

## МУЛЬТИСЛОЙНЫЕ КОМПОЗИЦИОННЫЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ МОНОКРИСТАЛЛЫ CuCo

Э.С.Мушаилов, П.Д.Ким<sup>1)</sup>, И.А.Турпанов, Г.В.Бондаренко, Г.Н.Бондаренко<sup>+</sup>,  
С.Э.Мишина\*

*Институт физики им. Л.В.Киренского Сибирского отделения РАН  
660036 Красноярск, Россия*

<sup>+</sup>*Институт химии и химической технологии Сибирского отделения РАН  
660036 Красноярск, Россия*

<sup>\*</sup>*Красноярский государственный университет  
660049 Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 1 февраля 2000 г.

С использованием техники ионно-плазменного распыления методом эпитаксиальной послойной кристаллизации синтезированы новые фазы метастабильных атомно-упорядоченных слоистых монокристаллов CuCo, монокристаллов твердых растворов  $\text{Cu}_x\text{Co}_{1-x}$  и исследованы их некоторые физические свойства.

PACS: 68.65.+g, 75.70.Fr

Одной из “горячих” областей физического металловедения являются исследования слоистых композиционно-модулированных кристаллических структур, обладающих перспективными твердотельными свойствами. Постоянно большой интерес исследователей вызывает природа магнитного упорядочения, гигантского магнитосопротивления в искусственных периодических сверхрешетках с чередующимися слоями магнитных и немагнитных материалов. К настоящему времени сложились определенные представления, что слои переходных металлов в мультислоях магнитоупорядочены, а межслойные обменные взаимодействия, например, типа РККИ могут приводить лишь к осцилляциям ферро- или антиферромагнитного порядка в зависимости от толщины немагнитных слоев [1, 2], то есть априори пренебрегается влиянием мультислойности на обменные взаимодействия в самих магнитных слоях. Экспериментальные результаты, полученные в наших предыдущих работах [3, 4], позволили высказать несколько иную точку зрения на природу магнитного упорядочения, по крайней мере в мультислойных моноатомных поликристаллических структурах  $(\text{Cu}/\text{Co})_x$ .

Неожиданные результаты получены, когда для продолжения эксперимента нами были синтезированы искусственные эпитаксиальные композиционные мультислойные кристаллические сверхрешетки  $(\text{Cu}/\text{Co})_x$ . В кристаллических структурах обнаружено кооперативное явление атомного упорядочения.

Пленочные монокристаллы мультислойных структур  $(n_1\text{Cu}/n_2\text{Co})_x$ , где  $n_1$ ,  $n_2$  и  $x$  – число моноатомных слоев Cu, Co и число блоков соответственно, выращивались методом эпитаксиальной послойной кристаллизации на кристаллических (001)-поверхностях MgO и LiF, которые изготовлялись раскалыванием массивных монокристаллов по атомным плоскостям спайности. Применялась технология ионно-

<sup>1)</sup> e-mail: kim@post.krascience.rssi.ru

плазменного распыления металлов на нагретые до эпитаксиальных температур подложки.

Обобщая результаты рентгеноструктурных и магнитных исследований, проведенных в настоящей работе, можно записать следующие эпитаксиальные соотношения между кристаллическими решетками MgO, LiF, Cu и Co:

$$\text{ГЦК MgO}(001)[001] \parallel \{ \text{ГЦК } n_1 \text{Cu}(001)[001] \parallel \text{ГЦК } n_2 \text{Co}(001)[001] \}_z, \quad (1)$$

$$\text{ГЦК LiF}(001)[001] \parallel \{ \text{ГЦК } n_1 \text{Cu}(001)[001] \parallel \text{ГЦК } n_2 \text{Co}(001)[001] \}_z. \quad (2)$$

Рентгеноструктурные исследования проводились методом рентгеновской дифрактометрии на спектрометре ДРОН-4 при комнатных температурах в  $\text{CuK}\alpha$ -излучении.

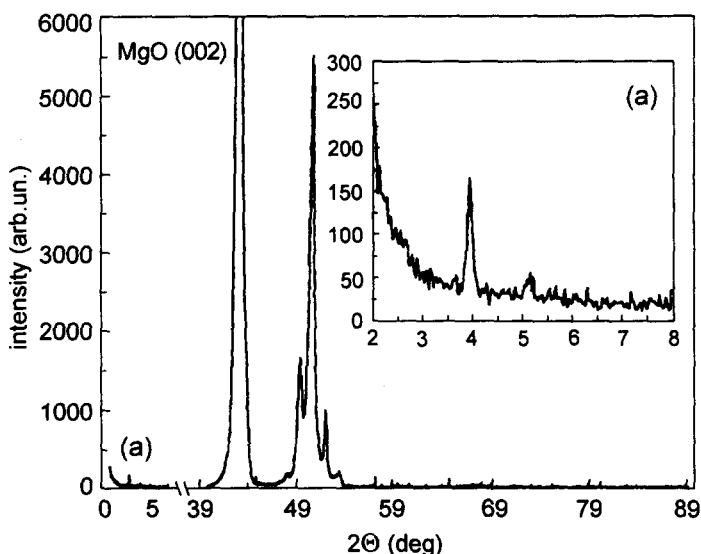


Рис.1. Рентгеновская дифрактограмма ( $\text{CuK}\alpha$ , комнатная температура) для мультислойного монокристалла  $[\text{Cu}(36\text{\AA})/\text{Co}(38\text{\AA})]_{30}$ , где  $\alpha$  – область малоугловой дифракции,  $\text{MgO}(002)$  – отражение от монокристалла-подложки

Периоды композиционной модуляции сверхструктуры определялись по сверхструктурным дифракционным отражениям при малых векторах рентгеновского рассеяния (малоугловая дифракция) и при больших векторах (высокоугловая дифракция) (рис.1), а также методом рентгеновской флуоресценции. Положение дифракционных пиков на дифрактограммах соответствует следующим соотношениям.

Для малоугловой дифракции:

$$\sin \Theta = \frac{\lambda_0}{2\Lambda} N (\text{главные максимумы}), \quad (3)$$

$$\sin \Theta = \frac{\lambda_0}{2\Lambda} \left( N + \frac{2n+1}{x} \right) (\text{побочные максимумы}), \quad (4)$$

где  $\lambda_0$  – длина волны излучения,  $\Theta$  – угол Брэгга – Вульфа,  $\Lambda$  – период сверхрешетки,  $N$  и  $n$  – периоды отражения.

Для высокоугловой дифракции:

$$\sin \Theta = \frac{\lambda_0}{2d} N (\text{центральный пик}), \quad (5)$$

$$\sin \Theta = \frac{\lambda_0}{2} \left( \frac{N}{d} \pm \frac{k}{\Lambda} \right) \text{ (спутники центрального пика),} \quad (6)$$

$$\sin \Theta = \frac{\lambda_0}{2} \left( \frac{N}{d} \pm \frac{2n+1}{\Lambda x} \right) \text{ (побочные максимумы),} \quad (7)$$

где  $d$  – среднее межплоскостное расстояние,  $k$  – порядок отражения.

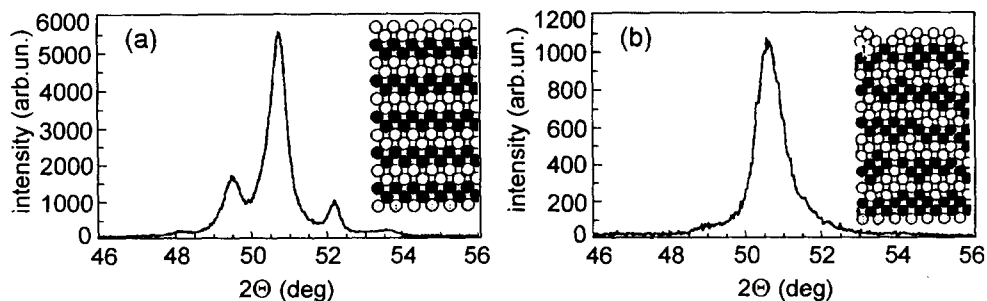


Рис.2. Фрагменты рентгеновских дифрактограмм ( $\text{CuK}\alpha$ , комнатная температура, область больших векторов дифракции) для двух монокристаллических мультислойных образцов: а) –  $[\text{Cu}(36 \text{ \AA})/\text{Co}(38 \text{ \AA})]_{30}$ , б) –  $[\text{Cu}(28 \text{ \AA})/\text{Co}(25 \text{ \AA})]_{30}$ . На вставках: схематические изображения границ раздела между слоями (фрагменты результатов компьютерного моделирования), иллюстрирующие различие в рентгеновской дифракции

Принято считать (теория и эксперимент) [5–7], что положение центрального пика на дифрактограммах для мультислойных сверхструктур соответствует среднему значению  $d$  (средневзвешенному от числа индивидуальных кристаллических плоскостей). Для структур, исследованных нами, это правило не выполняется. Положение центрального пика соответствует межплоскостному расстоянию  $d_{002}$  для чистого монокристалла меди (рис.2 и рис.3). Этот и другие результаты наших рентгеноструктурных исследований, а также результаты магнитных, гальваномагнитных, электрических, термических исследований позволяют сделать следующий вывод. Нами эпитаксиальным путем выращены атомноупорядоченные структуры, слоистые монокристаллы  $\text{CuCo}$ , метастабильные при комнатных температурах (при нагреве в вакууме до  $800^\circ\text{C}$  метастабильная фаза переходит в двухфазную стабильную структуру, состоящую из смеси чистых фаз меди и кобальта, что согласуется с диаграммой фазового состояния для сплавов кобальт – медь). Метастойчивость кристаллической плотноупакованной ГЦК структуры  $\text{CuCo}$  связывается нами с особым (возбужденным) электронным состоянием атомов  $\text{Co}$ , что в эксперименте проявляется в увеличении металлического радиуса на 2%.

Нами также синтезированы и исследованы атомнонеупорядоченные структуры (монокристаллы твердых растворов). Метод изготовления таких структур заключается в эпитаксиальной послойной кристаллизации чередующихся слоев  $\text{Cu}$  и  $\text{Co}$  с эффективной толщиной менее одного моноватомного слоя. Концентрация компонент в сплаве экспериментально задается соотношением эффективных толщин. Согласно диаграмме фазового равновесия сплавов кобальт – медь, полученной при охлаждении жидких растворов (в том числе и при сверхбыстром охлаждении [8]), существование твердых растворов, синтезированных нами, невозможно. В монокристаллах твердых растворов  $\text{CuCo}$ , как и для слоистых монокристаллов, описанных выше, металлический радиус  $\text{Co}$  на 2% выше, чем в чистой фазе кобальта. Состояние твердого раствора

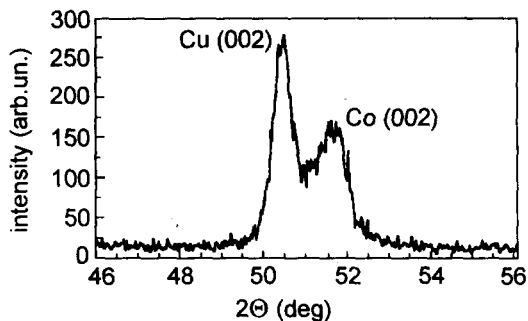


Рис.3. Рентгеновский дифракционный спектр ( $\text{CuK}\alpha$ , комнатная температура) для двухслойного композиционного монокристалла  $\text{Cu}(680 \text{ \AA})/\text{Co}(580 \text{ \AA})$

термодинамически неустойчиво (метастабильно). При нагреве в вакууме твердый раствор “расслаивается” на чистые фазы ГЦК  $\text{Co}$  и ГЦК  $\text{Cu}$ .

Изготовлены и исследованы также монокристаллы промежуточных структур, которые можно определить как частично разупорядоченные слоистые монокристаллы или частично упорядоченные твердые растворы. Физические свойства таких структур очень разнообразны, в том числе наблюдаются и весьма необычные.

Общая закономерность (последовательность) структурных превращений при термическом цикле: нагрев  $\leftrightarrow$  охлаждение (при сохранении плотноупакованной монокристаллической ГЦК структуры) такова: метастабильная атомнеупорядоченная структура (твердый раствор  $\text{Cu}_c\text{Co}_{1-c}$ )  $\rightarrow$  метастабильная атомупорядоченная структура (слоистый монокристалл  $(\text{Cu}/\text{Co})_x$ )  $\rightarrow$  двухфазная стабильная структура (композиционный монокристалл  $\text{Co} + \text{Cu}$ ).

Слоистые монокристаллы ферромагнитны, в плоскости (001) имеют магнитокристаллическую кубическую анизотропию. При толщинах кобальтового слоя  $15 \text{ \AA}$  и более величины намагниченности насыщения  $I_s$  и первой константы магнитокристаллической анизотропии  $K_1$  близки к аналогичным величинам для чистого монокристалла ГЦК кобальта (в расчете на равное количество кобальта в структуре  $\text{CuCo}$ ). При толщинах кобальтового слоя менее  $15 \text{ \AA}$  ферромагнитное упорядочение зависит от толщины медного слоя [3].

Анизотропия поперечного магнитосопротивления  $d\rho/pdH$  в слоистых монокристаллах ГЦК  $\text{CuCo}$  имеет при комнатной температуре положительный знак, в то время как знак анизотропии в ГЦК монокристаллах  $\text{Co}$  – отрицательный.

Монокристаллы твердых растворов  $\text{Cu}_c\text{Co}_{1-c}$  ферромагнитно упорядочены и магнитоанизотропны в широкой области концентраций меди  $c$ . Намагниченность насыщения  $I_s$  является линейной функцией концентрации меди. Атомный магнитный момент  $\mu$  изменяется как

$$d\mu/\mu_bdc = 2, \quad (8)$$

то есть сплав  $\text{Cu}_{0.86}\text{Co}_{0.14}$  немагнитен при любой температуре (выражение (8) получено путем экстраполяции экспериментальной зависимости намагниченности насыщения  $I_s$  от концентрации меди  $c$  при комнатной температуре к температуре  $T = 0 \text{ K}$ ). Экспериментальный результат (8) хорошо согласуется с теоретической зонной моделью двух “жестких” полос, одна из которых не полностью заполнена [9].

Магнитокристаллическая кубическая анизотропия в плоскости (001) зависит от концентрации меди, при этом выполняется соотношение  $K_1 \simeq I_s^2$ . Результаты, полу-

ченные нами для сплавов  $Cu_cCo_{1-c}$ , аналогичны для таковых в ранее исследованных сплавах с неограниченной взаимной растворимостью  $Cu_cNi_{1-c}$  [10].

В дальнейшем мы планируем систематические исследования синтезированных нами новых материалов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант #99-02-17816).

- 
1. J.J. de Miguel, A.Cebollada, J.M.Gallego et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **93**, 1 (1991).
  2. J.L.Martinez, A.Cebollada, J.M.Gallego et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **93**, 89 (1991).
  3. E.S.Mushailov, V.K.Maltsev, I.A.Turpanov, and P.D.Kim, *J. Magn. Magn. Mat.* **138**, 207 (1994).
  4. P.D.Kim, I.A.Turpanov, V.K.Maltsev et al., *JETP Lett.* **64**, 370 (1996).
  5. K.E.Meyer, G.P.Felcher, S.K.Sinha et al., *Appl. Phys.* **52**, 6608 (1981).
  6. J.K.Schuller, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1597 (1980).
  7. E.E.Fullerton, J.K.Schuller, and H.Vanderstraen, *Phys. Rev.* **B45**, 9292 (1992).
  8. T.R.Anantharaman and C.Suryanarayana, *J. Mater. Science* **6**, 111 (1971).
  9. С.В.Вонсовский, *Магнетизм*, М.: Наука, 1971.
  10. Р.Бозорт, *Ферромагнетизм*, М.: ИИЛ, 1956. (R.M.Bozort, *Ferromagnetism*, D. Van Nostrand Company, Inc., 1951).