

特约专栏

MnCoSi 基合金室温可逆大磁致伸缩效应

司 宇, 刘 俊, 杨 慧, 龚元元, 徐 锋

(南京理工大学材料科学与工程学院, 江苏 南京 210094)

摘 要: 磁场诱导的相变是实现大磁致伸缩效应的一种有效途径。然而, 由于一级相变特征, 磁致相变产生的磁致伸缩通常伴随较大的不可逆性, 难以应用。介绍了一种特殊的磁相变合金—MnCoSi 基合金, 由于具有特殊的三相临界行为, MnCoSi 基合金有望在室温通过磁场诱导的二级相变实现可逆、低场的磁致伸缩效应, 而上述效应的实现则依赖于合金三相临界行为的调控。通过调控, 合金的三相点温度以及相变临界场降低, 室温磁致伸缩效应源于磁场诱导的二级相变, 可逆性提升。总结并介绍了调控机理以及部分调控方法, 这些方法均能在相变临界场降低的前提下, 实现室温可逆且较大的磁致伸缩效应。基于三相临界行为的调控, MnCoSi 基合金有望具有媲美于 Terfenol-D 的磁致伸缩效应, 在传感器、声纳、制动器以及震动马达等领域具有潜在的应用价值。

关键词: 磁致伸缩效应; 可逆; 三相临界点; 相变临界场

中图分类号: O482.52⁺6 **文献标识码:** A **文章编号:** 1674—3962(2017)09—0634—06

Large Reversible Magnetostrictive Effect in MnCoSi-Based Alloys at Room Temperature

SI Yu, LIU Jun, YANG Hui, GONG Yuanyuan, XU Feng

(School of Materials Science and Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract: It is found that the large magnetostrain can be obtained from the magnetic-field induced first-order transition in some magnetic-phase alloys. However, due to the first-order nature of the transition, the observed magnetostrain is accompanied by obvious irreversibility. To overcome this drawback, we indicate that large reversible magnetostriction can be fulfilled in MnCoSi-based alloys at room temperature. By tuning tricritical behavior, the temperature of tricritical point and the critical driving field can be reduced. Based on this improvement, the room-temperature magnetostriction is generated from low-field induced second-order transition in MnCoSi-based alloys, which is characterized as high reversibility. We also introduce the mechanism and method of tricritical-behavior-tuning. The magnetostrictive effect in MnCoSi-based alloys is comparable to Terfenol-D, indicating potential applications in sensor, actuator, magnetomechanical relays, etc.

Key words: magnetostrictive effect; reversible; tricritical point; phase transition critical field

1 前 言

磁致伸缩效应是指材料在外加磁场下发生宏观尺寸变化的行为。具有室温大磁致伸缩的材料在传感器、声

纳、制动器以及震动马达等领域具有较高的应用价值^[1,2]。磁致伸缩效应普遍存在于铁磁材料中, 然而一般材料的饱和磁致伸缩都相对较小, 如 Ni 和 Co 单质的饱和磁致伸缩仅为约 40 ppm。随着研究的深入, 一些具有较大磁致伸缩的材料相继被发现。首先, 研究者在稀土单质中发现了较大磁致伸缩效应, 如 Dy 的饱和磁致伸缩达到了 4000 ppm, Ho 的饱和磁致伸缩值在 2000 ppm 以上^[3,4]。但稀土单质的居里温度较低, 只能在较低温度实现上述较大磁致伸缩效应, 无法应用于室温环境。随后, 研究者通过稀土-过渡族元素合金化的方法将居里温度提高到室温以上, 在室温实现了较大磁致伸缩效应。基于该方法, Laves 相 TbFe₂ 合金室温饱和磁致伸缩可以达到

收稿日期: 2017-01-20

基金项目: 国家自然科学基金项目(51601092, 51571121); 江苏省自然科学基金项目(BK20160833); 南京理工大学自主科研项目(30916011345); 中国博士后科学基金(2016M591851); 江苏省博士后科学基金(1601268C)

第一作者: 司 宇, 男, 1993 年生, 硕士研究生

通信作者: 龚元元, 男, 1987 年生, 讲师, Email: gyy@njut.edu.cn

DOI: 10.7502/j.issn.1674-3962.2017.09.04

1000 ppm 以上,但是各向异性场较大,需要约 2.5 T 的高外场才能饱和磁化,同样不利于实际应用^[5,6]。此后,研究者通过“各向异性补偿”,在 TbFe₂ 合金中掺入 Dy,在保证磁致伸缩不显著降低的情况下,将饱和磁化场降至 1 T 以下。其中 Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe₂ (Terfenol-D) 合金在室温、2 kOe 外场下的磁致伸缩达到 1600 ppm^[5],由于性能出色,其已经被用于传感器领域。然而, Terfenol-D 中包含昂贵的重稀土元素,成本较高,因此寻找新型、廉价磁致伸缩材料的工作有待深入开展。

2 基于相变机制的磁致应变效应

最近,研究者陆续在磁相变合金中发现了较大的磁致应变效应。该效应源于磁场诱导相变过程中伴随的晶格常数变化。例如,1998 年,Morellon L 等人在 Gd₅Si_{1.8}Ge_{2.2} 合金中通过磁场诱导的单斜-正交相转变获得了约 1000 ppm³ 的体积收缩^[7];2001 年,中科院物理所胡凤霞研究员以及日本东北大学 Fujieda S 等人在 La-Fe-Si 合金中发现了顺磁-铁磁相变伴随的巨大晶格常数变化以及磁场诱导相变导致的较大磁致应变^[8,9];2009 年,中科院宁波材料所刘剑研究员在取向 Ni-Mn-In-Co 合金中通过磁场诱导的逆马氏体相变在室温实现了高达 2500 ppm 的磁致应变效应^[10];2015 年,中科院物理所刘恩克副研究员在 Ni-Mn-Ti 铁磁形状记忆合金中也发现了类似的现象^[11]。通过上述报道(表 1)能够发现,磁相变合金的室温磁致应变与 Terfenol-D 相当。这意味着磁场诱导的相变是实现室温较大磁致伸缩的另一种有效途径。

然而,与 Terfenol-D 相比,磁相变合金的磁致应变具有较大的不可逆性。该不可逆性体现为磁致一级相变伴随的较大磁滞,如表 1 所列。在应用过程中,磁致伸缩材料反复进出磁场,较大的磁滞易导致材料温度升高,稳定性下降。因此,从应用的角度出发,如何通过磁场诱导的相变实现可逆的磁致伸缩效应成为材料设计与开发的难点。

表 1 部分磁相变合金室温附近的磁致应变效应

Table 1 Magnetostrain effect of some magnetic phase transition alloys near room temperature

Composition	Temperature (K)	Saturated magnetostrain (ppm)	Magnetic hysteresis (T)
* Gd ₅ Si _{1.8} Ge _{2.2}	285	1500	1.6
Ni ₄₅ Co ₅ Mn ₃₇ In ₁₃	310	4000	3
Ni _{45.2} Mn _{36.7} In ₁₃ Co _{5.1}	310	2000	1.5~2
La(Fe _{0.88} Si _{0.12}) ₁₃ H	284	2500	0.2
Ni ₃₅ Co ₁₅ Mn ₃₅ Ti ₁₅	270	1500	3~4

Note: * indicates the value calculated by variation of the volume

3 MnCoSi 合金及潜在的磁致伸缩效应

MnCoSi 合金室温具有正交 TiNiSi 结构(如图 1 所示),其中各原子占据 4c 位: $(x, 1/4, z)$ 、 $(-x, 3/4, -z)$ 、 $(1/2 - x, 3/4, 1/2 + z)$ 、 $(1/2 + x, 1/4, 1/2 - z)$ ^[12]。在 TiNiSi 结构中,Co、Si 原子间具有明显的电子富集,呈共价相互作用,而 Mn 原子则相对局域,如图 1 所示。这也是 Co 携带的磁矩较小($0.2 \mu_B$),而 Mn 原子磁矩较大($2.2 \mu_B$)的主要原因^[13]。根据 Sandeman 研究组的发现,在正交结构中,当 Mn 原子为磁矩主要携带者时,Mn 原子间磁矩的排列方式与最近邻 Mn-Mn 间距 d1(如图 1 所示)息息相关^[14]。随着 d1 的增加,体系可依次呈现无磁性、反铁磁性和铁磁性。对于 MnCoSi 合金来说,d1 恰好处于反铁磁区。根据中子衍射的结果,MnCoSi 合金不呈现简单的共线反铁磁态,而具有特殊的螺旋反铁磁基态:Mn 与 Co 的磁矩处于 $a-b$ 面内并沿 c 轴方向螺旋传播^[12]。这种反铁磁结构易受元素掺杂、施加外应力及磁场等外界微扰破坏^[15-22]。

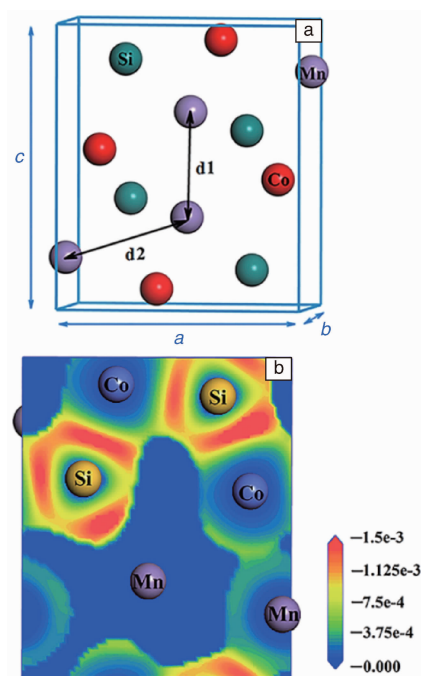


图 1 MnCoSi 合金的晶体结构(a), d1 与 d2 表示两种最近邻 Mn-Mn 间距; MnCoSi 合金电子定域函数计算结果(b)^[12]

Fig. 1 Crystal structure of MnCoSi alloys (a), d1 and d2 indicate the distance of two kinds of nearest-neighbor Mn-Mn atoms; the calculated result of electronic localized function in MnCoSi alloys (b)^[12]

图 2 为 MnCoSi 合金的磁化曲线^[22]。在较低外场下,MnCoSi 合金的磁化强度随磁场升高近似线性增加,表现

出典型的反铁磁特征；当磁场升高到某一临界值时，磁化强度发生剧烈跳跃，转变为强磁态，这是一种典型的变磁性行为^[15]。在其 Néel 温度(380 K)以下，温度越低，需要越大的磁场才能驱动这种变磁性相变发生^[15]。根据 Barcza 等人的中子衍射数据，MnCoSi 合金在变磁相变过程中，晶格常数发生明显变化， a 、 b 和 c 三轴的变化量分别高达 -5900, 1350 以及 2200 ppm，总体积收缩约 0.13%^[21]。2015 年，南京大学王敦辉教授课题组通过强磁场凝固制备了取向的 MnCoSi 合金。300 K 时，其平行和垂直于取向方向的饱和磁致伸缩($\lambda_{//}$ 和 λ_{\perp})分别高达 2500 和 -3500 ppm(如图 3 所示)^[22]。这证明 MnCoSi 合金是一种潜在的磁致伸缩材料。

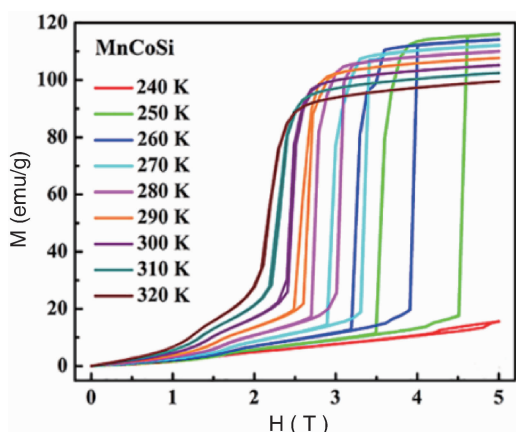


图 2 MnCoSi 合金的磁化曲线^[22]

Fig. 2 The M - H curves of MnCoSi alloys^[22]

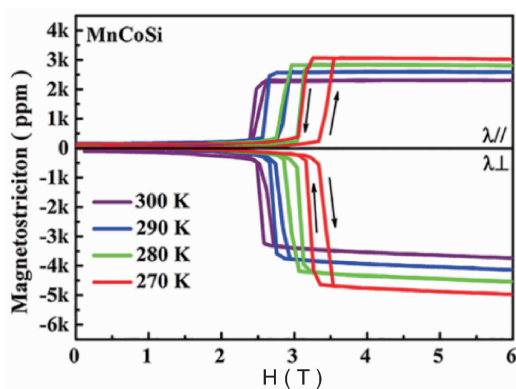


图 3 取向 MnCoSi 合金的磁致伸缩效应^[22]

Fig. 3 Magnetostrictive effect of orientational MnCoSi alloys^[22]

4 MnCoSi 合金的三相临界点及其调控

图 3 显示，虽然 MnCoSi 合金的室温磁致伸缩效应能够媲美于 Terfenol-D，但磁致伸缩效应伴随明显磁滞(约 0.3 ~ 0.5 T)，且磁驱动场较大(大于 2.5 T)。这是由于其室温磁致伸缩源于高场诱导的一级变磁性相变(图 2)。

因此，有效降低 MnCoSi 合金的相变临界场和磁滞是实现室温、低场、可逆磁致伸缩的关键。2010 年，Barcza 等人发现当低于某一临界温度时，磁场诱导的变磁性相变为一级相变，伴随明显磁滞；而高于该临界温度时，变磁性相变为二级，完全可逆^[19]。从 MnCoSi 合金的磁化曲线(图 2)也能看出，当温度升高到某一临界值时，磁滞消失，相变由一级转变为二级。Sandeman 等人认为这种临界行为的出现与 MnCoSi 合金内两种近邻 Mn-Mn 间距随温度的变化有关，且变磁性相变的一、二级之分源于不同磁结构向强磁态的转变^[19]。所以根据磁结构的不同，MnCoSi 合金的温度-磁场相图(图 4)中存在一个三相临界点。而不论一级还是二级相变，相变过程伴随的晶格畸变始终存在^[19,21]。这意味着当温度高于三相点温度时，MnCoSi 合金能够通过磁场诱导的二级相变，实现可逆的磁致伸缩效应。对 MnCoSi 合金来说，其三相点温度恰在室温附近，其室温磁致伸缩效应源于高场诱导的一级相变，伴随明显磁滞。然而，研究发现 MnCoSi 合金的这种三相竞争关系对原子间距、化学应力极其敏感^[15-22]。因此，在三相点温度以及相变临界场降低的情况下，有望在室温通过低场诱导的二级相变，获得低场、可逆的较大磁致伸缩效应。

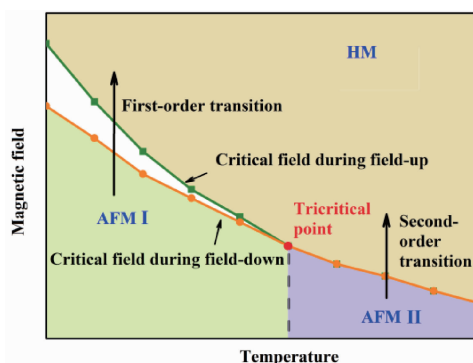


图 4 MnCoSi 合金的三相临界点

Fig. 4 Tricritical point of MnCoSi alloys

基于上述设想，南京大学王敦辉教授课题组通过 Si 空位调控了 MnCoSi 合金的三相临界行为^[22](如图 5 所示)。从图 5 可以看出，随着 Si 空位的引入，体系的变磁性相变临界场降低：300 K 时，MnCoSi 的变磁性相变临界场为约 2.4 T，当 2% Si 空位引入时，临界场降低到 1.3 T(这里，定义变磁性相变临界场为其饱和磁化强度 50% 时对应的外磁场， $H_c \uparrow$ 表示升场过程中的临界场， $H_c \downarrow$ 表示降场过程中的临界场^[16])。同时，随着 Si 空位的增加，三相点温度由 300 K 降低至 260 K。这保证了 MnCoSi_{0.98}合金室温可逆的磁致伸缩效应。图 5b 所示为强磁场取向的 MnCoSi_{0.98}合金的磁致伸缩效应，其室温平行与垂直于取向方向的饱和磁致伸缩分别高达 1500 和 -2000 ppm。更重

要的是,通过三相点的调节,我们可以在相变临界场降低的情况下,通过磁场诱导的二级相变,在这种非稀土合金中实现室温、可逆的较大磁致伸缩效应。

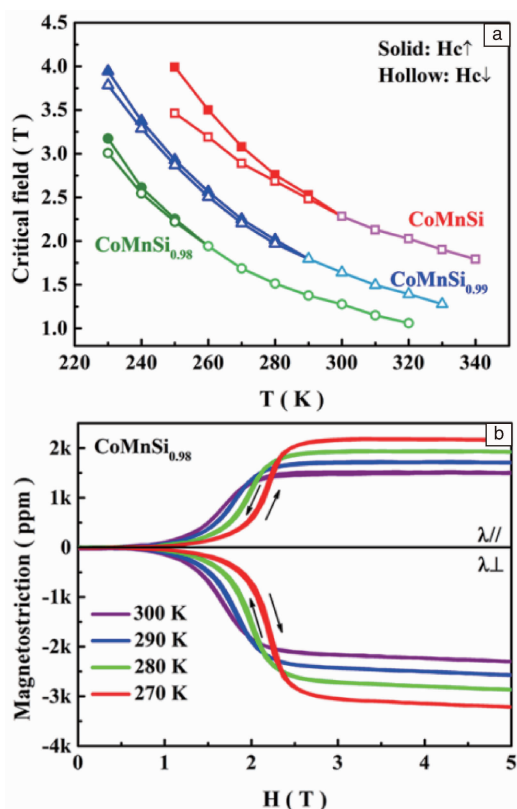


图5 MnCoSi_{1-x} ($x=0, 0.01$ 和 0.02) 合金的三相临界行为

为(a); 取向 MnCoSi_{0.98} 合金的磁致伸缩效应(b)^[22]

Fig. 5 Tricritical behavior of MnCoSi_{1-x} ($x=0, 0.01$ and 0.02)

alloys (a); Magnetostrictive effect of orientational MnCoSi_{0.98} alloys (b)^[22]

5 B 掺杂 MnCoSi 合金的磁致伸缩效应

虽然少量 Si 空位引入能够有效地将三相点温度降低至室温以下,且保证了室温可逆的较大磁致伸缩效应,但是 Si 空位导致的相变临界场降低幅度仍然有限。MnCoSi_{0.98} 合金的室温相变临界场约 1.5 T, 饱和磁化场约 2 T, 远高于 Terfenol-D。如此高的外驱动场是一般永磁体无法达到的。2016 年,作者所在课题组发现了一种更有效的降低相变临界场的方法——B 掺杂^[23]。如图 6 所示为 MnCoSi_{0.98}B_{0.02} 合金的等温磁化曲线以及 MnCoSi_{1-x}B_x ($x=0, 0.01$ 和 0.02) 合金的三相临界行为。从图中能够发现 2% B 替代 Si 可以有效地将室温相变临界场从 2.5 T 降低至 0.8 T, 降低幅度达到 0.85 T 每 1% 掺杂量。相比于 Si 空位, B 替代 Si 导致了更高幅度的临界场降低(图 6b)。同时,通过图 6 还能发现,2% B 替代 Si 能在大幅度降低

相变临界场的同时,将三相点温度调节至 270 K。这保证了室温变磁性相变为可逆的二级相变。表 2 总结了已报道 MnCoSi 基合金的三相点温度以及室温相变临界场。除 Cr 掺杂外,其余所列方法均导致三相点温度以及相变临界

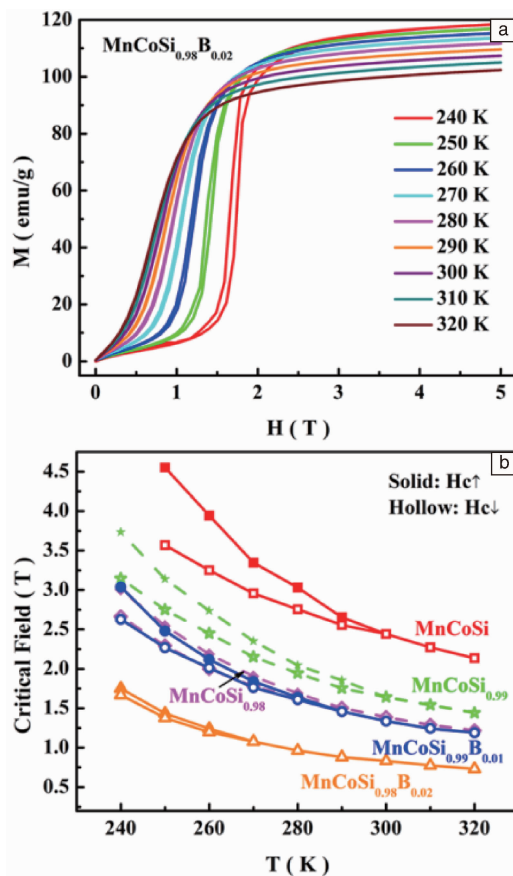


图6 MnCoSi_{0.98}B_{0.02} 合金的等温磁化曲线(a); B 掺杂 MnCoSi 合金的三相临界行为(b)^[23]

Fig. 6 Isothermal $M-H$ curves of MnCoSi_{0.98}B_{0.02} alloys (a);

Tricritical behavior of B doped MnCoSi alloys (b)^[23]

表 2 MnCoSi 基合金的三相点温度以及室温相变临界场

Table 2 Tricritical point temperature and critical field of room temperature in MnCoSi-based alloys

Composition	Tricritical point temperature/K	Critical field/T	References
MnCoSi	300	2.5	Present
MnCo _{0.95} Ni _{0.05} Si	250	0.8	[21]
Mn _{0.95} Fe _{0.05} CoSi *	180	—	[21]
Mn _{0.98} Cr _{0.02} CoSi	310	5.5	[21]
MnCoSi _{0.92} Ge _{0.08}	262	1.5	[15]
MnCoSi _{0.98}	260	1.3	[22]
MnCoSi _{0.98} B _{0.02}	270	0.8	[23]

Note: * indicates the alloy has ferromagnetism at room temperature, without magnetism change transformation

场的降低,但相比于其他方法,MnCoSi_{0.98}B_{0.02}合金具有较低的室温相变临界场,几乎等同于5% Ni 掺杂。

要了解 B 掺杂导致相变临界场降低的机理,我们首先需要知道 B 原子在 TiNiSi 晶格中的占位情况。根据 Trung 等人的研究,在具有与 MnCoSi 相似 TiNiSi 结构的 MnCoGe 合金中,B 原子占据间隙位^[24]。因此,在 MnCoSi_{1-x}B_x合金中,B 究竟占据间隙位还是 Si 位是值得考虑的。为了探究该问题,作者团队制备了 MnCoSiB_x($x = 0.01, 0.03$ 和 0.05)合金。其粉末 X 射线衍射结果表明,随着 x 的增加,Co-Si 合金(P2₁3)杂相逐渐凸显,如图 7 所示。该杂相的出现是由于 Si 位被 B 原子占据后,多余的 Si 原子与 Co 原子形成了更易结晶的 Co-Si 合金^[25]。这也说明了 B 原子相对于 Si 来说具有占据 Si 位的更高优先级^[23]。此外,通过粉末 X 射线衍射结果还能发现,MnCoSi_{1-x}B_x合金在 $x < 0.02$ 时保持单一 TiNiSi 结构;当 $x > 0.02$ 时,一个不能确定的非 TiNiSi 峰出现在 44° 处(图 7 中只给出了 $x = 0.05$ 的结果)。这是由于 MnCoB 合金具有非 TiNiSi 的 Fe₂B 结构^[26],过多 B 原子掺杂必然导致 TiNiSi 结构失稳,产生其他杂相。

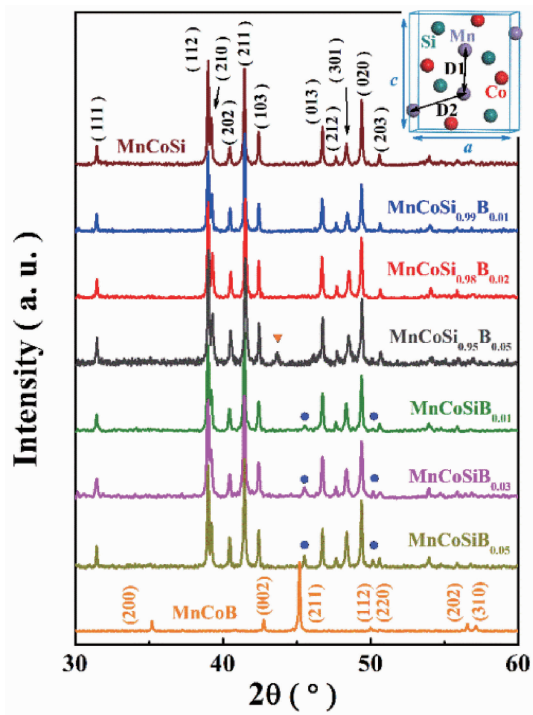


图 7 MnCoSi_{1-x}B_x($x = 0, 0.01$ 和 0.02)、MnCoSiB_x($x = 0.01, 0.03$ 和 0.05)以及 MnCoB 合金的粉末 X 射线衍射图谱 (●: Co-Si 合金相; ▼: 未知杂相)^[23]

Fig. 7 XRD patterns of MnCoSi_{1-x}B_x($x = 0, 0.01$ and 0.02), MnCoSiB_x($x = 0.01, 0.03$ and 0.05) and MnCoB alloy powder (●: Co-Si alloy phase; ▼: the unknown impurity phase)^[23]

表 3 所列是根据 MnCoSi_{1-x}B_x($x = 0, 0.01$ 和 0.02)合金粉末 X 射线衍射结果获得的晶胞参数。在 MnCoSi 基合金中,相变临界场的大小与 d1 息息相关,且 d1 的增大有助于相变临界场的降低。通过表 3 能够发现,随着 x 增加,d1 逐渐增加。因此,相变临界场的降低可归因于 B 掺杂导致的 d1 增加^[20]。同时,研究表明^[15],当 MnCoSi 基合金的 a 轴收缩时,相变临界场也会出现一定程度的降低。这种趋势同样出现在 MnCoSi_{1-x}B_x($x = 0, 0.01$ 和 0.02)合金中。

由于凝固过程中温度梯度较大,合金在凝固方向上形成一定取向^[10,18]。图 8 所示为取向 MnCoSi_{0.98}B_{0.02}合金的磁致伸缩效应^[23]。270 K、1.5 T 外场下,平行与垂直于凝固方向的磁致伸缩达到 1050 和 -1800 ppm。由于其三相点温度在 270 K 附近,磁致伸缩伴随或多或少的磁滞。

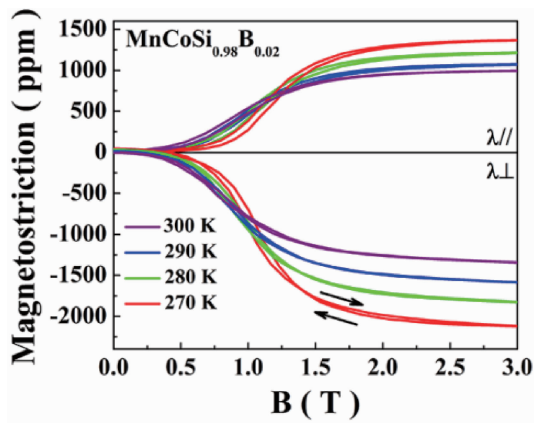


图 8 取向 MnCoSi_{0.98}B_{0.02}合金的磁致伸缩效应^[23]

Fig. 8 Magnetostrictive effect of orientational MnCoSi_{0.98}B_{0.02} alloys^[23]

表 3 MnCoSi_{1-x}B_x($x = 0, 0.01$ 和 0.02)合金的晶胞参数^[23]

Table 3 Cell parameters of MnCoSi_{1-x}B_x($x = 0, 0.01$ and 0.02) alloys^[23]

x	0	0.01	0.02
$a_{\text{TiNiSi}}(\text{\AA})$	5.8651	5.8574	5.8447
$b_{\text{TiNiSi}}(\text{\AA})$	3.6872	3.6876	3.6892
$c_{\text{TiNiSi}}(\text{\AA})$	6.8533	6.8549	6.8560
$V(\text{\AA}^3)$	148.21	148.07	147.83
$x_{\text{Mn}}/z_{\text{Mn}}(\text{\AA})$	0.0241/0.1797	0.0223/0.1806	0.0203/0.1814
$x_{\text{Co}}/z_{\text{Co}}(\text{\AA})$	0.1585/0.5608	0.1577/0.5603	0.1560/0.5602
$x_{\text{Si(B)}}/z_{\text{Si(B)}}(\text{\AA})$	0.7673/0.6276	0.7640/0.6256	0.7608/0.6210
$d1/d2(\text{\AA})$	3.089/3.087	3.098/3.079	3.106/3.070
Rwp/Rp (%)	3.33/2.65	3.31/2.63	3.45/2.72

当温度升高至 300 K 时, 磁致伸缩效应来源于磁致二级相变, 可逆度提高。1.5 T 外场下, 磁致伸缩分别达到 830 以及 -1160 ppm; 当磁场降低至 1 T 时, 其值降低为 524 和 -800 ppm。相比 $\text{MnCoSi}_{0.98}\text{B}_{0.02}$ 合金, MnCoSi 由于相变临界场较高, 1.5 T 外场几乎不能导致变磁性相变的发生, 对应磁致伸缩只有 40 和 -59 ppm。

6 结 论

与传统磁致伸缩材料不同, MnCoSi 合金的磁致伸缩来源于一级相变, 但其效应驱动场高且伴随较大磁滞。作者课题组通过调控三相临界行为, 降低了合金相变临界场以及三相点温度, 通过磁场诱导的二级相变实现了室温可逆的较大磁致伸缩效应。

参考文献 References

- [1] Wilson S A, Jourdain R P J, Zhang Q, et al. *Materials Science and Engineering: R: Reports*[J], 2007, 56(1-6): 1-129.
- [2] Olabi A G, Grunwald A. *Materials & Design* [J], 2008, 29(2): 469-483.
- [3] Clark A E, De Savage B F, Bozorth R. *Physical Review* [J], 1965, 138: A216-A224.
- [4] Legvold S, Alstad J, Rhyne J. *Physical Review Letters*[J], 1963, 10(12): 509-511.
- [5] Clark A E. *Handbook of Magnetic Materials*, vol 1 [M]. North-Holland Publishing Company, 1980.
- [6] Clark A E, Belson H S. *Physical Review B*[J], 1972, 5(9): 3642-3644.
- [7] Morellon L, Algarabel P A, Ibarra M R, et al. *Physical Review B*[J], 1998, 58(22): R14721-R14724.
- [8] Hu F X, Shen B G, Sun J R, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2001, 78(23): 3675-3677.
- [9] Fujieda S, Fujita A, Fukamichi K, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2001, 79(5): 653-655.
- [10] Liu J, Aksoy S, Scheerbaum N, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2009, 95: 232515.
- [11] Wei Z Y, Liu E K, Chen J H, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2015, 107: 022406.
- [12] Anzai S, Ozawa K. *Physical Review B*[J], 1978, 18(5): 2173-2178.
- [13] Beckman O, Lundgren L. *Handbook of Magnetic Materials*, vol 6 [M]. Elsevier, 1991.
- [14] Gercsi Z, Hono K, Sandeman K G. *Physical Review B*[J], 2011, 83: 174403.
- [15] Sandeman K G, Daou R, Özcan S, et al. *Physical Review B*[J], 2006, 74: 224436.
- [16] Morrison K, Miyoshi Y, Moore J D, et al. *Physical Review B*[J], 2008, 78: 134418.
- [17] Morrison K, Moore J D, Sandeman K G, et al. *Physical Review B*[J], 2009, 79: 134408.
- [18] Zhang C L, Wang D H, Cao Q Q, et al. *Journal of Physics D: Applied Physics*[J], 2009, 42: 015007.
- [19] Barcza A, Gercsi Z, Knight K S, et al. *Physical Review Letters*[J], 2010, 104: 247202.
- [20] Staunton J B, Dos S D M, Peace J, et al. *Physical Review B*[J], 2013, 87: 060404(R).
- [21] Barcza A, Gercsi Z, Michor H, et al. *Physical Review B*[J], 2013, 87: 064410.
- [22] Gong Y Y, Wang D H, Cao Q Q, et al. *Acta Materialia*[J], 2015, 98: 113-118.
- [23] Gong Y Y, Liu J, Xu G Z, et al. *Scripta Materialia*[J], 2017, 127: 165-168.
- [24] Trung N T, Zhang L, Caron L, et al. *Applied Physics Letters*[J], 2010, 96: 172504.
- [25] Sun H, Lu X, Morelli D T. *Journal of Electronic Materials*[J], 2013, 42(7): 1352-1357.
- [26] Yu L G, Chen X J, Khor K A, et al. *Acta Materialia*[J], 2005, 53(8): 2361-2368.

(编辑 惠 琼)