

# 压应力对 $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$ 单晶磁化和磁致伸缩的影响\*

张辉<sup>†</sup> 曾德长 刘仲武

(华南理工大学材料科学与工程学院, 广州 510640)

(2010年8月31日收到; 2010年9月27日收到修改稿)

研究了  $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$  合金单晶沿  $[100]$  方向的磁机械效应和磁致伸缩效应. 基于 Stoner-Wohlfarth 模型, 通过数值计算获得了在压应力和外磁场联合作用下磁化强度的方向余弦. 研究表明, 随着压应力的增加, 退磁态下合金中的磁各向异性会由三轴各向异性向双轴各向异性转变. 这使得合金中  $90^\circ$  畴的体积分数增加, 导致磁致伸缩效应增大.

**关键词:** FeGa 合金, 磁机械效应, 巨磁致伸缩效应

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

## 1. 引言

FeGa 合金可在  $100 \text{ Oe}$  ( $10\text{e} = 4\pi \times 10^{-3} \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$ ) 的外磁场下得到大于  $200 \times 10^{-6}$  的应变, 而且具有很好的力学性能, 是目前最受关注的巨磁致伸缩 (giant magnetostrictive materials, 简记为 GMM) 材料<sup>[1-5]</sup>. 对于 FeGa 合金, 具有最大磁致伸缩系数  $(3/2)\lambda_{100}$  的合金成分为 Ga 含量约为 19%, 在沿  $[100]$  方向磁化时可以得到大的磁致伸缩效应. 实验研究表明<sup>[1,2,5]</sup>, 沿  $[100]$  方向施加压应力可以使磁致伸缩效应进一步增加. 退磁态下这种应力对磁化强度的作用称之为磁机械效应<sup>[6]</sup>. 磁机械效应为磁致伸缩的逆效应, 对磁致伸缩有重要的影响. 基于 Stoner-Wohlfarth 模型, Jiles 研究了压应力对 Terfenol-D 单晶中磁化强度和磁致伸缩效应的影响, 给出了自由能的空间分布, 但是并没有对平衡条件下的非线性方程组进行数值求解<sup>[7]</sup>. 而在我们对 Terfenol-D 的研究<sup>[8,9]</sup>中, 依据自由能极小原理, 通过数值方法获得平衡条件下非线性方程组的解. 计算结果表明, 随着该材料在  $[112]$  方向上压应力的增加, 退磁态下在 Terfenol-D 单晶中会出现由四轴立方各向异性 (即 8 个  $[111]$  方向) 向单轴各向异性

的转变, 导致合金中  $90^\circ$  畴的体积分数增加, 使得磁致伸缩效应增加. 而对于三轴立方各向异性 (即 6 个  $[100]$  方向) 的 FeGa 合金, 虽然已经有一些理论模型<sup>[10-13]</sup> 来解释压应力对 FeGa 合金磁致伸缩效应的作用, 但与文献<sup>[8,9]</sup> 中类似的研究还未见有人报道过.

在本文中, 我们基于 Stoner-Wohlfarth 模型, 沿  $[100]$  方向联合施加压应力和外磁场, 依据自由能极小原理, 研究了  $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$  合金的磁机械效应和磁致伸缩. 研究表明, 随着压应力的增加, 退磁态下  $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$  合金中的磁各向异性会由三轴各向异性向双轴各向异性转变. 这使得  $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$  合金中  $90^\circ$  畴的体积分数增加, 进一步增大磁致伸缩效应.

## 2. 数值模型

将理想  $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$  单晶体看作无相互作用的单畴颗粒构成的体系, 单畴颗粒的自由能可表示为

$$E = -\mu_0 H M_s (\alpha_1 \beta_1 + \alpha_2 \beta_2 + \alpha_3 \beta_3) + K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2)$$

\* 国家自然科学基金 (批准号: U0734001, 50874050) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: zhope@scut.edu.cn

$$\begin{aligned}
 & -\frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma(\alpha_1^2\beta_1^2 + \alpha_2^2\beta_2^2 + \alpha_3^2\beta_3^2) \\
 & -3\lambda_{111}\sigma(\alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2 + \alpha_2\alpha_3\beta_2\beta_3 \\
 & + \alpha_3\alpha_1\beta_3\beta_1), \tag{1}
 \end{aligned}$$

(1)式中第1项为磁场能,第2和3项为磁晶各向异性性能 $E_K$ ,第4和5项为应力各向异性性能 $E_s$ ,其中 $\mu_0$ 为真空磁导率, $H$ 为外磁场, $M_s$ 为饱和磁化强度, $\alpha_1, \alpha_2$ 和 $\alpha_3$ 为磁化强度的方向余弦, $\beta_1, \beta_2$ 和 $\beta_3$ 为 $[100]$ 方向的方向余弦. $K_1, K_2$ 为磁晶各向异性常数, $\lambda_{100}$ 和 $\lambda_{111}$ 分别为单晶材料 $[100]$ 和 $[111]$ 方向的饱和磁致伸缩系数, $\sigma$ 为外加压应力(符号为负).计算中, $H(\leq 5 \times 10^5 \text{ A/m})$ 和 $\sigma(|\sigma| \leq 200 \text{ MPa})$ 的方向为 $[100]$ , $\mu_0 M_s = 1.66 \text{ T}$ , $K_1 = 1.75 \times 10^4 \text{ J/m}^3$ , $K_2 = 0$ , $(3/2)\lambda_{100} = 318 \times 10^{-6}$ , $3\lambda_{111} = -39 \times 10^{-6}$ , $\beta_1 = 1, \beta_2 = 0, \beta_3 = 0$ <sup>[14]</sup>.根据自由能极小原理可以获得 $\alpha_1, \alpha_2$ 和 $\alpha_3$ 的解<sup>[8,9]</sup>.而退磁态下磁化强度在 $[100]$ 上的投影 $M_r$ 表示为

$$M_r = M_s(\alpha_1\beta_1 + \alpha_2\beta_2 + \alpha_3\beta_3). \tag{2}$$

在外磁场 $H$ 作用下,单畴颗粒的磁致伸缩效应 $\lambda(H)$ 可由下式计算得到:

$$\begin{aligned}
 \lambda(H) = & \frac{3}{2}\lambda_{100}(\alpha_1^2\beta_1^2 + \alpha_2^2\beta_2^2 + \alpha_3^2\beta_3^2 - \frac{1}{3}) \\
 & + 3\lambda_{111}(\alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2 + \alpha_2\alpha_3\beta_2\beta_3 \\
 & + \alpha_3\alpha_1\beta_3\beta_1), \tag{3}
 \end{aligned}$$

(3)式中 $\lambda(0)$ 的变化对应磁机械效应, $\lambda(H)$ 对应磁致伸缩效应.

### 3. 结果与讨论

对于 $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$ 合金,其磁晶各向异性常数 $K_1 > 0$ ,易轴方向为6个等价的 $\langle 100 \rangle$ 方向.在压应力存在时,合金中的合成磁各向异性将由磁晶各向异性和应力各向异性共同决定.图1给出退磁态下不同能量极小方向上单畴颗粒的自由能 $E_e$ 与 $M_r/M_s$ 和压应力的关系.从图1来看,随着压应力的增加,磁畴仍然保持原先的方向.但是在压应力达到临界压应力时,发生了三轴磁晶各向异性到双轴各向异性的转变.在磁晶各向异性常数和应力各向异性常数相等时,可以估算临界压应力

$$\sigma_c = -2K_1/3\lambda_{100} \approx -55 \text{ MPa}.$$

在 $|\sigma| < |\sigma_c|$ 时, $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$ 合金中磁晶各向异性能起主导作用.一共有6类磁畴,这些磁畴的磁化强度平均分布在6个 $\langle 100 \rangle$ 方向上,分别为 $[100]$ ,

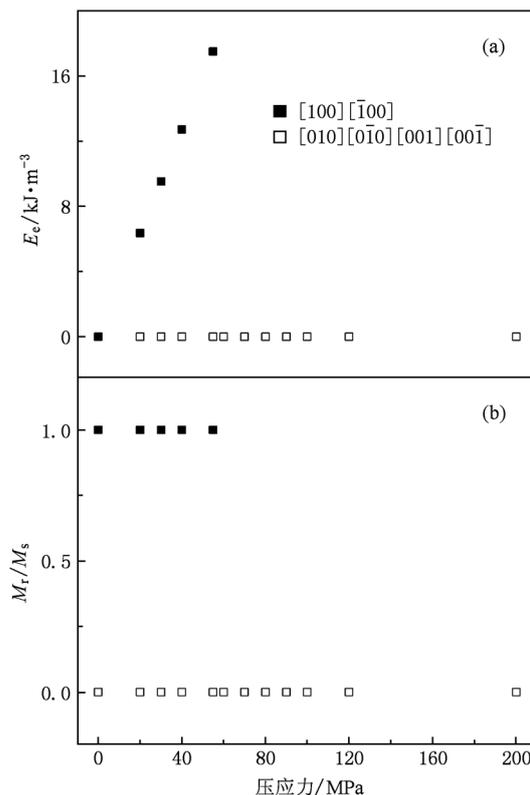


图1 退磁态下不同能量极小方向上单畴颗粒的自由能 $E_e$ 与 $M_r/M_s$ 和压应力的关系

$[\bar{1}00], [010], [0\bar{1}0], [001]$ 和 $[00\bar{1}]$ 方向.从图1(a)来看,压应力的作用使 $[100]$ 和 $[\bar{1}00]$ 方向上磁畴的自由能增加,但是 $[010], [0\bar{1}0], [001]$ 和 $[00\bar{1}]$ 方向上磁畴仍然保持为0.在 $[100]$ 方向加压力时, $E_K \geq 0, E_s = -3/2\lambda_{100}\sigma(\alpha_3^2\beta_3^2) \geq 0$ .要使自由能 $E$ 极小,要求 $E_K = 0$ ,因此能量极小方向仍然在 $\langle 100 \rangle$ 方向上.但在 $[010], [0\bar{1}0], [001]$ 和 $[00\bar{1}]$ 方向磁畴的 $E_K = 0$ 和 $E_s = 0$ ,在 $[100]$ 和 $[\bar{1}00]$ 方向磁畴的 $E_K = 0$ 和 $E_K > 0$ .在 $|\sigma| \geq |\sigma_c|$ 时,合金中的应力各向异性能等于或超过磁晶各向异性能.为使自由能极小,要求 $E_s = 0$ .这时沿 $[010], [0\bar{1}0], [001]$ 和 $[00\bar{1}]$ 方向可以同时满足 $E_K = 0$ 和 $E_s = 0$ .为减小自由能,平行于 $[100]$ (或 $[\bar{1}00]$ )方向的磁化强度将转到相应的 $[010]$ 和 $[0\bar{1}0]$ (或 $[001]$ 和 $[00\bar{1}]$ )方向上,这使得合金中磁畴的体积分数发生变化.比如,如果 $[100]$ 和 $[\bar{1}00]$ 方向上的磁化强度转到相应的 $[010]$ 和 $[0\bar{1}0]$ 方向,则 $[010]$ 和 $[0\bar{1}0]$ 方向上磁畴的体积分数由原先的 $1/6$ 增加为 $1/6 + 1/6$ ,而 $[001]$ 和 $[00\bar{1}]$ 方向上磁畴的体积分数保持不变( $1/6$ ).上述数值结果和实验

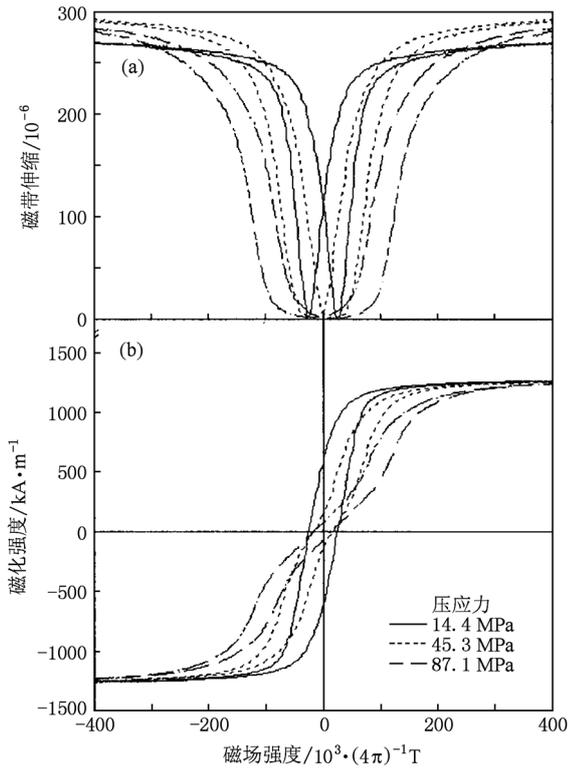


图2 Fe<sub>0.81</sub>Ga<sub>0.19</sub>单晶在不同压应力下的实验结果 (a) 磁致伸缩曲线和(b) 磁滞回线. 实验数据来源于文献[2]

是符合的<sup>[1,2,10,11]</sup>. 图2给出了Fe<sub>83</sub>Ga<sub>17</sub>单晶在不同压应力下的实验磁致伸缩曲线和磁滞回线<sup>[2]</sup>. 从图2(b)的磁滞回线可以看出, 随着压应力的增加,  $M_r/M_s$  值也逐渐减小至接近于0.

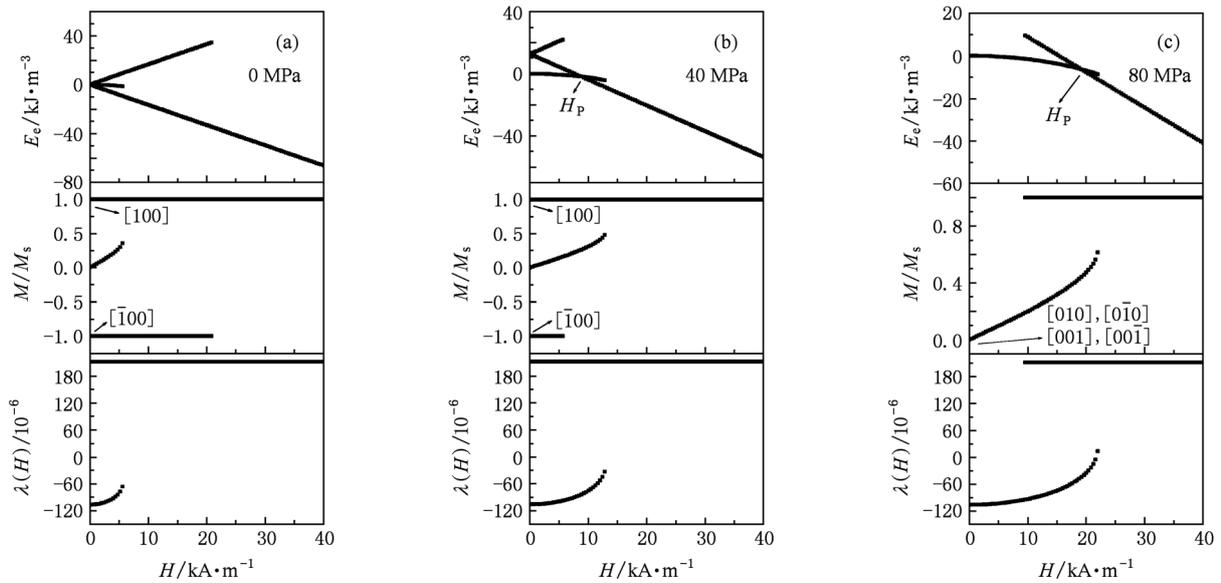


图3 在压应力为0,40和80 MPa时Fe<sub>0.81</sub>Ga<sub>0.19</sub>合金在平衡条件下单畴的自由能、 $M/M_s$ 和 $\lambda(H)$ 和外磁场之间的关系,压应力和外磁场方向都平行于[100]方向

图3给出在压应力为0,40和80 MPa时Fe<sub>0.81</sub>Ga<sub>0.19</sub>合金在平衡条件下单畴的自由能、 $M/M_s$ 和 $\lambda(H)$ 和外磁场之间的关系. 从图3来看,在压应力为0 MPa时,平行于[100]方向的磁畴始终对应更小的自由能. 在磁化过程中,如果外磁场能克服能量极小点之间的能量势垒,那么其他方向上的磁畴将可能会转到[100]方向上. 定义 $\lambda(H)_{100}$ 为磁化强度转到[100]方向时得到的应变. 对于[100]或 $[\bar{1}00]$ 方向上的磁畴,  $\lambda(0) = 212 \times 10^{-6}$ ,  $\lambda(H)_{100} = 212 \times 10^{-6}$ , 磁致伸缩变化 $\Delta\lambda = \lambda(H)_{100} - \lambda(0)$ 为0, 即180°畴对总磁致伸缩变化没有贡献. 而对于[010],  $[0\bar{1}0]$ , [001]和 $[00\bar{1}]$ 方向上的磁畴(90°畴),  $\lambda(0) = -106 \times 10^{-6}$ ,  $\lambda(H)_{100} = 212 \times 10^{-6}$ , 最大的磁致伸缩变化 $\Delta\lambda_{max} = \lambda(H) - \lambda(0) = 318 \times 10^{-6}$ . 在压应力为40 MPa时,如图3(b)所示,在 $0 \leq H < H_p$ 时,90°畴对应的自由能更小. 在磁化过程中,这部分磁畴的转动过程在能量上是有利的,而对于[100]或 $[\bar{1}00]$ 方向的磁畴在能量上是不利的. 但是,由于合金中磁畴的体积分数没有发生显著的改变,总磁致伸缩变化不会改变. 在压应力为80 MPa时,退磁态下[100]或 $[\bar{1}00]$ 方向的磁畴消失,使得90°畴的体积分数增加,导致总磁致伸缩变化增加. 随着压应力的增加,合金中的合成磁各向异性也在显著增强,使得材料的磁化过程越来越困难. 在图3中可以看到 $H_p$ 的大小随着合成磁各向异性的增加而向高场方向移动,说明在同一外磁场下

得到总磁致伸缩变化在减小. 在  $|\sigma| < |\sigma_c|$  时, 合金中存在 6 类磁畴, 这些磁畴的磁化强度方向与压应力方向平行 ( $180^\circ$  畴) 或垂直 ( $90^\circ$  畴). 但  $180^\circ$  畴对总磁致伸缩变化是无贡献的, 此时总磁致伸缩变化为  $4/6 \times \Delta\lambda_{\max} = 212 \times 10^{-6}$ . 在  $|\sigma| = |\sigma_c|$  时, FeGa 合金中磁各向异性由三轴各向异性向双轴各向异性转变. 这导致  $180^\circ$  畴消失, 而原先  $90^\circ$  畴的体积分数增加, 总磁致伸缩变化为  $\Delta\lambda_{\max} = 6/6 \times 318 \times 10^{-6}$ , 达到极大. 但是在  $|\sigma| > |\sigma_c|$  时, 由于合成磁各向异性增强, 与  $|\sigma| = |\sigma_c|$  时相比, 相同外磁场下得到总磁致伸缩变化减小. 上述计算结果与实验是符合的 (见图 2). 实验表明, 当压应力沿  $[100]$  方向时, 临界压应力在 41—55 MPa 之间, 而且压应力使得 FeGa 合金难于磁化<sup>[1,2,5]</sup>. 对于实际材料来说, 磁畴间会存在相互作用, 使得磁化强度不是都严格平行于易轴方向. 这

样, 在实际材料中磁化强度的取向会服从某种统计分布. 在外磁场或压应力的作用下, 取向不同的磁畴的转动过程相叠加, 使得磁滞回线变得平滑. 由于忽略磁畴间的相互作用, 本文的研究结果比较简单明了, 但是却清楚地给出磁机械效应和磁致伸缩效应的物理图像.

#### 4. 结 论

研究了  $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$  合金沿  $[100]$  方向的磁机械效应和磁致伸缩效应. 研究表明, 随着压应力的增加, 退磁态下  $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$  合金的磁各向异性会由三轴各向异性向双轴各向异性转变. 这使得  $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$  合金中  $90^\circ$  畴的体积分数增加, 进一步增大磁致伸缩效应.

- [1] Clark A E, Restorff J B, Wun-Fogle M, Lograsso T A, Schlagel D L 2000 *IEEE Trans. Magn.* **36** 3238
- [2] Kellogg R A, Flatau A B, Clark A E, Wun-Fogle M, Lograsso T A 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 7821
- [3] Clark A E, Hathaway K B, Wun-Fogle M, Restorff J B, Lograsso T A, Keppens V M, Petculescu G, Taylor R A 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 8621
- [4] Wun-Fogle M, Restorff J B, Clark A E 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 07A923
- [5] Clark A E, Yoo J H, Cullen J R, Wun-Fogle M, Petculescu G, Flatau A 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 07A913
- [6] Cullity B D, Graham C D 2009 *Introduction to Magnetic Materials* (Wiley, New Jersey) 258
- [7] Jiles D C, Thoelke J B 1994 *J. Magn. Magn. Mater.* **134** 143
- [8] Zhang H, Zeng D 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 2808 (in Chinese) [张 辉、曾德长 2010 物理学报 **59** 2808]
- [9] Zhang H, Zeng D 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 123918
- [10] Evans P G, Dapino M J 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 113901
- [11] Evans P G, Dapino M J 2008 *IEEE Trans. Magn.* **44** 1711
- [12] Restorff J B, Wun-Fogle M, Clark A E, Hathaway K B 2006 *IEEE Trans. Magn.* **42** 3087
- [13] Wun-Fogle M, Restorff J B, Clark A E 2006 *J. Intel. Mat. Syst. Str.* **17** 117
- [14] Atulasimha J 2006 *Ph. D. Dissertation* (Maryland: University of Maryland)

## Effect of compressive stress on the magnetization and magnetostriction of $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$ alloy\*

Zhang Hui<sup>†</sup> Zeng De-Chang Liu Zhong-Wu

(School of Materials Science and Engineering, South China University of Technology, Guangzhou 510640, China)

(Received 31 August 2010; revised manuscript received 27 September 2010)

### Abstract

The magnetomechanical effect and the magnetostriction in the  $\langle 100 \rangle$ -oriented single crystal of  $\text{Fe}_{0.81}\text{Ga}_{0.19}$  alloy have been investigated on the basis of Stoner-Wohlfarth model. The results have shown that in the demagnetized state the degeneracy of the resultant anisotropy in the alloy from the original cubic magneto-crystalline anisotropy into the biaxial anisotropy occurs under a critical stress. This leads to an increase in the fractional occupancy of  $90^\circ$  domain which causes an increase the bulk magnetostriction.

**Keywords:** FeGa alloy, magnetomechanical effect, magnetostriction

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

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U0734001, 50874050).

<sup>†</sup> E-mail: zhope@scut.edu.cn