КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 669.24'1'871-539.371:548.55

Е.Е.ТИМОФЕЕВА, Е.Ю.ПАНЧЕНКО*, Ю.И.ЧУМЛЯКОВ*, H. MAIER***

ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАЗВИТИЯ ТЕРМОУПРУГИХ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ ПОД СЖИМАЮЩЕЙ НАГРУЗКОЙ В [011] МОНОКРИСТАЛЛАХ ФЕРРОМАГНИТНОГО СПЛАВА NiFeGa[1]

Ключевые слова: *термоупругие мартенситные превращения, ферромагнитные монокристаллы, сверхэластичность.*

Ферромагнитные сплавы на основе NiFeGa являются перспективными материалами с эффектом памяти формы (ЭПФ), в которых мартенситные превращения (МП) возможно вызвать не только изменением температуры и приложением нагрузки, но и воздействием магнитного поля [1]. Для получения обратимых магнитоиндуцированных деформаций используют сочетание внешних напряжений и магнитных полей, прикладывая их вдоль перпендикулярных направлений в монокристаллах. В зависимости от ориентации оси легкого намагничивания в качестве таких направлений выбирают два кубических направления или пару [100] и [011] [1]. В отличие от широко изученной [001] ориентации, систематических исследований кристаллов, ориентированных вдоль [011] направления, не проводилось. Цель настоящей работы состоит в исследовании закономерностей развития МП под сжимающей нагрузкой в [011] монокристаллах ферромагнитного сплава $Ni_{54}Fe_{19}Ga_{27}$ (ат. %).

Методика эксперимента представлена в [2]. Согласно результатам электронной микроскопии и рентгенографического анализа, монокристаллы после роста в высокотемпературной фазе имеют структуру $L2_1$ и находятся в однофазном состоянии. Температуры начала и конца прямого МП (M_s = 274 К, M_f = 270 К) и начала и конца обратного МП (A_s = 278 К, A_f = 283 К) при охлаждении/нагреве определялись по зависимости электросопротивления от температуры.

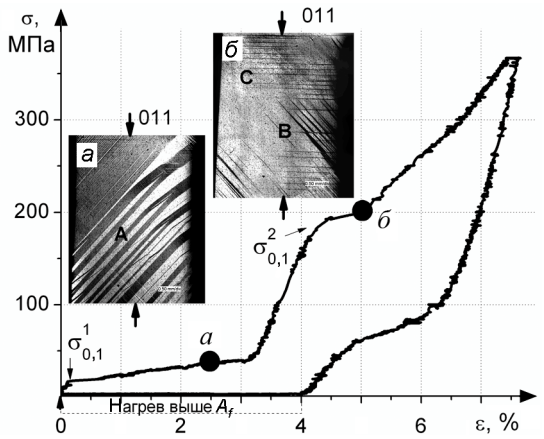

Рис. 1. Кривая «σ–ε» для [011] монокристаллов $Ni_{54}Fe_{19}Ga_{27}$ при сжатии при T = 277 К и соответствующая оптическая металлография поверхности монокристалла при развитии МП под нагрузкой

Пример кривой «напряжение – деформация» («σ–ε») при $T < A_f$ представлен на рис. 1. Видно, что МП под нагрузкой развивается в две стадии. На кривой наблюдаются два предела текучести ($\sigma_{0,1}^1$ и $\sigma_{0,1}^2$) и два плато. На первой стадии $\sigma_{0,1}^1$ = 14 МПа, и превращение развивается с низким коэффициентом деформационного упрочнения θ. Под нагрузкой возникает преимущественно один вариант мартенсита. Деформация, заданная на первой стадии, является обратимой только после нагрева выше A_f и, следовательно, наблюдается ЭПФ с величиной обратимой деформации (3,0 ± 0,5) %. Эта величина соответствует теоретическому значению деформации превращения при развитии $L2_1$–14M МП ε_{14M} = 3,06 %. Поэтому первая стадия может быть связана с развитием $L2_1$–14M МП под нагрузкой, а вторая – с дальнейшим 14M–$L1_0$-превращением и раздвойниковании $L1_0$-мартенсита. Теоретическая деформация при $L2_1$–$L1_0$ МП с учетом полного раздвойникования $L1_0$-мартенсита составляет 6,2 %, что соответствует экспериментальным значениям общей обратимой деформации двухступенчатого превращения (6,3 ± 0,5) % в [011] кристаллах (рис. 1). Вторая стадия на кривых σ(ε) характеризуется более высокими значениями критических напряжений $\sigma_{0,1}^2$ = 185 МПа и коэффициента θ по сравнению с $L2_1$–14M МП (рис. 1). *In situ* на поверхности монокристалла наблюдаются две системы полос, которые исчезают при увеличении степени деформации, что связано с раздвойниковании кристаллов $L1_0$-мартенсита. Деформация на второй стадии является почти полностью обратимой при разгрузке, следовательно, наблюдается сверхэластичность (СЭ). Таким образом, в [011] монокристаллах при T = 277 К под сжимающей нагрузкой одновременно реализуются ЭПФ и СЭ, связанные с развитием последовательно $L2_1$–14M и 14M–$L1_0$ МП под нагрузкой. Это подтверждается электронно-микроскопическими исследованиями: после циклических испытаний при T = 277 К ($\varepsilon_{необр}$ = 0,8 %) обнаружен остаточный мартенсит со структурами – 14M и $L1_0$ (рис. 2). Аналогичное разделение по величине деформации и уровню напряжений $L2_1$–14M и

[1] Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 09-03-00103 и ФЦП № 14.740.11.0258.

$14M$–$L1_0$ МП под нагрузкой наблюдали ранее в [105] и [001] монокристаллах NiFeGa при деформации растяжением [3–7].

Зависимость кривых σ(ε) от температуры испытания при сжатии [011] монокристаллов представлена на рис. 3. При температурах $T < A_f = 283$ К реализуется одновременно ЭПФ и СЭ (рис. 1 и 3). С увеличением температуры при $A_f < T < 295$ К наблюдается двухступенчатая СЭ. Механический гистерезис на первой стадии при развитии $L2_1$–$14M$ превращения составляет 44 МПа, на второй стадии при $14M$–$L1_0$ МП гистерезис увеличивается до 115 МПа. При температурах 295 К < T < 317 К напряжения $\sigma_{0,1}^1$ увеличиваются настолько, что две стадии превращения сливаются, и гистерезисы невозможно разделить. При $T > 317$ К наблюдаются одностадийные $L2_1$–$L1_0$ МП. Обнаружена высокотемпературная СЭ вплоть до температуры $T = 473$ К. Интервал развития СЭ составляет $\Delta T_{СЭ} = 200$ К с величиной обратимой деформации до (5,3 ± 0,5) %. Таким образом, при $T < 317$ К наблюдаются $L2_1$–$14M$–$L1_0$ МП, при $T > 317$ К последовательность МП изменяется на $L2_1$–$L1_0$.

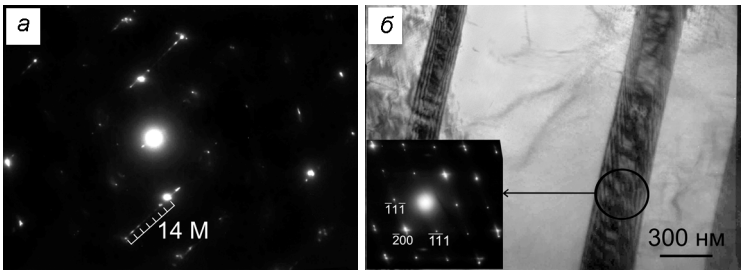

Рис. 2. Микроструктура [011] монокристаллов $Ni_{54}Fe_{19}Ga_{27}$ после деформации сжатием при $T = 277$ К: микроэлектронограмма $14M$-мартенсита (*а*); светлопольное изображение и соответствующая микроэлектронограмма $L1_0$-мартенсита (*б*)

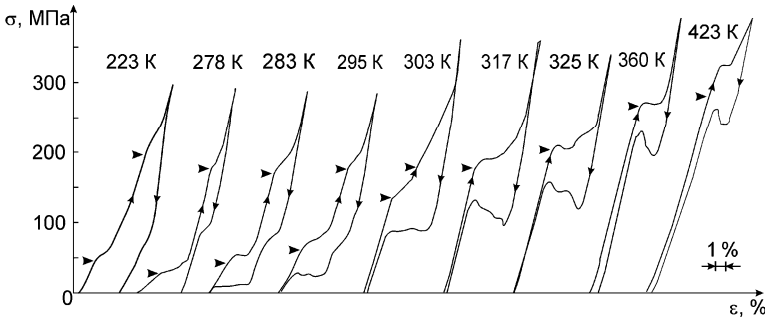

Рис. 3. Кривые «σ–ε» для [011] кристаллов $Ni_{54}Fe_{19}Ga_{27}$ при сжатии

Зависимость критических напряжений $\sigma_{0,1}^1$ и $\sigma_{0,1}^2$ от температуры представлена на рис. 4. На зависимости можно выделить три температурных интервала. В первом интервале ($T \le M_s$) наблюдаются два предела текучести $\sigma_{0,1}^1$ и $\sigma_{0,1}^2$. При $T < M_s$ кристалл находится в мартенситном состоянии и $\sigma_{0,1}^1$ описывают напряжения переориентации вариантов $14M$-мартенсита. Значение $\sigma_{0,1}^1$ уменьшается с ростом температуры от 60 МПа при 200 К до минимального значения 14 МПа при $T = M_s$. Значит, температура $M_s = 274$ К, определенная по температурной зависимости электросопротивления, соответствует началу $L2_1$–$14M$ МП при охлаждении. Во втором интервале температур ($M_s < T < M_d$) $L2_1$–$14M$–$L1_0$ МП можно индуцировать только приложением нагрузки. На участке 2-1 при $M_s < T < 317$ К также наблюдаются два предела текучести. Напряжения образования $14M$-мартенсита под нагрузкой $\sigma_{0,1}^1$ растут с повышением температуры в соответствии с уравнением Клапейрона – Клаузиуса [8] с коэффициентом $\alpha_{2\text{-}1} = d\sigma_{0,1}(T)/dT = 4{,}0$ МПа/К. Напряжения $\sigma_{0,1}^2$, необходимые для образования $L1_0$-мартенсита под нагрузкой, уменьшаются с ростом температуры в интервалах 1 и 2-1 от 200 до 165 МПа при $T = 317$ К с коэффициентом $\alpha^2_{1\text{-}2\text{-}1} = -0{,}35$ МПа/К (рис. 4). Уменьшение критических напряжений образования $L1_0$-мартенсита под нагрузкой при ступенчатых $L2_1$–10М– $14M$–$L1_0$ МП также обнаружено для [105] монокристаллов NiFeGa в работе [4]. На участке 2-2 при $T > 317$ К наблюдаются одностадийные $L2_1$–$L1_0$ МП под нагрузкой, и критические напряжения увеличиваются с ростом температуры с $\alpha_{2\text{-}2} = 2{,}6$ МПа/К до температуры $M_d = 723$ К, когда напряжения образования мартенсита становятся равны напряжениям течения высокотемпературной $L2_1$-фазы. Высокие критические напряжения при $T = M_d$ в [011] кристаллах $\sigma_{0,1}(M_d) = 1030$ МПа свидетельствуют о высоких прочностных свойствах $L2_1$-фазы. В третьем температурном интервале при $T > M_d$ предел текучести определяет начало пластической деформации в аустените.

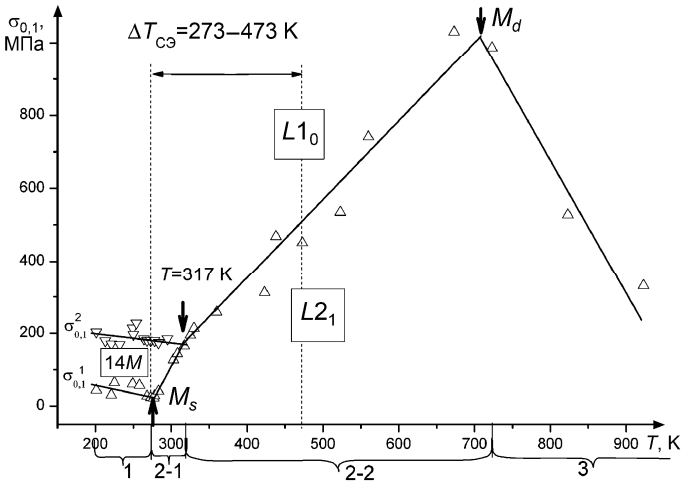

Рис. 4. Зависимость критических напряжений $\sigma_{0,1}$ от температуры T для [011] монокристаллов $Ni_{54}Fe_{19}Ga_{27}$ при сжатии

Экспериментально показано, что в [011] монокристаллах при сжатии МП под нагрузкой реализуются в широком интервале температур от 200 до 723 К. При $T < 317$ К наблюдаются двухступенчатые превраще-

ния, которые связаны с развитием последовательности $L2_1$–$14M$–$L1_0$ МП под нагрузкой. Это объясняет наблюдение ЭПФ и СЭ в одном температурном интервале (общая деформация (6,3 ± 0,5) %). Стадийность на зависимости $\sigma_{0,1}(T)$ связана со сменой последовательности развития МП с $L2_1$–$14M$–$L1_0$ на $L2_1$–$L1_0$. Двухстадийные МП при низких температурах и уменьшение коэффициента $\alpha = d\sigma_{0,1}(T)/dT$ при $T > 317$ К способствуют наблюдению СЭ в широком интервале температур ($\Delta T_{СЭ} = 200$ К от $T = 283$ К до $T = 473$ К). Таким образом, [011] монокристаллы $Ni_{54}Fe_{19}Ga_{27}$ при деформации сжатием являются высокопрочными сплавами, которые можно использовать как материалы с высокотемпературной СЭ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Karaka H.E., Karaman I., Basaran B., et al. // Acta Mater. – 2006. – V. 54. – P. 233–245.
2. Чумляков Ю.И., Киреева И.В., Панченко Е.Ю. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2008. – Т. 51. – № 10. – С. 19–38.
3. Hamilton R.F., Sehitoglu H., Efstathiou C., and Maier H.J. // Acta Mater. – 2007. – V. 55. – P. 4867–4876.
4. Sutou Y., Kamiya N., Omori T., Kainuma R., et al. // Appl. Phys. Lett. – 2004. – V. 84. – P. 1275–1277.
5. Efstathiou C., Sehitoglu H., Caroll J., et al. // Acta Mater. – 2008. – V. 56. – P. 3791–3799.
6. Hamilton R.F., Efstathiou C., Sehitoglu H., and Chumlyakov Y. // Scr. Mater. – 2006. – V. 54. – P. 465–469.
7. Панченко Е.Ю., Чумляков Ю.И., Тимофеева Е.Е. и др. // Деформация и разрушение материалов. – 2010. – № 2. – С. 22–29.
8. Ооцука К., Симидзу К., Судзуки Ю. и др. Сплавы с эффектом памяти формы. – М.: Металлургия, 1990. – 222 с.

*Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова
Национального исследовательского Томского государственного университета,
г. Томск, Россия
**Университет Падерборн, Германия
E-mail: katie@sibmail.com

Поступило в редакцию 17.08.11.

Тимофеева Екатерина Евгеньевна, аспирантка;
Панченко Елена Юрьевна, к.ф.-м.н., доцент;
Чумляков Юрий Иванович, д.ф.-м.н., профессор;
Маиер Ганс Юрген, профессор.

УДК 523.12

А.И. СМИРНОВ

ЭНТРОПИЯ В РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ВСЕЛЕННОЙ

***Ключевые слова**: Вселенная, энтропии темной энергии и черных дыр.*

Наша Вселенная заполнена средой, состоящей из различных взаимодействующих между собой частиц. Скорость протекания взаимодействий между этими частицами выше темпа расширения Метагалактики. Стало быть, можно считать, что в каждый момент времени Вселенная находится в состоянии термодинамического равновесия. Поэтому основные понятия термодинамики, такие, как энтропия, допустимо применять в космологии. Свойства энтропии в расширяющемся мире обсуждались авторами [1]. Данная работа посвящена расчету энтропии интересующих нас подсистем Метагалактики: темной энергии и черным дырам. В дальнейшем используются обозначения работы [2].

1. В настоящее время во Вселенной преобладает темная энергия (ТЭ), которая обычно отождествляется с космическим вакуумом. Из опыта следует [3], что ТЭ имеет плотность $\rho_V \approx 0,74\rho_c$, где $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G$ – критическая плотность среды, $H_0 \approx 70,6$ км/(с·Мпк) [4] – значение параметра Хаббла. С помощью H_0 легко вычислить хаббловский возраст мира: $t_0 \approx 1,385\cdot 10^{10}$ лет и масштабный фактор Метагалактики: $a_0 \approx 1,31\cdot 10^{28}$ см.

Из закона сохранения энергии для ТЭ [5] получаем реликтовую температуру вакуума

$$T_V \approx 25,33 \text{ K}. \tag{1}$$

Температура T_V соответствует средней энергии носителя ТЭ:

$$\varepsilon_V \approx 2,183\cdot 10^{-3} \text{ эВ}, \tag{2}$$

которая совпадает с оценкой автора [6]. Исходя из результата (2), а также того факта, что вакуум является антигравитационной средой, приходим к выводу: ТЭ состоит из реликтовых частиц, названных гравифотонами (ГФ) [5]. ГФ – безмассовые суперсимметричные частицы со спином 1. Эпоха распада вакуумоподобного состояния Вселенной рассматривается как источник системы первичных ГФ.

2. Для энтропии ТЭ применим измененную формулу (5.29) из работы [1] в виде

$$S = \frac{-P + \rho c^2}{kT} V . \tag{3}$$