3(b) 所示.此外, k 值越大,驱动器所需要提供的驱动力也越大,如图 3(c) 所示,驱动力要求过高容易导致磁致伸缩材料尺寸过大、柔顺机构内应力过大等问题.在高频工况下,除弹簧刚度外,阻尼和负载质量也会通过磁耦合影响磁致伸缩驱动器输出。

若 k 取值范围为 $[0, \infty)$, 则式 (22) 的取值变化范围为 $[p_{11} - p_{12}p_{21}/p_{22}, p_{11})$, 其上下限取决于柔顺机构设计.这一分析提供了一种减小被动隔振刚度对磁致伸缩驱动性能影响的方法,即通过合理的柔顺机构设计,使 $p_{12}p_{21}/p_{22}$ 的值远小于 p_{11} , 则 $F_a/x_a \approx p_{11}$, 减小了 k 值对磁致伸缩材料所受应力的影响。

记图 2 中箭头指示的一处厚度尺寸为 t_b , 改变该尺寸得到式 (22) 在不同 k 值下的取值如表 1 所示,其中 $k=0$ 时 F_a/x_a 值即为 $p_{11} - p_{12}p_{21}/p_{22}$. 随着该厚度尺寸增大, $p_{11} - p_{12}p_{21}/p_{22}$ 与 p_{11} 的值越来越接近,不同 k 值下的 F_a/x_a 值趋于相等,即 k 值对磁致伸缩材料所受应力的影响越小.需要说明的是,单一增大 t_b 会造成机构放大倍数的急剧减小,柔顺机构的尺

寸优化需要针对多个尺寸参数同时进行,本文仅以一个参数的变化验证该方法的有效性。

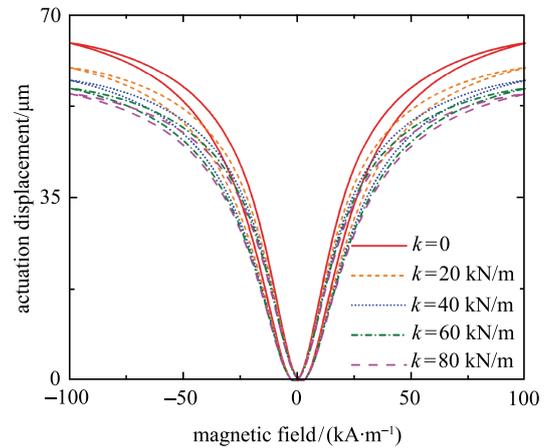
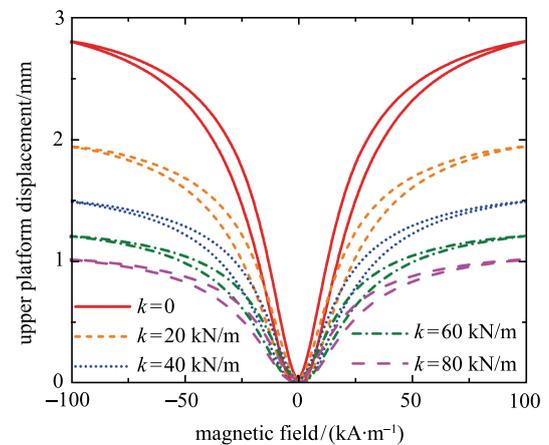
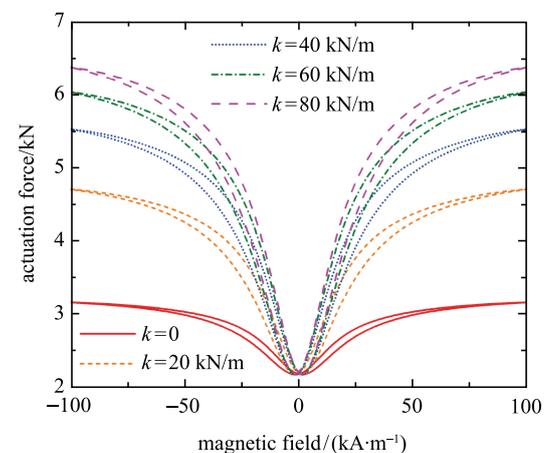
(a) 驱动位移 x_a (a) Actuation displacement x_a (b) 上平面位移 x_2 (b) Upper platform displacement x_2 (c) 驱动力 F_a (c) Actuation force F_a 图 3 不同 k 值下驱动器输出Fig. 3 Actuator output with different k value

表1 柔顺机构尺寸对 F_a/x_a 值的影响

Table 1 The relation between F_a/x_a and t_b

| t_b/mm | $F_a \cdot x_a^{-1}/(\text{N} \cdot \text{m}^{-1})$ ($k=0$) | $F_a \cdot x_a^{-1}/(\text{N} \cdot \text{m}^{-1})$ ($k=80 \text{ kA/m}$) | $p_{11}/$ ($\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$) |
|-----------------|--|--|---|
| 2.8 | 1.6×10^7 | 7.9×10^7 | 1.3×10^8 |
| 5 | 6.3×10^7 | 1.2×10^8 | 2.0×10^8 |
| 10 | 1.7×10^8 | 2.0×10^8 | 2.4×10^8 |
| 15 | 2.0×10^8 | 2.2×10^8 | 2.6×10^8 |

2.2 变刚度效应对被动隔振性能的影响

主被动隔振装置一般要求主动隔振装置不工作时依然具备被动隔振功效，受偏置磁场、剩磁影响，磁致伸缩材料在不工作时的磁化强度可能不为 0，其应力也会因系统反作用力而发生改变，受材料变刚度效应影响，其杨氏模量随磁化强度和应力变化，即非工作状态下的磁致伸缩驱动器可以等效为一个非线性弹性元件。

磁致伸缩材料杨氏模量 E 可由式 (15) 计算，则其等效刚度 k_{eq} 为

$$k_{eq} = E \frac{A_T}{L_T} \quad (24)$$

再结合式 (18) 可推导出此时主被动隔振系统等效刚度和固有频率为

$$k_{sys} = k + p_{22} - \frac{p_{12}p_{21}}{k_{eq} + p_{11}} \quad (25)$$

$$f_{na} = \sqrt{\frac{k_{sys}}{m}} \quad (26)$$

鉴于磁致伸缩材料杨氏模量表达式复杂，本文采用数值算例进行分析。磁致伸缩材料饱和应力 σ_s 为 100 MPa，其他材料参数和柔顺机构参数同表 1，设负载质量 10 kg，被动隔振装置刚度 $k=10 \text{ kN/m}$ 。为方便对比，将材料所受应力固定为预应力 -6.5 MPa ，仅改变磁化强度，材料杨氏模量和系统固有频率计算结果如图 4 所示。

由图可知，当磁致伸缩材料磁化强度由 0 增大到饱和时，材料杨氏模量由 60 GPa 增大至 110 GPa，相应的，隔振系统等效刚度增大，固有频率由 43 Hz 增大至 50 Hz。磁致伸缩材料的变刚度效应与材料成分相关，部分材料的杨氏模量变化范围更大，变化规律更加复杂，对隔振系统固有频率的影响也更大。再者，被动隔振过程中材料所受应力发生改变，进一步改变材料杨氏模量，使驱动器等效刚度变化规律更加复杂，若设计中不加以考虑，难以达到预期被动隔振效果。

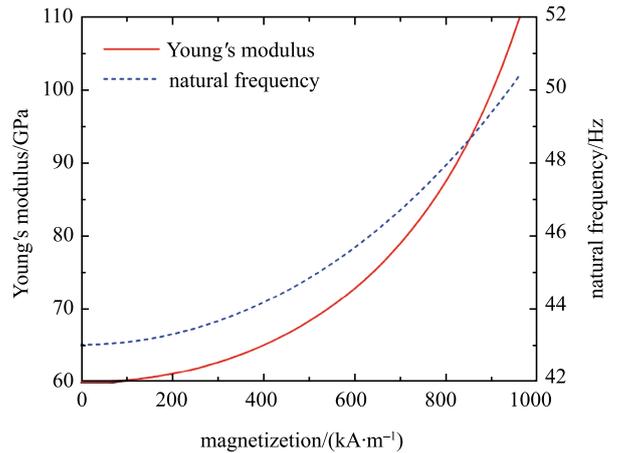


图 4 变刚度效应及系统固有频率变化

Fig. 4 ΔE effect and natural frequency change

由式 (25) 可知，合理的柔顺机构设计可以减小驱动器刚度变化对系统等效刚度的影响，一种方式是使 p_{11} 远大于 k_{eq} ，这种方法只适用于等效刚度 k_{eq} 较小的磁致伸缩材料，如薄膜状材料，否则 p_{11} 过大的柔顺机构难以设计。第二种方法是使 p_{22} 远大于 $p_{12}p_{21}/(k_{eq} + p_{11})$ ，此时系统等效刚度 $k_{sys} \approx k + p_{22}$ ，与 k_{eq} 无关，规避了磁致伸缩材料变刚度效应对被动隔振性能的影响。

第二种方法的有效性通过计算不同 t_b 对应的系统等效刚度 k_{sys} 验证。如表 2 所示，随着 t_b 减小，不同 k_{eq} 所对应的 k_{sys} 差异越小，且其值越发接近 $k + p_{22}$ ，表明磁致伸缩材料等效刚度对系统总体等效刚度的影响减小。

表2 柔顺机构尺寸对系统等效刚度的影响

Table 2 The relation between k_{sys} and t_b

| t_b/mm | $(k + p_{22})/$ ($\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$) | $k_{sys}/(\text{N} \cdot \text{m}^{-1})$ ($k_{eq} = 100 \text{ N/mm}$) | $k_{sys}/(\text{N} \cdot \text{m}^{-1})$ ($k_{eq} = 300 \text{ N/mm}$) |
|-----------------|---|---|---|
| 2.8 | 6.9×10^4 | 4.0×10^4 | 5.4×10^4 |
| 2 | 4.4×10^4 | 3.1×10^4 | 3.8×10^4 |
| 1.5 | 2.8×10^4 | 2.4×10^4 | 2.7×10^4 |
| 1 | 1.7×10^4 | 1.6×10^4 | 1.6×10^4 |

3 主被动隔振数值仿真

本节采用式 (20) 所示模型，对磁致伸缩主被动隔振装置进行数值仿真。驱动器和柔顺机构参数如表 1 所示，被动隔振装置参数为： $k=10 \text{ kN/m}$ ， $c=100 \text{ N} \cdot \text{s/m}$ ，负载质量为 10 kg。在下平面施加正弦位移扰动，计算上平面的位移响应作为隔振结果。

本文计算了 3 种仿真结果，一是主动隔振装置

不工作时的被动隔振效果. 二是主动隔振装置工作, 采用上平面位移响应作为反馈信号, 采用 PID 方法对主动隔振器进行控制, 从而得到主被动隔振效果, 并分别计算了系统稳定后的峰峰值隔振率 η_{pp} 和均方误差隔振率 η_{ms}

$$\eta_{pp} = 1 - \frac{\max(x_2) - \min(x_2)}{\max(x_1) - \min(x_1)} \quad (27)$$

$$\eta_{ms} = 1 - \frac{\|x_2\|_2}{\|x_1\|_2} \quad (28)$$

式中, $\|\cdot\|_2$ 代表二范数. 三是采用不考虑磁机耦合效应的模型, 即磁致伸缩驱动器模型采用式(1)~式(5), 采用与第二种仿真相同的输入信号, 得到上平面位移响应, 与考虑磁机耦合效应的模型作对比.

仿真采用低于、接近和高于谐振频率的三类扰动, 分别对应 1 Hz, 10 Hz 和 25 Hz, 为模拟航天应用中常见的低频大幅值扰动工况, 1 Hz 下扰动幅值为 1 mm, 而另两种工况扰动幅值为 0.5 mm.

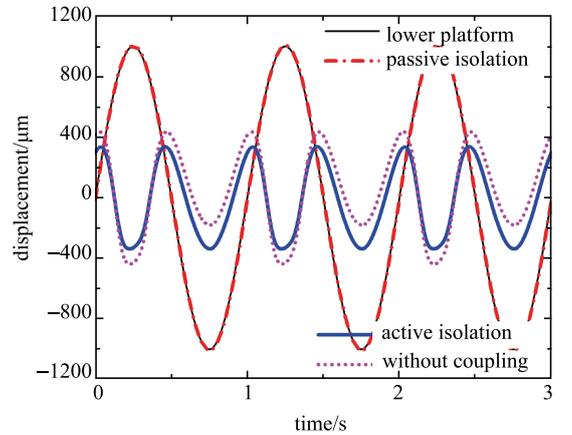
图 5(a) 所示为 1 Hz 扰动下的仿真结果, 在这类低频扰动下, 纯被动隔振完全失效, 加入主动隔振后振动得到有效抑制, 峰峰值隔振率和均方误差隔振率分别为 66.2% 和 65.5%. 图 5(b) 所示为 10 Hz 扰动下的仿真结果, 该频率扰动激发了系统谐振, 被动隔振反而放大了振动, 加入主动隔振后谐振现象得到显著抑制, 稳定后的峰峰值隔振率和均方误差隔振率分别为 80.5% 和 81.3%. 图 5(c) 所示为 25 Hz 扰动下的仿真结果, 该频率下被动隔振已能起到显著作用, 加入主动隔振后, 振幅突然增大, 但快速衰减, 稳定后达到了比被动隔振更好的隔振效果, 峰峰值隔振率和均方误差隔振率分别为 96.9% 和 97.7%.

由仿真分析可知, 图 1 所示主被动隔振系统在多种频率下均能达到比被动隔振更好的振动抑制效果, 但也会出现图 5(c) 中振幅突然增大的情况. 需要说明的是, 对于磁致伸缩驱动器这类强非线性系统, PID 控制并非最佳控制方法, 本文旨在展现隔振系统特性和初步隔振效果, 采用其他控制方法可以更好地避免系统不稳定并且提高稳定后的隔振效果, 相关研究参见文献 [29-30].

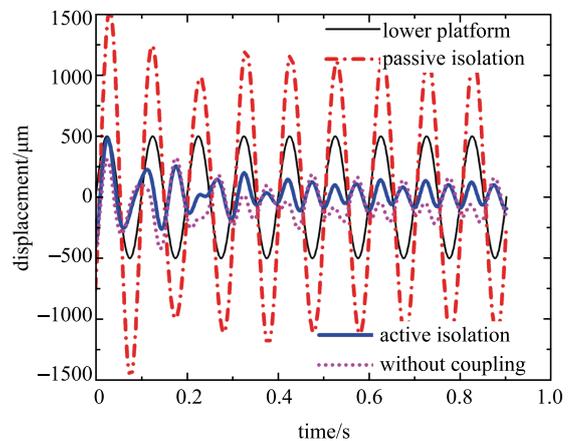
另一方面, 从图 5 可以看出, 在相同输入信号下, 模型中是否考虑磁机耦合效应得到的计算结果不同. 对比发现, 不考虑磁机耦合效应的模型计算出的驱动位移偏大, 主要原因是忽略了变刚度效应导致计算出的材料弹性形变偏小. 因此, 不考虑磁机耦合效应不仅会导致模型精度降低, 还容易高估驱动

器行程, 造成基于该模型设计得到的隔振装置实际驱动性能无法达到预期.

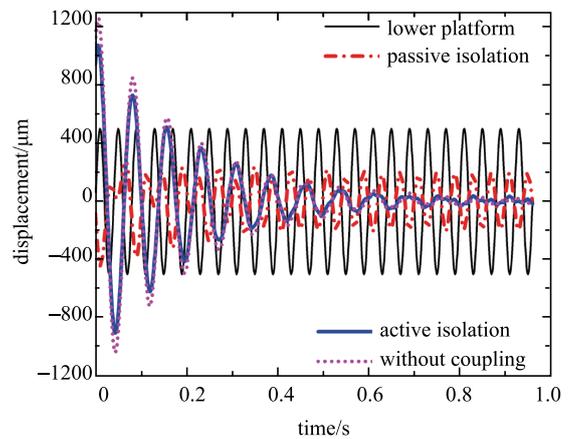
图中加入主动隔振前后的振幅峰峰值差异近似反映了主动驱动位移的大小, 驱动位移越大, 磁致伸缩材料的磁化状态和应力状态改变也越大, 是否考



(a) 1 Hz



(b) 10 Hz



(c) 25 Hz

图 5 隔振数值仿真结果

Fig. 5 Numerical results for vibration isolation

虑磁机耦合效应得到的计算结果差异也越明显。因此, 10 Hz 仿真中主动驱动位移最大, 两种计算结果差异最明显, 而 25 Hz 仿真中主动驱动位移不到 400 μm , 两种计算结果差异较小。

4 结论

本文将磁致伸缩材料的磁机耦合效应拆分为应力-有效磁场、应力-磁化强度、应力-磁致伸缩系数和变刚度效应四个部分, 实现了磁机耦合现象的全面表征。在此基础上建立了单自由度主被动隔振装置的动力学模型, 并分析了主动驱动装置与被动隔振装置间的耦合作用。分析表明: 若被动隔振装置刚度较大, 磁致伸缩驱动器输出同等位移所需驱动力较大, 驱动器在同等输入磁场下驱动位移较小; 磁致伸缩材料等效刚度与其磁化状态和所受应力有关, 这一变刚度效应使隔振装置整体等效刚度也不再是定值, 从而影响装置被动隔振性能。本文提出了通过柔顺机构参数设计减小上述两种耦合影响的方法, 通过数值计算验证了这一方法的有效性。在数值仿真中, 通过施加低于、接近和高于谐振频率三类扰动, 验证了磁致伸缩主被动隔振装置的隔振效果, 也说明了不考虑磁机耦合效应的模型计算结果不精确, 易高估驱动器行程, 从而验证了在模型中考虑磁机耦合效应的必要性。

参 考 文 献

- 曹登庆, 白坤朝, 丁虎等. 大型柔性航天器动力学与振动控制研究进展. 力学学报, 2019, 51(1): 1-13 (Cao Dengqing, Bai Kunchao, Ding Hu, et al. Advances in dynamics and vibration control of large-scale flexible spacecraft. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2019, 51(1): 1-13 (in Chinese))
- 董瑶海. 航天器微振动-理论与实践. 北京: 中国宇航出版社, 2015 (Dong Yaohai. *Micro-Vibration of Spacecraft-Theory and Practice*. Beijing: China Aerospace Press, 2015 (in Chinese))
- 陆泽琦, 陈立群. 非线性被动隔振的若干进展. 力学学报, 2017, 49(3): 550-564 (Lu Zeqi, Chen Liqun. Some recent progresses in nonlinear passive isolations of vibrations. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2017, 49(3): 550-564 (in Chinese))
- 李帅, 周继磊, 任传波等. 时变参数时滞减振控制研究. 力学学报, 2018, 50(1): 99-108 (Li Shuai, Zhou Jilei, Ren Chuanbo, et al. The research of time delay vibration control with time-varying parameters. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2018, 50(1): 99-108 (in Chinese))
- Joule J. On a new class of magnetic forces. *Ann Electr Magn Chem*, 1842, 8(1842): 219-224
- 毛剑琴. 智能结构动力学与控制. 北京: 科学出版社, 2013 (Mao Jianqin. *Dynamics and Control of Smart Structure*. Beijing: Science Press, 2013 (in Chinese))
- Huber JE, Fleck NA, Ashby MF. The Selection of Mechanical Actuators Based on Performance Indices. *Proceedings Mathematical Physical & Engineering Sciences*, 1997, 453(1965): 2185-2205
- Kim WJ, Sadighi A. A novel low-power linear magnetostrictive actuator with local three-phase excitation. *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*, 2010, 15(2): 299-307
- Xue G, Zhang P, Li X, et al. A review of giant magnetostrictive injector (GMI). *Sensors & Actuators A Physical*, 2018, 273: 159-181
- Zhu Y, Yang X, Fu T. Dynamic modeling and experimental investigations of a magnetostrictive nozzle-flapper servovalve pilot stage. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part I Journal of Systems & Control Engineering*, 2016, 230(3): 197-207
- Yoshioka H, Shinno H, Sawano H. A newly developed rotary-linear motion platform with a giant magnetostrictive actuator. *CIRP Annals - Manufacturing Technology*, 2013, 62(1): 371-374
- Park G, Bement MT, Hartman DA, et al. The use of active materials for machining processes: A review. *International Journal of Machine Tools & Manufacture*, 2007, 47(15): 2189-2206
- Sun X, Yang B, Zhao L, et al. Optimal design and experimental analyses of a new micro-vibration control payload-platform. *Journal of Sound & Vibration*, 2016, 374: 43-60
- 段博文. 应用超磁致伸缩材料的可控式液压悬置隔振特性研究. [硕士学位论文]. 南京: 南京航空航天大学, 2016 (Duan Bowen. *Dynamic Analysis and Control of an Active Power-train Mount Based on Magnetostrictive Actuator*. [Master Thesis]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics & Astronautics, 2016 (in Chinese))
- Nakamura Y, Nakayama M, Masuda K, et al. Development of active six-degrees-of-freedom microvibration control system using giant magnetostrictive actuators. *Smart Materials & Structures*, 2000, 9(2): 175-185
- Nakamura Y, Nakayama M, Yasuda M, et al. Development of active six-degrees-of-freedom micro-vibration control system using hybrid actuators comprising air actuators and giant magnetostrictive actuators. *Smart Materials & Structures*, 2006, 15(4): 1133-1142.
- Geng Z J, Haynes L S. Six degree-of-freedom active vibration control using the Stewart platforms. *IEEE Transactions on Control Systems Technology*, 2002, 2(1): 45-53
- Braghin F, Cinquemani S, Resta F. A model of magnetostrictive actuators for active vibration control. *Sensors & Actuators A Physical*, 2011, 165(2): 342-350
- Zhou HM, Zheng XJ, Zhou YH. Active vibration control of nonlinear giant magnetostrictive actuators. *Smart Materials & Structures*, 2006, 15(3): 792-798
- Zhang T, Yang BT, Li HG, et al. Dynamic modeling and adaptive vibration control study for giant magnetostrictive actuators. *Sensors and Actuators A: Physical*, 2013, 190: 96-105
- Kellogg RA, Flatau AB. Stress-strain relationship in Terfenol-D. *Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering*, 2001, 4327: 541-549
- Datta S, Atulasimha J, Mudivarthi C, et al. Stress and magnetic field-dependent Young's modulus in single crystal iron-gallium alloys. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2010, 322(15): 2135-2144

- 23 Sablik MJ, Jiles DC. Coupled magnetoelastic theory of magnetic and magnetostrictive hysteresis. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1993, 29(4): 2113-2123
- 24 Jiles D. Theory of the magnetomechanical effect. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1995, 28(8): 1537-1546
- 25 Zheng XJ, Liu X. A nonlinear constitutive model for Terfenol-D rods. *Journal of Applied Physics*, 2005, 97(5): 61-68
- 26 Niu M, Yang B, Yang Y, et al. Two generalized models for planar compliant mechanisms based on tree structure method. *Precision Engineering*, 2017, 51: 137-144
- 27 Jiles D, Atherton D. Ferromagnetic hysteresis. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1983, 19(5): 2183-2185
- 28 Sablik M, Jiles D. A model for hysteresis in magnetostriction. *Journal of Applied Physics*, 1988, 64(10): 5402-5404
- 29 Yang Y, Yang B, Niu M. Adaptive trajectory tracking of magnetostrictive actuator based on preliminary hysteresis compensation and further adaptive filter controller. *Nonlinear Dynamics*, 2018, 92(9): 1-10
- 30 Al Janaideh M, Aljanaideh O. Further results on open-loop compensation of rate-dependent hysteresis in a magnetostrictive actuator with the Prandtl-Ishlinskii model. *Mechanical Systems & Signal Processing*, 2018, 104: 835-850