

# Tb<sub>0.3</sub>Dy<sub>0.7</sub>Fe<sub>2</sub> 合金磁畴偏转研究\*

李立毅 严柏平<sup>†</sup> 张成明 曹继伟

(哈尔滨工业大学电磁与电子技术研究所, 哈尔滨 150001)

(2012年1月3日收到; 2012年2月8日收到修改稿)

研究了 Tb<sub>0.3</sub>Dy<sub>0.7</sub>Fe<sub>2</sub> 合金在压磁和磁弹性效应中的磁畴偏转和磁导率特性. 基于 Stoner-Wohlfarth 模型能量极小原理, 绘制了自由能与磁畴偏转角度的关系曲线, 研究了压应力和磁场载荷作用下磁畴角度的偏转特性, 计算分析了不同载荷作用下磁畴偏转的磁导率特性, 并与实验数据进行比较论证. 研究表明, 应力和磁场的作用都将使磁畴方向 [111] 和  $\bar{1}\bar{1}\bar{1}$  发生角度跃迁, 直观有效地解释了材料巨磁致伸缩效应的机理; 应力和磁场作用下磁畴的偏转将使材料磁导率呈减小趋势, 其中磁场能对磁导率的影响大于应力能, 这一现象在小载荷作用下尤为明显. 实验结果表明, 磁导率的计算数据与实验数据符合得较好, 验证了计算方法的正确性. 理论分析对 Terfenol-D 磁畴偏转模型的完善和磁化过程中磁滞回线的绘制非常有意义.

**关键词:** Terfenol-D, 各向异性, 磁畴偏转, 磁导率

**PACS:** 75.80.+q, 75.60.-d, 75.60.Ej, 75.30.Gw

## 1 引言

目前, 超磁致伸缩材料 (giant magnetostrictive material, GMM)、压电陶瓷、形状记忆合金、磁流变体等已成为国内外功能材料及其器件应用研究的热点. 作为一种新型磁控材料, 超磁致伸缩材料具有大的磁致伸缩系数、响应速度快、磁-机耦合系数高等特点<sup>[1-3]</sup>, 其商品化应用较广的有 TbDyFe 合金 (Tb<sub>0.3</sub>Dy<sub>0.7</sub>Fe<sub>2</sub>, 又称 Terfenol-D) 和 FeGa 合金. 压磁和磁弹性效应是 Terfenol-D 材料具有较好应用的关键效应<sup>[4-6]</sup>. 由于超磁致伸缩材料具有非常大的磁晶各向异性, 应力和磁场载荷作用下材料的磁畴偏转和磁化过程非常复杂<sup>[7]</sup>, 载荷作用下磁参数的描述和磁畴偏转模型的建立是材料实现应用拓展的关键.

在超磁致伸缩材料磁化过程中, 适当压应力的施加会使材料具有较大机械特性输出, 这一现象已经在大量的文献中得到证实. 目前对此现象的理论解释较简单, 主要采用单畴偏转模型研究材料的磁弹性机理<sup>[8-13]</sup>. 其中 Jiles 和 Thoenke<sup>[14]</sup> 基于单畴

模型指出 90° 磁畴偏转是大磁致伸缩效应的关键, 但其对磁畴偏转角度及磁化中各向异性的描述较为简单. 文献 [15—17] 通过求解非线性方程组的极值问题, 对比分析了 TbDyFe 和 FeGa 合金内部的磁晶各向异性和应力各向异性, 但是方程的求解过程非常复杂, 对磁弹性过程中磁畴偏转和磁特性的描述简单, 且求解只能针对极值问题, 对材料磁化过程和磁滞特性的进一步研究较困难. 大的磁晶各向异性常数 (负数) 和易磁化方向是超磁致伸缩材料区别于其他铁磁材料的根本, 所以磁畴的偏转是研究材料磁致伸缩效应的关键. 提取磁畴偏转角度是本文研究的主要内容, 通过求解外载荷作用下材料内部自由能的极值, 研究压磁和磁弹性过程中应力和磁场载荷对磁畴角度偏转的影响, 用磁畴偏转的概念和磁导率特性来解释明确 Terfenol-D 的磁致伸缩机理.

本文基于 Stoner-Wohlfarth (S-W) 模型能量极小原理, 通过求解 Terfenol-D 材料单畴自由能与磁畴偏转角度间的极值问题, 研究了压磁和磁弹性效应中的磁畴偏转和磁化过程, 以解释超磁致伸缩材料的磁致伸缩机理. 通过实验测试和模型计算两种

\* 国家高技术研究发展计划 (批准号: 2007AA04Z333) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: d.enip@163.com

方法, 比较压磁和磁弹性效应中磁导率与载荷间的关系, 为超磁致伸缩材料压磁和磁弹性效应的应用拓展提供理论依据.

## 2 磁畴偏转的数值模型

取超磁致伸缩材料内某一单畴颗粒作为 S-W 模型<sup>[18]</sup>的研究对象, 应力  $\sigma$  和磁场强度  $H$  载荷作用下的磁畴偏转可通过求解颗粒内部自由能的极值问题来研究. Terfenol-D 材料颗粒中自由能均为各向异性<sup>[19]</sup>, 主要包括磁晶各向异性能  $E_k$ , 应力各向异性能  $E_\sigma$  和磁化能  $E_H$ , 如下式所示:

$$\begin{cases} E_k = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2) \\ \quad + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2), \\ E_\sigma = -\frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma(\alpha_1^2\beta_1^2 + \alpha_2^2\beta_2^2 + \alpha_3^2\beta_3^2) \\ \quad - \lambda_{111}\sigma(\alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2 + \alpha_2\alpha_3\beta_2\beta_3 \\ \quad + \alpha_1\alpha_3\beta_1\beta_3), \\ E_H = -\mu_0 M_s H_e(\alpha_1\beta_1 + \alpha_2\beta_2 + \alpha_3\beta_3) \\ \quad = -\mu_0 M_s H_e \cos(\theta_0 - \theta). \end{cases} \quad (1)$$

其中  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  为磁化强度  $M$  的方向余旋,  $\beta_1, \beta_2, \beta_3$  为外加应力的方向余旋,  $K_1$  和  $K_2$  为磁晶各向异性常数,  $\lambda_{100}$  和  $\lambda_{111}$  分别为  $\langle 100 \rangle$  和  $\langle 111 \rangle$  方向上的磁致伸缩系数,  $\theta$  为磁畴从易磁化方向所偏转的角度, 是本文提取用于求解和分析的关键参量,  $\alpha_i$  和  $\beta_i$  可表示为角度  $\theta$  的关系式,  $\theta_0$  为无载荷作用下易磁化方向与磁场强度的夹角,  $\theta_0 - \theta$  为磁化方向与磁场强度方向的夹角, 后文用角度  $\phi$  表示,  $H_e$  为材料内部的有效磁场强度,  $\mu_0$  为真空磁导率,  $M_s$  为饱和磁导率.

在 Terfenol-D 材料中, 外在载荷应力  $\sigma$  和磁场强度  $H$  施加在方向  $[112]$  上, 材料性能的主要参数参见文献<sup>[15]</sup>, 超磁致伸缩材料具有非常大的磁晶各向异性常数, 且为负值, 方向  $\langle 111 \rangle$  上的磁致伸缩系数远大于  $\langle 100 \rangle$ .

基于 S-W 模型能量极小原理, 建立应力和磁场载荷作用下颗粒中总的自由能. 下式为以磁畴偏转角度  $\theta$  为变量的自由能方程:

$$\begin{aligned} E = & K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) \\ & - \frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma(\alpha_1^2\beta_1^2 + \alpha_2^2\beta_2^2 + \alpha_3^2\beta_3^2) \\ & - \lambda_{111}\sigma(\alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2 + \alpha_2\alpha_3\beta_2\beta_3 \end{aligned}$$

$$+ \alpha_1\alpha_3\beta_1\beta_3) - \mu_0 M_s H_e \cos(\theta_0 - \theta). \quad (2)$$

采用传统的极小值条件  $\partial E / \partial \theta = 0$  求解角度  $\theta$  非常复杂困难, 所得结果仅限于分析极值问题, 对材料磁畴偏转、磁化和磁滞特性进一步描述较困难, 在此绘制自由能与偏转角度  $\theta$  的关系曲线, 采用计算机编程进行数值逼近求解, 此方法可直观有效地描述磁畴的偏转和极值的求解, 且有利于 Terfenol-D 材料磁化和磁滞特性的进一步研究.

在无应力和磁场载荷作用时, 材料中只存在磁晶各向异性, 根据能量极小条件可得解  $\alpha_1^2 = \alpha_2^2 = \alpha_3^2$ , 为材料的易磁化方向  $\langle 111 \rangle$ , 包括  $[111], [\bar{1}11], [\bar{1}\bar{1}\bar{1}], [\bar{1}\bar{1}1], [11\bar{1}], [1\bar{1}\bar{1}], [\bar{1}\bar{1}1]$  和  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  8 个方向, 与材料易磁化特性的描述完全一致<sup>[20]</sup>. 考虑易磁化方向具有对称性, 选用  $\phi \leq 90^\circ$  的磁畴作为研究对象. 材料的磁化强度  $M$  和磁导率  $\mu$  可通过磁畴偏转角度计算 ((3) 式):

$$\begin{cases} M_i = M_s \cdot \cos(\theta_0 - \theta_i), \\ M_{\text{total}} = \sum_i^4 M_i \cdot V_i, \\ \mu = 1 + \frac{M_{\text{total}}}{H_e}, \end{cases} \quad (3)$$

其中  $V_i$  为某一方向磁畴的体积分, 文献<sup>[21,22]</sup>明确描述了磁致伸缩系数  $\lambda$  与磁化强度  $M$  的关系, 本文采用磁化强度  $M$  和磁导率  $\mu$  作为材料磁畴偏转的外在表征参量, 以进一步研究应力和磁场载荷对材料磁畴偏转和磁特性的影响. 从 (3) 式可知, 偏转角度  $\theta$  的变化直接影响材料磁化强度和磁导率, 从而使材料展现不同的磁致伸缩特性.

本文采用磁畴偏转角度的概念来研究 Terfenol-D 材料磁致伸缩机理, 建立压磁和磁弹性效应中磁畴偏转的数值模型, 将磁导率作为材料磁畴偏转的外在表象, 通过磁导率参量的测试对数值模型和分析方法进行验证.

## 3 分析与讨论

### 3.1 压磁效应中的磁畴偏转

压应力的作用将使材料磁畴发生偏转, 应力各向异性使材料各方向自由能变化不一. 假设加载瞬间磁畴未发生偏转, 由 (1) 式中应力各向异性公式可知,  $[111]$  方向的磁畴自由能将增加, 而其他方向的自由能会减小. 自由能的变化会使磁畴偏转至更稳定的极值点, 图 1 为计算得到的  $[111], [\bar{1}\bar{1}\bar{1}], [\bar{1}\bar{1}1]$

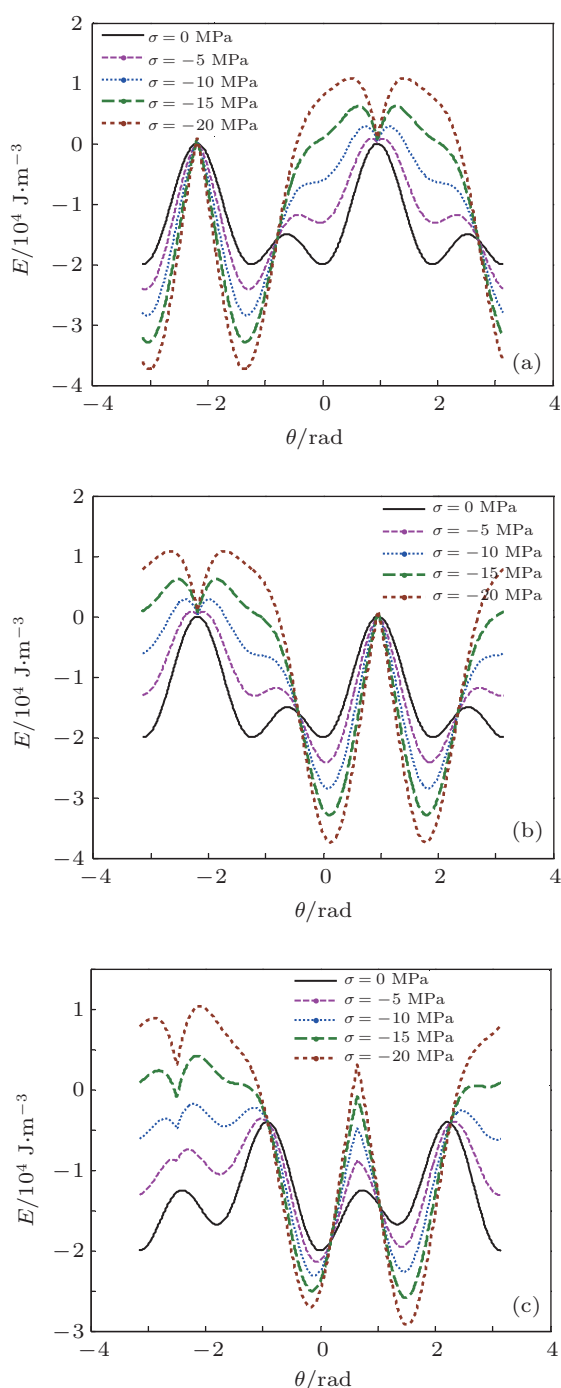


图1 不同压应力下的自由能  $E$  与磁畴偏转角度  $\theta$  关系 (a) [111] 方向; (b)  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  方向; (c)  $[\bar{1}\bar{1}1]$ ,  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  方向

和  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  方向上自由能  $E$  与偏转角度  $\theta$  的关系曲线. 对于 [111] 方向而言, 当压应力  $\sigma = 0$  MPa 时, 自由能曲线中存在多个极值点, 由于无外在载荷能量的作用, 磁畴不发生偏转 ( $\theta = 0^\circ$ ); 当增大压应力时, [111] 方向上的自由能增大, 以  $-5$  MPa 为例, 自由能在  $\theta = -2.34^\circ$  和  $\theta = -73.45^\circ$  处均具有极小值, 且在  $\theta = -73.45^\circ$  处极值更小, 但是由

于偏转角度由  $\theta = -2.34^\circ$  向  $\theta = -73.45^\circ$  跃迁时, 需要足够大的能量以跨越两个角度间的能量势垒才能实现磁化角度的跃迁, 所以  $-5$  MPa 时只能取极值点  $\theta = -2.34^\circ$ ; 随着预压力的增大, 自由能不断增加, 角度跃迁间的势垒相对减小, 当压应力达到  $-8$ — $-9$  MPa 时, 极值的选取将发生跃迁, 跳跃到能量更小更稳定的极值点; 当压应力大于  $-9$  MPa 时, 偏转角度随着压应力的增大而增大. 对于  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  和  $[\bar{1}\bar{1}1][\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  的偏转相对比较简单, 压应力的增加使得  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  方向磁畴向正方向增大,  $[\bar{1}\bar{1}1][\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  的磁畴向负方向增大, 在  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  和  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  方向上, 当压应力大于  $-13$  MPa 时, 会出现一个极值更小、能量更稳定的极值点, 但是由于极值角度跃迁间的能量势垒非常大, 不满足极值跃迁的条件, 磁化方向很难实现极值角度的跃迁, 所以采用能量关系图的求解方法能够直观有效地确定极值的解.

图2 为压应力对磁畴角度  $\phi$  的影响, 方向 [111] 在压应力较小 ( $0$ — $8$  MPa) 时, 偏转角度  $\theta$  随压应力的增加增大幅度较小, 在  $-8$ — $-9$  MPa 之间时, 偏转角度  $\theta$  发生大的跃迁, 跃迁角度值达到  $60.09^\circ$ , 跃迁之后角度  $\phi$  与  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  重合 (由于易磁化方向对称性, 采用小于  $90^\circ$  角度进行分析); 方向  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ ,  $[\bar{1}\bar{1}1]$  和  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  随压应力的增大变化较小, 当压应力  $\sigma = -80$  MPa 时, 四个方向的角度  $\phi$  趋近于  $78.5^\circ$  值.

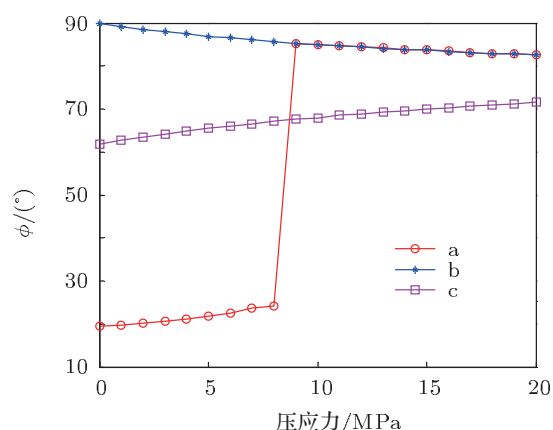


图2 压应力与磁畴角度  $\phi$  关系曲线 a 为 [111] 方向; b 为  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  方向; c 为  $[\bar{1}\bar{1}1][\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  方向

图1 和 2 描述了压磁效应中压应力对磁畴偏转角度的影响, 其中 [111] 方向磁畴在应力作用下将发生角度跃迁效应, 使得大量的磁畴跃迁至  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  垂直方向, 实现  $90^\circ$  磁畴的储存. 用 (3) 式可计算得知材料的磁化强度和磁导率逐渐减小, 可通过磁导

率的实验测试进一步研究压应力对材料磁畴偏转和磁特性的影响。

磁畴偏转将使材料磁特性发生改变, 对外在磁特性的检测可进一步研究和验证磁畴的偏转, 图 3 为 Terfenol-D 的磁参数测试装置, 其中采用两个检测线圈用于测量材料内部磁通密度  $B$  和外表面磁场强度  $H$ , 从而得到不同载荷下的磁导率特性, 励磁线圈用于提供测试磁场, 压应力  $\sigma$  通过外在加载机构提供. 压应力下磁导率的测试需选用非常小的磁场强度, 以排除磁场对磁导率的影响. 为保证测试的精度和准确性, 实验中选用 17.2 kA/m 磁场强度作为测试磁场.

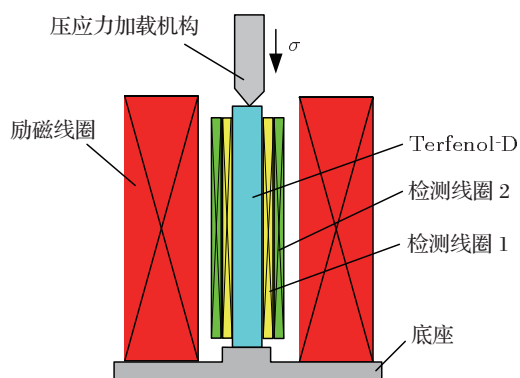


图 3 Terfenol-D 材料磁参数测试装置

在接近于零载荷作用时, 微小应力和磁场载荷对磁畴角度偏转的影响较小, 所以选用 0 MPa 时的测量数据作为计算磁导率数据的初始值, 通过偏转角度计算出不同压应力下的磁导率值, 结果如图 4 所示. 从图 4 可知, 压应力作用下的磁导率较好地描述了磁畴偏转的跃迁效应, 当载荷较大 ( $\geq -9$  MPa) 时, 计算数据与实验符合较好, 但是在小应力载荷时相差较大, 且随着压应力的增加, 差距逐渐增大. 此现象并非计算或实验误差所致, 主要因为磁导率的实验数据是磁场能 ( $E_H$ ) 和应力能 ( $E_\sigma$ ) 共同作用的结果. 在小载荷作用下, 17.2 kA/m 的磁场能 ( $K_H = \mu_0 M_s H_e$ ) 对磁畴偏转的贡献远大于应力各向异性能 ( $K_s = 3\lambda_{111}\sigma$ ), 且随着小的适当应力的增加, 磁场能对磁导率的影响效果会有所增大, 导致磁导率的下降非常明显, 与文献 [23] 中提到的适当预压力会增大材料的磁致伸缩效应相一致. 后文针对这一现象有进一步的研究. 当压应力较大时, 应力各向异性能成为影响磁导率的关键, 从而大应力下数据符合较好.

通过以上研究可知, 超磁致伸缩材料在压应力

作用下 [111] 方向的磁畴具有跃迁效应, 使材料的磁化强度和磁导率明显减小; 在小载荷应力和磁场作用下, 磁场能对材料磁导率的影响大于应力能作用, 且适当增加应力会增大磁场对磁导率的影响.

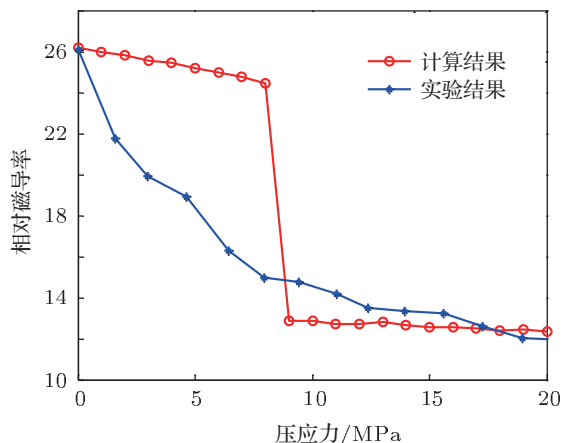


图 4 不同压应力下的磁导率数据

### 3.2 磁弹性效应中的磁畴偏转

压应力的施加使得大量磁畴偏转至垂直 [112] 方向, 其中 [111] 方向磁畴具有跃迁效应, 在磁弹性过程中, 磁场能会使这些垂直于 [112] 方向的磁畴重新分布, 偏转至与 [112] 平行的方向. 采用绘制自由能 - 偏转角度曲线求极值的方法, 研究磁弹性过程中磁场能对磁畴偏转角度的影响.

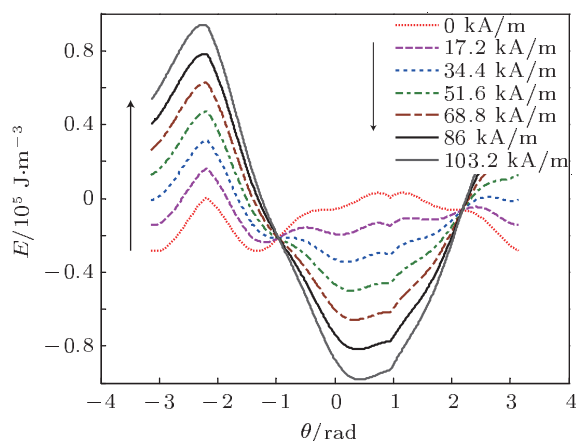


图 5 不同磁场强度时, 压应力 -10.22 MPa 下 [111] 方向的能量关系曲线

图 5 是 [111] 方向磁畴在 -10.22 MPa 压力不同磁场强度下的能量关系曲线, 图 6 为四个磁畴方向的偏转角度. 从图 5 和图 6 可知, [111] 方向磁畴在小磁场下自由能明显增大, 当磁场为 17.2 kA/m 时便出现新的极值点, 且极值点间势垒相对较小.

但此时磁能的增加不足以提供跨越势垒的能量, 当磁场达到 17.2 kA/m—25.58 kA/m 时, [111] 方向磁畴发生大角度的跃迁, 由 87.87° 跃迁至 10.29°, 此过程中其他方向磁畴偏转角度相对较小.

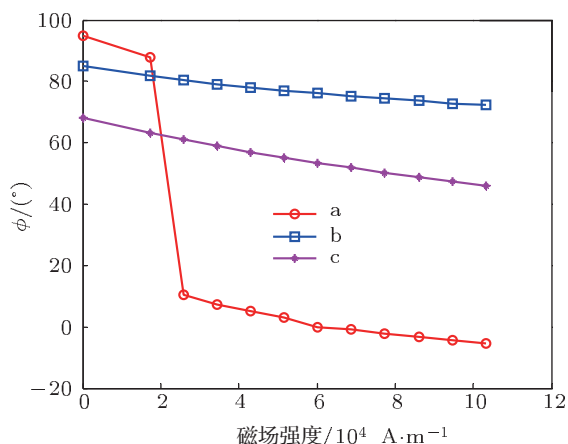


图 6 压应力为 -10.22 MPa 时, 磁场与磁畴角度  $\phi$  的关系曲线 a 为 [111] 方向; b 为  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  方向; c 为  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}][\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  方向

通过压磁和磁弹性过程中的磁畴偏转角度可知, Terfenol-D 合金在加载过程中, 压应力施加使得大量 [111] 方向磁畴跃迁至垂直于 [112] 方向, 为磁化过程储存 90° 磁畴, 磁化过程中磁场作用使得这些磁畴跃迁至平行于 [112] 方向, 过程中  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  方向磁畴角度  $\phi$  会逐渐减小,  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  和  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  方向磁畴角度  $\phi$  先增加后减小. 磁场作用下磁畴的定向偏转使材料磁特性发生改变. 图 7 为 -10.22 MPa 压应力下磁弹性过程中磁导率的关系曲线, 从图 7 可知, 在磁弹性过程中, 磁导率随磁化的进行呈现递减的趋势, 由于 [111] 方向磁畴在 25.58 kA/m 处发生角度跃迁, 导致此时出现一个较大波峰值.

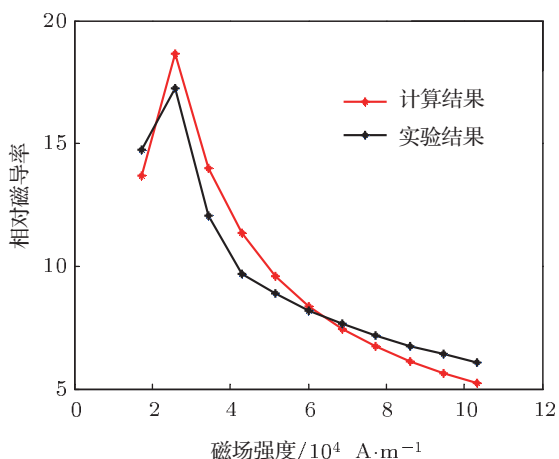


图 7 磁弹性过程中的磁导率特性

压磁和磁弹性效应中磁畴角度的偏转解释

了 Terfenol-D 的磁致伸缩机理, 且压应力和磁场的增加都会使磁导率明显减小. 在图 4 中提到, 小载荷作用下磁场对磁畴偏转的影响大于压应力的作用. 表 1 为 17.2 kA/m 磁场强度作用下的磁导率数据, 验证了图 4 中测试数据和模型分析方法的准确性. 图 8 为计算得到的 -5 MPa, -10 MPa 压应力作用下材料的磁化曲线, 应力载荷的变化对磁化强度的影响较小, 而小磁场作用会使磁化强度产生较大变化. 验证了图 4 中提到的小载荷作用下磁场对磁畴偏转的影响将大于应力的作用.

表 1 不同压应力下相对磁导率的计算和测试数据

	0 MPa	-4.6 MPa	-9.45 MPa	-15.58 MPa	-20.38 MPa
计算值	25.40	15.07	13.29	12.04	11.87
测试值	26.09	18.91	14.74	13.22	11.94

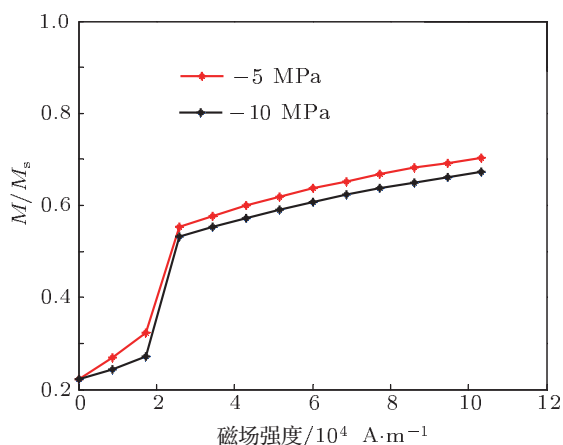


图 8 压应力和磁场作用下的磁化强度

与压磁效应中的磁畴偏转相似, 在磁化过程中, [111] 方向磁畴跃迁将是 Terfenol-D 材料具有大磁致伸缩效应的关键, 这进一步论证了小载荷作用下磁场能对磁化的影响大于应力各向异性能.

## 4 结论

通过研究  $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_2$  合金单畴自由能与磁畴偏转角度的关系, 明确了压磁效应和磁弹性效应中磁畴的偏转模型. 理论结果表明, 磁畴方向 [111] 和  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  在压磁和磁弹性过程中的角度跃迁是材料具有巨磁致伸缩效应的关键, 其中压磁效应中的角度跃迁有利于储存 90° 磁畴, 而磁弹性过程中的角度跃迁将释放磁畴, 从而产生巨磁致伸缩效应; 压

应力和磁场载荷的增加使磁导率呈减小趋势, 磁导率的计算结果与实验结果符合较好, 论证了分析方法的准确性; 小载荷作用下, 压应力和磁场共同影响合金的磁化, 但磁场能的贡献将大于应力能. 计

算方法直接有效地研究了 Terfenol-D 材料内磁畴的偏转和磁致伸缩机理, 对同类材料和其他铁磁材料磁机械耦合机理的描述和数值模型的建立非常有意义.

- [1] Eason G, Noble B, Sneddon I N 2000 *Sensor. Actuat. A* **81** 275
- [2] Bottauscio O, Roccatto P E, Zucca M 2010 *IEEE Trans. Magn.* **46** 3022
- [3] Zucca M, Roccatto P E, Bottauscio O, Beatrice C 2010 *IEEE Trans. Magn.* **46** 183
- [4] Grunwald A, Olabi A G 2008 *Sensor. Actuat. A* **144** 161
- [5] Karunanidhi S, Singaperumal M 2010 *Sensor. Actuat. A* **157** 185
- [6] Davino D, Giustiniani A, Visone C 2010 *IEEE Trans. Magn.* **46** 646
- [7] Cullity B D, Graham C D 2009 *Introduction to Magnetic Materials* (New Jersey: Wiley) p258
- [8] Clark A E, Yoo J H, Cullen J R, Fogle M W, Petculescu G, Flatau A 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 07A913
- [9] Yan J C, Xie X Q, Yang S Q, He S Y 2001 *J. Magn. Magn. Mater.* **223** 27
- [10] Mei W, Umeda T, Zhou S, Wang R 1997 *J. Alloys Compd.* **248** 151
- [11] Liu J H, Wang Z B, Jiang C B, Xu H B 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 033913
- [12] Chen Y H, Jiles D C 2001 *IEEE Trans. Magn.* **37** 3069
- [13] Clark A E, Savege H T, Spano M L 1984 *IEEE Trans. Magn.* **20** 1443
- [14] Jiles D C, Thoelke J B 1994 *J. Magn. Mater.* **134** 143
- [15] Zhang H, Zeng D C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2808 (in Chinese) [张辉, 曾德长 2010 物理学报 **59** 2808]
- [16] Zhang H, Zeng D C, Liu Z W 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 067503 (in Chinese) [张辉, 曾德长, 刘仲武 2011 物理学报 **60** 067503]
- [17] Zhang H, Zeng D C 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 123918
- [18] Stoner E C, Wohlfarth E P 1948 *Philos. Trans. Roy. Soc. London A* **240** 599
- [19] Mei W, Okane T, Umeda T 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 6208
- [20] Jiles D C, Hariharan S 1990 *J. Appl. Phys.* **67** 5013
- [21] Marcelo J D, Ralph C S, Alison B F 1999 *SPIE* **3668** 405
- [22] Calkins F T, Smith R C, Flatau A B 2000 *IEEE Trans. Magn.* **36** 429
- [23] Wang Z B, Liu J H, Jiang C B, Xu H B 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 063908

# Study on magnetic domain deflection in $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_2$ alloy\*

Li Li-Yi Yan Bai-Ping<sup>†</sup> Zhang Cheng-Ming Cao Ji-Wei

(*Institute of Electromagnetic and Electronic Technology, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*)

(Received 3 January 2012; revised manuscript received 8 February 2012)

## Abstract

The characteristics of magnetic domain deflection and permeability under piezomagnetic and magnetoelastic effects in  $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_2$  alloy are studied in this paper. Based on the minimal value principle of Stoner-Wolffarth model, the curve of free energy versus domain deflection angle is analyzed, and the angle deflections of magnetic domain under different compressive stresses and magnetic fields are discussed. The calculational and experimental results of permeability under stress and magnetic field loads are used to confirm the analysis of domain deflection in alloy. These results indicate that the magnetic domains  $[111]$  and  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  each have a transition effect of angle deflection with the increase of stress and magnetic field, which can be used to explain the huge magnetostrictive mechanism of Terfenol-D. Also, permeability has a negative relation with stress and magnetic field, and the influence of magnetic energy on permeability is greater than the stress energy effect, especially under small loads. The experimental results of permeability are in a good agreement with the calculations confirming the validity of calculation and analysis. The above computations have a significant guidance for analyzing and studying the magnetic domain deflection model and hysteresis in Terfenol-D.

**Keywords:** Terfenol-D, anisotropy, domain deflection, permeability

**PACS:** 75.80.+q, 75.60.-d, 75.60.Ej, 75.30.Gw

---

\* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2007AA04Z333).

<sup>†</sup> E-mail: d.enip@163.com