

阶跃磁场激励 FeNiMoSiB/ PZT-5A 复合材料

非线性磁电效应的磁传感技术

张云涛¹, 卞雷祥¹, 徐展¹

(1.南京理工大学机械工程学院, 江苏省南京市 210094)

摘要: 磁致伸缩/压电复合材料在高幅度交变磁场激励下产生非线性磁电效应, 通过解调以激励场频率为基频的奇次谐波输出, 可实现微弱磁场测量。然而, 外部交流源持续激励的方式会引入串扰噪声, 影响信噪比。本文提供了一种阶跃磁场激励 FeNiMoSiB/PZT-5A/FeNiMoSiB 敏感单元测量磁场的新方法。磁场阶跃变化后, 磁电敏感单元以固有频率振动, 可以显著增强磁电效应, 提升输出信号幅度。振动频率不受交流激励场频率的影响, 减少了外部激励源引入的噪声。由于非线性磁电效应, 磁电敏感单元输出电压将被待测直流或交流磁场调制, 通过锁相解调谐振点的电压信号, 可以获得磁场传感信号。当使用 2 kHz 双极性方波激励时, 测量 -3~3 Oe 直流磁场灵敏度为 29.77mV/Oe, 线性度为 0.22%。测量 1~50k Hz 交流磁场响应平坦带宽内的灵敏度约为 37.5mV/Oe。

关键词: 磁传感器; 阶跃磁场激励; 非线性磁电效应

中图分类号: O441.5

文献标识码:

The Nonlinear ME Effect of FeNiMoSiB/ PZT-5A Composite under Step Magnetic Field Excitation for Magnetic Field Sensing

Yuntao Zhang¹, Leixiang Bian¹, Zhan Xu¹

(1.School of Mechanical Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract : Under a high amplitude AC excitation field, the magnetostrictive/piezoelectric composite exhibits the nonlinear magnetoelectric (ME) effect. A weak DC/AC magnetic field can be measured by demodulating the odd harmonics generated by the composite structure due to the nonlinear ME effect. The AC excitation magnetic field created by an external signal source will introduce crosstalk noise. Here, a novel method for measuring the weak magnetic field via FeNiMoSiB/PZT-5A/FeNiMoSiB composite excited by step magnetic field is presented. The ME composite excited by the step magnetic field will vibrate at its natural frequency to significantly

enhance the ME effect. The resonance frequency of the ME composite is not affected by the excitation signal, which reduces the noise introduced by the external excitation source. Due to the nonlinear ME effect, the induced ME voltage is modulated by a weak DC/AC magnetic field to be measured. The weak magnetic field signal can be recovered from the ME voltage by the lock-in demodulation method. The step magnetic fields generated by a 2 kHz bipolar square-wave signal are used to excite the ME composite. The sensitivity of 29.77 mV/Oe and linearity error of 0.22% are achieved in the DC magnetic field of -3~3 Oe. The sensitivity to 1~50kHz AC magnetic field to be measured in the flat area is about 37.5 mV/Oe.

Keywords: Magnetic sensor, Step magnetic field excitation, Nonlinear magnetoelectric effect

1 引言

磁致伸缩/压电复合磁电材料在磁传感器、执行器、能量收集器等领域有着广泛地应用^[1]。相比于单相材料和颗粒混相复合材料^[2]，叠层复合材料具有磁电转换系数大、制备工艺简单等优点^[3]，成为研究热点。非晶合金由于具有高磁导率和饱和磁场低的优势，常常被用于弱磁场检测和高灵敏度的传感器设计中^{[4][5]}。过去的二十年间，关于磁电复合材料的研究大多集中在线性磁电效应上。虽然基于线性磁电效应的磁电传感器有令人满意的灵敏度，但是需要线圈或永磁体提供直流偏置场^{[6][7]}。

近些年来，非线性磁电效应的传感器件受到广泛关注。当施加较高幅度交流磁场时，磁致伸缩层产生非线性磁致伸缩，从而输出的磁电电压产生倍频效应和高次谐波^{[8][9]}。利用非线性磁电效应设计的磁传感器，可将直流或交流待测磁场信号调制到激励磁场附近，实现高灵敏度和低噪声测量，并且无需施加偏置磁场^[10]。Gillette 等人^[11]制作的 Metglas/PZT/Metglas 叠层结构的非线性磁电传感器与配置直流偏置场的传感器相比，灵敏度和信噪比都有两个数量级的提升。YAO 等人^[12]报道了 Metglas/PMN-PT/Metglas 叠层复合材料在 140 nT 的交流场驱动下可以检测 10 nT 直流磁场的微小变化。类似地，Burdin 等人^[13]制作的 Metglas/PZT/Metglas 叠层复合材料可以测量大约 10 nT 至 0.4 mT 的直流磁场。Sun 等人^[14]也是通过调整交流激励场的频率将低频磁信号转移至谐振频率附近，进一步提升灵敏度与信噪比。

以上报道中都是采用持续交流磁场激励的方式，通过将待测磁场信号调制到谐振频率附近以提升灵敏度与信噪比。然而，这种外部交流信号持续激励的方式会引入仪器的串扰噪声。

同时，尺寸小的磁电传感器有较高的谐振频率，当激励线圈中频率较高时，往往会带来高功耗、发热等问题。因此，针对小型化、高信噪比的非线性磁电效应的磁传感器，迫切需要一种新的磁场测量方法。磁电敏感单元在阶跃磁场激励后会以固有频率振荡^[15]，磁电效应得到显著增强，并且谐振频率不受激励信号频率的影响，从而进一步提升信噪比。由于选择远小于谐振频率的阶跃信号进行激励，该方法还可有效降低功耗。

到目前为止，并未有相关报道使用阶跃磁场对磁电复合物激励用于直流或交流磁场的测量。本文提出了一种阶跃磁场激励 FeNiMoSiB/ PZT-5A/FeNiMoSiB 敏感单元测量磁场的新方法。基于磁致伸缩/压电复合叠层非线性磁电效应的相关理论^{[16][17]}，建立了阶跃磁场激励磁电敏感单元的纵向自由振动模型。实验中在阶跃变化的磁场激励时 FeNiMoSiB/ PZT-5A/FeNiMoSiB 敏感单元测量直流和交流磁场表现出了高灵敏度，为设计磁致伸缩/压电复合材料的传感器件提供了新思路。

2 阶跃磁场激励磁电敏感单元的纵向振动模型

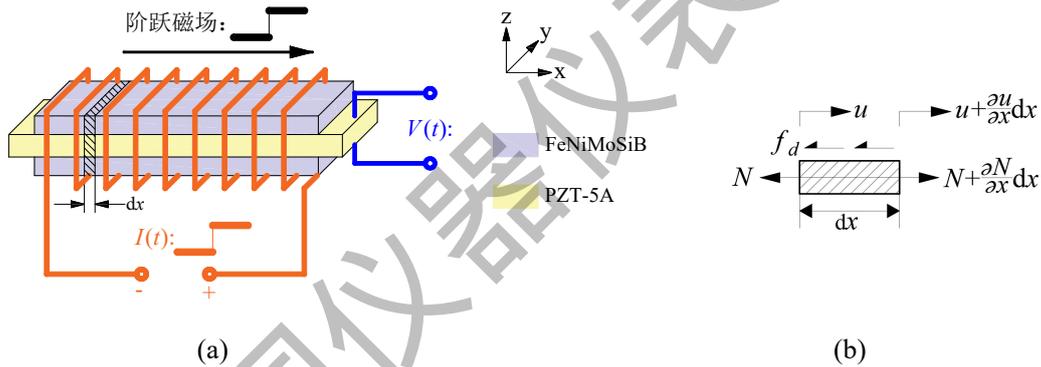


图 1 (a) FeNiMoSiB / PZT-5A 磁电敏感单元的结构，(b) 磁电敏感单元的微单元体受力分析。

如图 1 所示，磁电敏感单元由 FeNiMoSiB/PZT-5A/FeNiMoSiB 叠层复合而成，磁致伸缩层的尺寸为 $14\text{mm} \times 1.4\text{mm} \times 0.02\text{mm}$ ，压电层的尺寸为 $16\text{mm} \times 1.4\text{mm} \times 0.2\text{mm}$ 。FeNiMoSiB 层的磁化方向沿长度方向，PZT-5A 层的极化方向沿厚度方向，使用外部缠绕的线圈产生阶跃磁场对其进行激励。FeNiMoSiB 层在高幅值磁场激励下接近饱和磁化，产生非线性磁致伸缩应变，通过磁-机-电物理场转换，被高幅度磁场激励的磁电敏感单元将工作在非线性区域内。磁电敏感单元在磁场激励下沿纵向振动时，假设其横截面在振动中仍保持平面且和原截面保持平行，同时略去在纵向振动中引起的横向变形。用 $u(x,t)$ 表示坐标为 x 的截面在时刻 t 的纵向位移。当激励磁场阶跃变化时，取磁电敏感单元微段 dx 进行受力分析。假设磁致伸缩层和压电层沿 x 方向应力分别为 T_m 和 T_p ，则微段 dx 的轴向力 $N=2A_m T_m+A_p T_p$ ，其中 A_m 和 A_p 分别为磁致伸缩层和压电层的截面积。考虑系统线性粘性阻尼力 f_d ，根据牛顿第二

定律得到：

$$m dx \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \left(N + \frac{\partial N}{\partial x} dx \right) - N + \frac{f_d dx}{l} \quad (1)$$

式中 m 为磁电敏感单元的质量。 f_d 由阻尼系数 c 与速度 $\partial u / \partial t$ 的乘积计算获得。 l 为磁电敏感单元长度。假设叠层之间理想耦合，连续传递的应变可表示为 ϵ 。由方程（1）可以得到纵向振动的二阶微分方程：

$$m \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{c}{l} \frac{\partial u}{\partial t} - \left(\frac{2A_m}{s_{33}^m} + \frac{A_p}{s_{11}^p} \right) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0 \quad (2)$$

式中 s_{33}^m 为恒磁场下的柔顺性系数。 s_{11}^p 为恒电场下的柔顺性系数。

一般地，可以假设直杆的位移函数 $u(z,t)$ 为空间函数 $U(z)$ 和时间函数 $q(t)$ 的积。于是纵向自由振动方程可改写为两个独立的常微分方程：

$$\begin{cases} KU''(z) + \omega^2 U(z) = 0 \\ \ddot{q}(t) + 2\zeta\omega\dot{q}(t) + \omega^2 q(t) = 0 \end{cases} \quad (3)$$

式中 ω 为磁电敏感单元纵向振动的固有频率。 K 为常系数，与材料的特性和几何尺寸相关。

$\zeta = \frac{c_1 + c_2}{2\omega(\rho_p A_1 + 2\rho_m A_2)}$ 为系统的阻尼比，其中， ρ_p 和 ρ_m 分别为压电层和磁致伸缩层的密度。当

阻尼比 $0 < \zeta < 1$ 时，对方程（3）求解得：

$$\begin{cases} U(z) = a_1 \cos\left(\frac{\omega}{\sqrt{K}}z\right) + a_2 \sin\left(\frac{\omega}{\sqrt{K}}z\right) \\ q(t) = e^{-\zeta\omega t} (b_1 \cos \omega_d t + b_2 \sin \omega_d t) \end{cases} \quad (4)$$

式中 $\omega_d = \sqrt{1 - \zeta^2} \omega$ 是阻尼固有频率。固有振型函数的系数 a_1 和 a_2 可由各种边界条件确定，并且时间函数 $q(t)$ 中的系数 b_1 和 b_2 可由运动的初始条件确定。将边界条件 $U(0) = u_1$ 和 $U(l) = -u_2$ 代入方程（4）中，根据牛顿第二定律，联立 $z = 0$ 和 $z = l$ 两端面处力的平衡方程，可以得到固有振型函数 $U(z)$ 的表达式：

$$U(z) = \frac{\sqrt{K} n_2 s_{11}^p \lambda(T_3^m, H_3)}{2\omega \cos^2\left(\omega l / 2\sqrt{K}\right) (n_1 s_{33}^m + n_2 s_{11}^p)} \left[\sin\left(\frac{\omega}{\sqrt{K}}(l-z)\right) - \sin\left(\frac{\omega}{\sqrt{K}}z\right) \right] \quad (5)$$

该方程忽略了温度的影响。式中 n_1 和 n_2 分别为磁致伸缩层和压电层的体积占比。 $\lambda(T_3^m, H_3)$ 是非线性磁致伸缩系数，它是应力 T_3^m 以及磁场 H_3 的函数。D.A. Burdin 等人^[18]提出了磁致伸缩系数的简化方程：

$$\lambda(H) = \lambda_s [1 - \exp(-\alpha H^2)] \quad (6)$$

式中 λ_s 是饱和磁致伸缩应变。 α 是单位为 Oe^{-2} 的常系数。磁致伸缩应变与磁场呈非线性关

系。

下面将求解磁电敏感单元在阶跃磁场激励时的响应。首先考虑零初始条件下系统在 $t=0$ 时刻受到阶跃磁场 H_s 激励时的响应。设 \dot{u}_0 是 $t=0$ 时刻敏感单元在阶跃磁场 H_s 激励下获得的一个初始瞬时速度。利用杜哈梅积分^[19]求解得到敏感单元在阶跃激励时的响应为：

$$u(z,t) = \frac{\left[\sin(\omega(l-z)/\sqrt{K}) - \sin(\omega z/\sqrt{K}) \right] \dot{u}_0}{\omega_d \sin(\omega l/\sqrt{K})} \left[1 - \frac{e^{-\zeta\omega t}}{\sqrt{1-\zeta^2}} \cos(\omega_d t - \varphi) \right] \quad (7)$$

式中 $\varphi = \arctan \frac{\zeta}{\sqrt{1-\zeta^2}}$ 是初始相位角，只与阻尼比有关。

杜哈梅积分是在系统为零初始条件下得到的，一般情况下，系统的完整响应还包含由初始条件引起的响应部分。将初始条件 $u(0,0) = u_0, \dot{u}(0,0) = 0$ 代入磁电敏感单元的纵向振动方程中，得到由初始条件引起的响应部分为：

$$u(z,t) = \frac{\left[\sin(\omega(l-z)/\sqrt{K}) - \sin(\omega z/\sqrt{K}) \right] u_0}{\sqrt{1-\zeta^2} \sin(\omega l/\sqrt{K})} e^{-\zeta\omega t} \cos(\omega_d t - \varphi) \quad (8)$$

将方程（7）与方程（8）相加，根据牛顿第二定律，联立 $z=0$ 处力的平衡方程，可获得磁电敏感单元在阶跃磁场 H_s 激励下的纵向运动方程：

$$u(z,t) = \frac{\left[\sin(\omega z/\sqrt{K}) - \sin(\omega(l-z)/\sqrt{K}) \right]}{\omega \sqrt{1-\zeta^2} \sin(\omega l/\sqrt{K})} \left[\frac{n_2 s_{11}^p \sqrt{K} \tan(\omega l/2\sqrt{K}) \lambda(T_3^m, H_3)}{n_1 s_{33}^m + n_2 s_{11}^p} \right. \\ \left. + \frac{2n_2 \left[\lambda(T_3^m, H_s + H_3) - \lambda(T_3^m, H_3) \right]}{l \bar{\rho} s_{33}^m} \right] e^{-\zeta\omega t} \cos(\omega_d t - \varphi) - \frac{2n_2 \sqrt{1-\zeta^2} \left[\lambda(T_3^m, H_s + H_3) - \lambda(T_3^m, H_3) \right]}{l \bar{\rho} s_{33}^m} \quad (9)$$

在磁场作用下磁电敏感单元内部产生应变，应变使压电层两极化表面间产生电势差 V 。根据压电材料线性本构方程^[20]，获得电势差与应变的关系为：

$$V = \frac{s_{11}^p t_p}{\varepsilon_{33}^T s_{11}^p - d_{31p}^2} \left(D_3 - \frac{d_{31p} s_{11}^p}{s_{11}^p} \right) \quad (10)$$

式中 t_p 为压电层的厚度。将开路条件 $\int_0^l D_3 dz = 0$ 和方程（9）代入方程（10）中，得到磁电敏感单元在阶跃磁场 H_s 激励后振动的输出电压 $V(t)$ 随时间变化的表达式：

$$V(t) = -\frac{4d_{31p} t_p}{\omega \sqrt{1-\zeta^2} (\varepsilon_{33}^T s_{11}^p - d_{31p}^2)} \left[\frac{n_2 s_{11}^p \sqrt{K} \tan(\omega l/2\sqrt{K}) \lambda(T_3^m, H_3)}{2(n_1 s_{33}^m + n_2 s_{11}^p)} \right. \\ \left. + \frac{n_2 \left[\lambda(T_3^m, H_s + H_3) - \lambda(T_3^m, H_3) \right]}{l \bar{\rho} s_{33}^m} \right] e^{-\zeta\omega t} \cos(\omega_d t - \varphi) - \frac{n_2 \sqrt{1-\zeta^2} \left[\lambda(T_3^m, H_s + H_3) - \lambda(T_3^m, H_3) \right]}{l \bar{\rho} s_{33}^m} \quad (11)$$

从方程(11)可以看出，磁电敏感单元在阶跃磁场激励后，其输出电压将按指数规律 $e^{-\zeta\omega t}$

衰减，并且幅值与偏置量与阶跃激励前后的磁场强度相关，该性质可用于测量直流或交流磁场。

3 阶跃磁场激励磁电敏感单元的磁传感原理

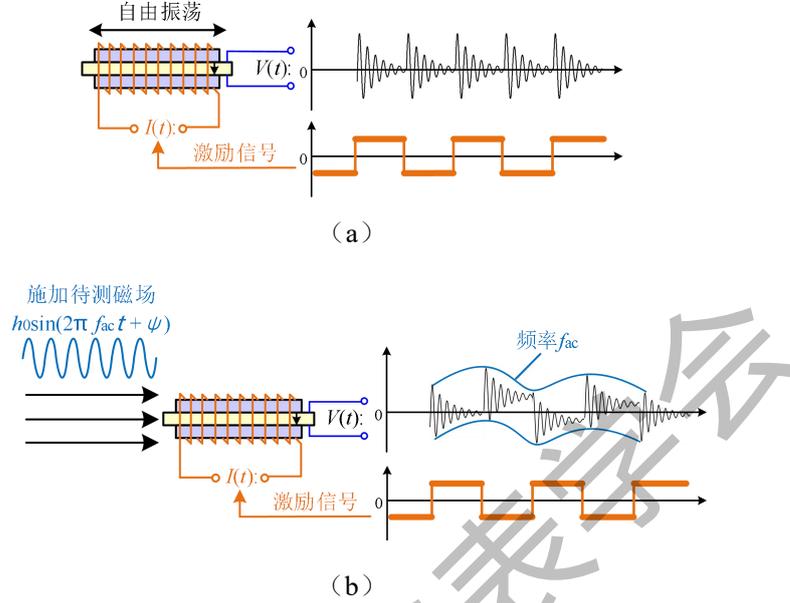


图 2 方波激励时磁电敏感单元输出电压被待测磁场调制

(a) 无待测磁场时输出电压波形，(b) 被待测磁场调制的振荡电压波形。

由方程 (11) 可知，磁电敏感单元在阶跃磁场激励后会以固有频率振动输出振荡电压。如果使用双极性方波激励磁电敏感单元，将产生连续的振荡电压信号，如图 2(a)所示。为了便于描述电压信号的调制与解调过程，对方程 (11) 进行简化，得到方程 (12)。

$$V(t) = B e^{-\xi \omega_r t} \sin[\omega_r (t - nT_0/2) + \theta], \quad \frac{nT_0}{2} \leq t < \frac{(n+1)T_0}{2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (12)$$

该函数是一个分段函数， $\frac{nT_0}{2} \leq t < \frac{(n+1)T_0}{2}$ 为分段区间， T_0 为方波信号的周期。式中 ω_r 为振荡的角频率， θ 为相位角。 B 为振幅。由于方波信号的高低电平互为相反数，得到 $\lambda(T, T_3^m, H_3) = \lambda(T, T_3^m, -H_3)$ ，所以在每次磁场变化后电压的相位始终保持一致。施加待测磁场后，由于非线性磁电效应，振荡电压信号被调制，幅值与相位均会发生变化。设待测磁场 $h(t)$ 为：

$$h(t) = A \sin(\omega_{ac} t + \psi) + h_0 \quad (13)$$

式中 A 为振幅， ω_{ac} 和 ψ 分别为待测磁场的角频率和相位角。于是，可以得到振荡电压信号被待测磁场调制的表达式为：

$$V_{Mod}(t) = B e^{-\xi \omega_r t} \sin[\omega_r (t - nT_0/2) + \theta] \cdot k [A \sin(\omega_{ac} t + \psi) + h_0], \quad \frac{nT_0}{2} \leq t < \frac{(n+1)T_0}{2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (14)$$

式中 k 为调制系数。

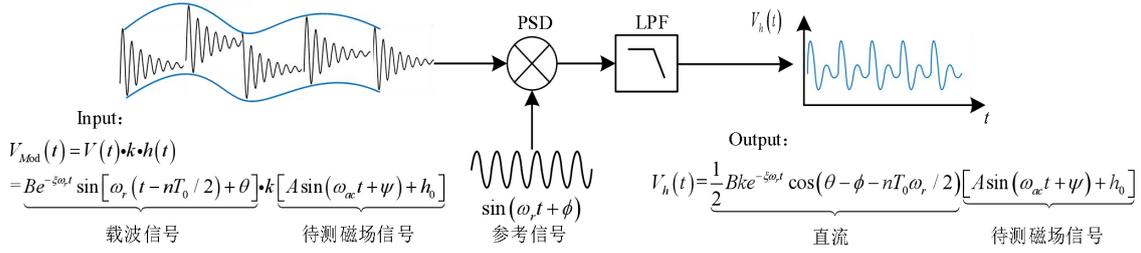


图 3 解调待测磁场信号的原理框图

图 2(b)为方波激励磁电敏感单元被待测磁场调制的输出电压波形。通过解调该波形可获取待测磁场信号。图 3 为解调待测磁场信号的原理框图。在已知谐振频率 f_r 的情形下，将电压 $V_{Mod}(t)$ 和参考信号 $R(t) = \sin(\omega_r t + \phi)$ 相乘，得到：

$$\begin{aligned}
 V_{Mod}(t) \cdot R(t) &= B e^{-\xi\omega_r t} \sin[\omega_r(t - nT_0/2) + \theta] \cdot k [A \sin(\omega_{ac}t + \psi) + h_0] \cdot \sin(\omega_r t + \phi) \\
 &= -\frac{1}{2} B k e^{-\xi\omega_r t} \left[\frac{1}{2} A \sin[(2\omega_r + \omega_{ac})t + nT_0\omega_r/2 + \theta + \phi + \psi] \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{2} A \sin[(2\omega_r - \omega_{ac})t + nT_0\omega_r/2 + \theta + \phi - \psi] \right. \\
 &\quad \left. - A \cos(\theta - \phi - nT_0\omega_r/2) \sin[(\omega_{ac}t + \psi) + h_0] \right] \quad n = 0, 1, 2 \dots
 \end{aligned} \tag{15}$$

随后，输出信号经过低通滤波器，该低通滤波器的截止频率为测量磁场所设计的频率带宽。截止频率小于磁电敏感单元的谐振频率 f_r 。信号经过低通滤波器后，去除较高频率分量，获得与待测磁场同频同相的电压传感信号 $V_h(t)$ ，如方程（16）所示。

$$V_h(t) = \frac{1}{2} B k e^{-\xi\omega_r t} \cos(\theta - \phi - nT_0\omega_r/2) [A \sin(\omega_{ac}t + \psi) + h_0] \quad n = 0, 1, 2 \dots \tag{16}$$

4 磁场测量实验结果

实验样品如图 4 所示，在磁电敏感单元的外部缠绕有 220 匝线圈以提供激励磁场，每通入 6.25mA 的电流约产生 10e 的磁场。实验时，选择频率为 2kHz，不同幅度的双极性方波信号激励磁电敏感单元。磁电敏感单元的谐振频率为 94.251kHz。将实验样品置于亥姆霍兹线圈中，给亥姆霍兹线圈分别通入直流或交流磁场，进行磁场测量实验。

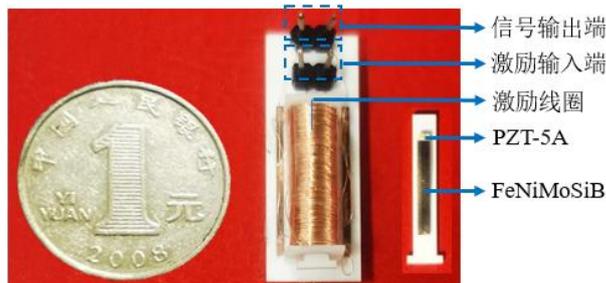


图 4 FeNiMoSiB/PZT-5A/FeNiMoSiB 磁电敏感单元实验样品

使用数字锁相环对磁电敏感单元输出的振荡电压信号进行解调，原理框图如图 5 所示。

图 5 (a) 为直流磁场的解调框图，将电压信号与频率为谐振频率 f_r 的两个正交参考信号相乘，经过低通滤波获得正交分量 Q_1 和 I_1 ， $\sqrt{Q_1^2 + I_1^2}$ 和 $\arctan(Q_1 / I_1)$ 分别为待测直流磁场的幅值与相位。值得注意的是，相位角与待测磁场方向相关，根据磁场第一次阶跃变化后振荡电压波形相位角的正负，可判别待测磁场方向。图 5 (b) 为交流磁场的解调框图，将电压传感信号 $V_h(t)$ 与待测磁场频率 f_{ac} 的两个正交参考信号相乘，经过低通滤波获得 Q_2 和 I_2 ， $\sqrt{Q_2^2 + I_2^2}$ 和 $\arctan(Q_2 / I_2)$ 分别为待测交流磁场的幅值和相位。

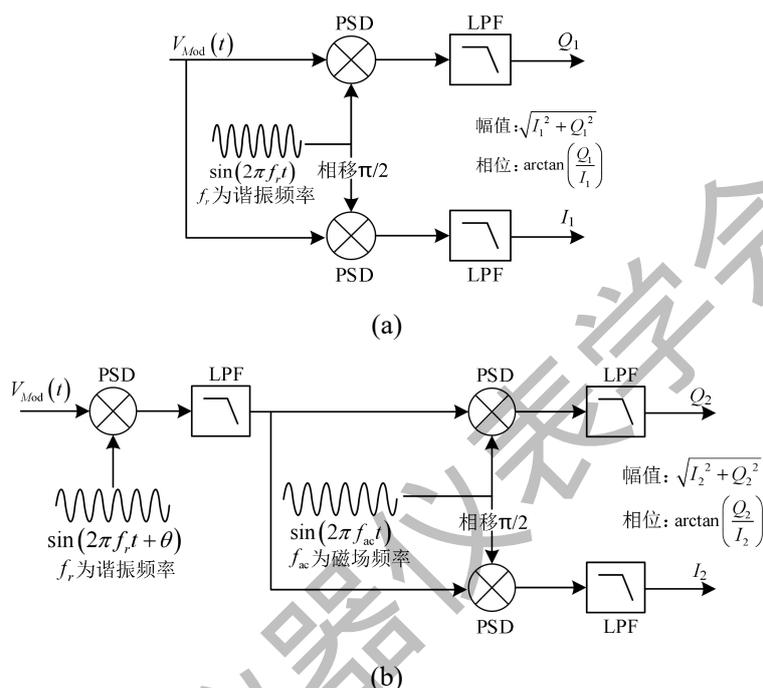


图 5 数字锁相环解调待测磁场的原理框图：(a) 解调直流磁场，(b) 解调交流磁场。

图 6 为不同幅度方波信号激励时测量直流磁场的响应值。在待测磁场幅值为 0 的附近磁电电压与直流磁场成线性关系。随着方波信号幅度增大，线性区范围和灵敏度也逐渐增大。当激励方波磁场的低-高电平从 -8 Oe~8 Oe 时，在线性区 -3~3Oe 的偏置磁场下，灵敏度约为 29.77mV/Oe，线性度为 0.22%。与 Ge 等人^[21]报道的相同尺寸 FeNiMoSiB/PZT-5A/FeNiMoSiB 敏感单元相比，灵敏度提高了 3.4 倍。

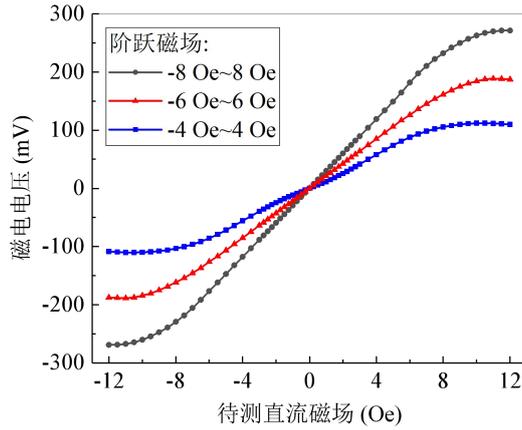


图 6 实验样品测量直流磁场的响应曲线

使用-8Oe~8Oe 的双极性方波磁场激励磁电敏感单元工作，通过亥姆霍兹线圈对实验样品施加 0.1Oe 的交流磁场。图 7 为方波激励时实验样品对 1 Hz~50k Hz 的 0.1Oe 交流磁场的频率响应特性，容易看出，不同频率的交流磁场与谐振频率 94.251kHz 发生了混频现象。此外，对于交流磁场的频率响应较为平坦，磁电电压值约为 3.75mV。

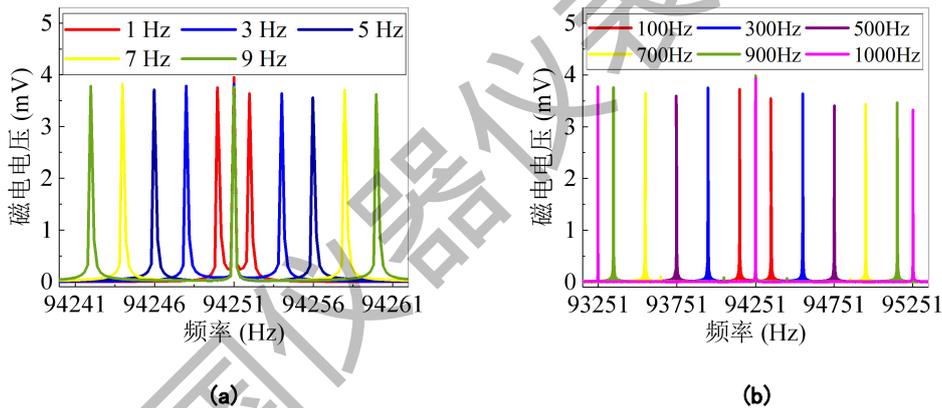


图 7 实验样品测量不同频率交流磁场的响应：(a) 1~9 Hz，(b) 100~1000 Hz。

图 8 展示了激励磁场频率为 2kHz 和 5kHz 时实验样品对 0.1Oe 交流磁场的频响曲线。图中，以 2kHz 和 5kHz 为基频的奇数倍频点的响应值明显大于其它频点的响应值。原因是以激励磁场频率为基频的奇次谐波也会与 94.251kHz 的谐振波发生混频。由于激励磁场幅度较高，从而淹没了待测交流磁场的信息。因此，设计传感器件时，应避免以激励磁场频率为整数倍的频率点。在 1~50k Hz 响应平坦带宽内，激励磁场频率 2kHz 时测量灵敏度约为 37.5mV/Oe，激励磁场频率 5kHz 时测量灵敏度约为 61.6mV/Oe。当激励磁场频率增大时，磁电敏感单元在单次磁场阶跃变化后输出电压振荡衰减时间缩短，获得了更多能量。因此，可以通过适当调节激励磁场频率来增加灵敏度。

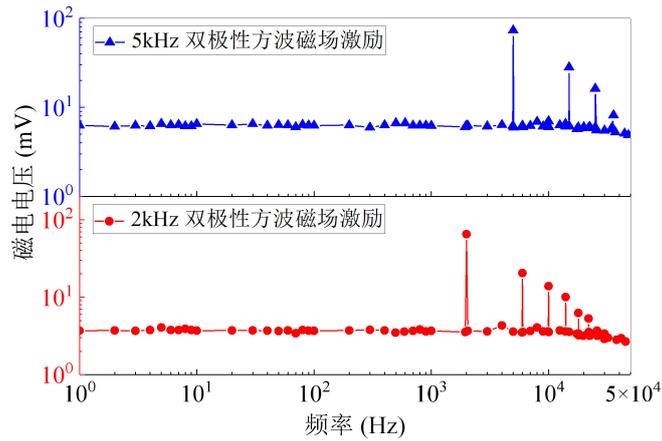


图8 激励磁场频率为2kHz和5kHz时实验样品对0.10e交流磁场的频响曲线

5 结论

本文提出了一种利用阶跃磁场激励 FeNiMoSiB/PZT-5A/FeNiMoSiB 敏感单元测量磁场的新方法。磁电敏感单元在磁场阶跃变化后以固有频率振动并输出振荡电压信号，由于非线性磁电效应，可将待测直流或交流磁信号转移至谐振频率附近，显著增强磁电效应，进一步提升灵敏度与信噪比。通过正交锁相解调方法对电压信号解调，可获取待测磁场传感信号，实现磁场测量。使用 2kHz 双极性方波信号激励时，测量-3~3 Oe 直流磁场的灵敏度为 29.77 mV/Oe，线性度为 0.22%。测量交流磁场的频率响应较为平坦，灵敏度约为 37.5 mV/Oe。这项研究为设计微小化、高信噪比的磁传感器提供了新思路。

参考文献:

- [1] Dhiren K P, Shalini K, Philip D R. Magnetolectric Composites: Applications, Coupling Mechanisms, and Future Directions [J]. *Nanomaterials*, 2020, 10(10): 2072.
- [2] Lokare S A, Devan R S, Chougule B K. Structural analysis and electrical properties of ME composites [J]. *Journal of alloys and compounds*, 2008, 454(1-2): 471-475.
- [3] Jungho R, Alfredo V C, Kenji U, Hyoun E K. Magnetolectric Properties in Piezoelectric and Magnetostrictive Laminate Composites [J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2001, 40: 4948.
- [4] Zuo Z J, Pan D A, et al. Multiplied magnetolectric effect in multi-faceted magnetolectric composite [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104: 032906.
- [5] Mirza B, Roman P, Oleg S, et al. Magnetolectric Magnetic Field Sensors: A Review [J]. *Sensors*, 2021, 21(18): 6232.

- [6]Agarwal S, Caltun O F, Sreenivas K. Magneto electric effects in BaTiO₃-CoFe₂O₄ bulk composites [J]. Solid State Communications, 2012, 152(21): 1951-1955.
- [7]Baques D B, Lopez G H, et al. Development of a new module for the measurement of the magneto-electric direct and converse effects based on an alternating current susceptometer [J]. Review of Scientific Instruments, 2014, 85: 085116.
- [8]Zhang W, Yin G, Cao J. Frequency multiplying behavior in a magnetoelectric unimorph[J]. Applied Physics Letters, 2012, 100: 032903.
- [9]Wang Y, Shen Y, et al. Nonlinear magnetoelectric response of a Metglas/piezofiber laminate to a high-frequency bipolar AC magnetic field [J]. Applied Physics Letters, 2013, 102: 102905.
- [10]Li M, Dong C, Zhou H, Wang Z, et al. Highly Sensitive DC Magnetic Field Sensor Based on Nonlinear ME Effect [J]. IEEE Sensors Letters, 2017, 1(6): 2501104.
- [11]Gillette S M, Geiler A L, Gray D, et al. Improved Sensitivity and Noise in Magneto-Electric Magnetic Field Sensors by Use of Modulated AC Magnetostriction [J]. IEEE Magnetics Letters, 2011, 2: 2500104.
- [12]Yao M, Ma J, Fang C, et al. Multi-functional piezoelectric/magnetostrictive laminated composite for AC and DC magnetic detection [J]. Materials Research Express, 2017, 4(11): 116109.
- [13]Burdin D, Chashin D, Ekonomov N, et al. DC magnetic field sensing based on the nonlinear magnetoelectric effect in magnetic heterostructures [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2016, 49(37): 375002.
- [14]Sun C, Yang W, He Y, et al. Low-Frequency Magnetic Field Detection Using Magnetoelectric Sensor With Optimized Metglas Layers by Frequency Modulation [J]. IEEE Sensors Journal, 2022, 22(5): 4028-4035.
- [15]Saveliev D V, Fetisov L Y, Chashin D V, et al. Magnetoelectric effects in a composite ferromagnet-piezoelectric heterostructure under pulsed excitation [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2022, 55: 485002.
- [16]Yang S, Ni L, et al. An analytical model for nonlinear magnetoelectric effect in laminated composites [J]. Composite Structures, 2021, 263: 113652.
- [17]Xiao J Z, Le S. A nonlinear constitutive model of magneto-thermo-mechanical coupling for giant magnetostrictive materials [J]. Journal of Applied Physics, 2006, 100(6): 189.

- [18]Burdin D A, Chashin D V, et al., High-sensitivity dc field magnetometer using nonlinear resonance magnetoelectric effect [J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2016, 405(1): 244-248.
- [19]Kovacic I, Radomirovic D, Mechanical Vibration: Fundamentals with Solved Examples [M]. New Jersey, USA: John Wiley & Sons Inc, 2017: 31-207.
- [20]Xiao J, Le S, A nonlinear constitutive model of magneto-thermo-mechanical coupling for giant magnetostrictive materials [J]. Journal of Applied Physics, 2006, 100(6): 063906.
- [21]Ge C, Bian L, Li J, et al. Differential configuration of 180° anti-phase-modulated nonlinear magnetoelectric effect of parallel-placed dual FeNiMoSiB/Pb(Zr_{1-x}Ti_x)O₃ composites for magnetic field sensing [J]. Sensors and Actuators A: Physical, 2020, 306: 111953.

中国仪器仪表表学