

05;11;12

Анизотропия тонких ферромагнитных пленок

© А.В. Ковалев

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН,
Гатчина*Поступило в Редакцию 22 января 1998 г.*

Предложена и экспериментально подтверждена модель непосредственной взаимосвязи анизотропии тонких ферромагнитных пленок с текстурой низкосимметричной магнитоупорядоченной фазы, которая для CoFe сплава имеет моноклинную элементарную ячейку. Измеренные величины искажения исходной кубической ячейки на порядок превышают значения констант магнитострикции массивного образца. Рассмотрена схема формирования анизотропных напряжений в плоскости пленки, в которой это явление связывается с магнитной текстурой. Разработана соответствующая методика дифракционных измерений и обработки экспериментальных данных.

Интенсивные исследования по выяснению природы одноосной магнитной анизотропии тонких пленок ведутся около 40 лет. Используемые до сих пор модели этого явления описаны в монографиях Праттона и Суху [1,2]. Авторы работы [3], в частности, связывают анизотропию магнитных свойств пленок сплава CoFe с магнитострикционным эффектом: при наклонном падении пучка напыляемых атомов в плоскости пленки создаются анизотропные напряжения, которые и определяют направление легкой оси (НЛО) намагничивания. Очевидно, что здесь возникает вопрос о механизме формирования анизотропных напряжений, что обычно приводит к построению сложных схем упорядочения структуры пленки и ее дефектов. В настоящей работе предлагается самосогласованная модель формирования анизотропии механических и магнитных свойств тонких пленок, в которой анизотропия свойств является следствием направленной кристаллизации, приводящей к образованию кристаллической текстуры низкосимметричной магнитоупорядоченной фазы.

Экспериментальная проверка предлагаемой гипотезы проводилась на пленках сплава CoFe_{30.5}V_{1.5}, полученных методом магнетронного

распыления. Рентгенодифракционные измерения выполнены на автоматизированном дифрактометре ДРОН-3М. Использовалось излучение $\text{Cu } K\alpha$. Пленки напылялись на стеклянные подложки толщиной 0.1 mm. Для образцов, полученных при разных условиях напыления, вначале определялись текстуры псевдокубической фазы. Измерения кристаллических параметров низкосимметричной фазы проводились на образцах с симметричной текстурой псевдокубической фазы [4]: максимум плотности распределения плоскостей типа (111) лежит в плоскости пленки, полуширина распределения составляет $\approx 23^\circ$, а плотность распределения ортогональных плоскости пленки плоскостей типа (110) не зависит от азимутального угла φ . Ниже будут приведены результаты для образца толщиной 7000(70) Å. Неподвижная подложка находилась на расстоянии 75 mm от центра распыляемой мишени, отношение вертикального и горизонтального размеров которой составляет $\sim 9 : 1$. НЛЮ совпадает с горизонтальным направлением и наблюдается сильная магнитная анизотропия в плоскости пленки (результаты магнитных измерений будут приведены в другой работе). Полученные из уширений дифракционных рефлексов средние размеры областей когерентного рассеяния в этом случае составляют 90(10) Å. Анизотропия формы кристаллитов в плоскости пленки не наблюдается.

Схема дифракционных измерений приведена на рис. 1. Пусть x и y (рис. 1, *a*), лежащие в плоскости пленки, совпадают с горизонтальным и вертикальным направлениями подложки в напылительной камере, n — нормаль к плоскости xy , $n_{\psi\varphi}$ — нормаль к плоскости типа (110), а ε_1 , ε_2 и $\varepsilon_{\psi\varphi}$ — упругие деформации в соответствующих направлениях. В эксперименте измерялись межплоскостные расстояния для двух систем плоскостей: при $\psi = 90^\circ$ и $\psi = 35^\circ$. Изменение угла ψ производилось вращением образца вокруг главной оси дифрактометра, а азимутального угла φ — поворотом пленки, установленной на текстурной приставке ГП-14, вокруг направления n . Межплоскостные расстояния типа $d(110)$ в базисе (\mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 , \mathbf{a}_3) псевдокубической ячейки (рис. 1, *b*) определяются направлением спонтанной намагниченности \mathbf{I}_s в отдельном кристаллите. При указанной выше текстуре естественно предположить, что \mathbf{I}_s , лежащие в плоскости пленки, направлены, например, вдоль $[\bar{1}10]$. Тогда, в соответствии с принципом Неймана [5], симметрия ферромагнитного кристалла должна описываться точечной группой $2/m$ и направления типа $[110]$ (рис. 1, *b*) становятся неэквивалентными. В стандартной установке [6] оси \mathbf{a} , \mathbf{b} и \mathbf{c} моноклинной ячейки совпадают с направлени-

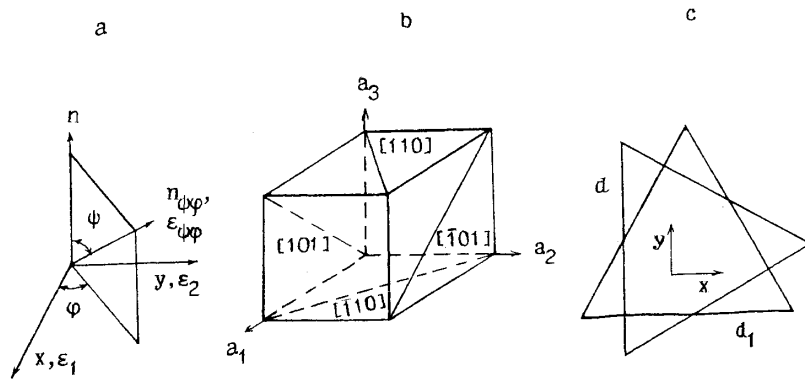


Рис. 1. Схема дифракционных измерений: *a* — выбор системы координат для отсчета установочных углов, *b* — неэквивалентные направления в моноклинной ячейке, *c* — ориентация кристаллитов при идеальной текстуре (к показанным треугольникам необходимо добавить еще два, полученных поворотом рисунка вокруг нормали к плоскости xy на 180°).

ями $[110]$, $[\bar{1}10]$ и $[001]$; угол между $[110]$ и $[001]$ не равен 90° . В такой ячейке имеются 4 разных межплоскостных расстояний типа $d(110)$: $d(\bar{1}10) = d_1$, $d(110) = d_2$, $d(\bar{1}01) = d(0\bar{1}1) = d_3$, $d(101) = d(011) = d_4$. Далее, при описанной текстуре псевдокубической фазы и имеющейся симметрии условий напыления вероятности расположения плоскостей (111) и $(\bar{1}\bar{1}1)$ отдельных кристаллитов в плоскости пленки должны быть одинаковы. Это приводит к тому, что в соответствующих направлениях измеряются не d_3 и d_4 , а их среднее значение, которое далее будет обозначаться как d .

Асимметрия условий напыления может создать преимущественную ориентацию направлений $[\bar{1}10]$ в плоскости xy , что эквивалентно формированию магнитной текстуры. Для идеальной текстуры (рис. 1, *c*) можно измерить d_1 ($\psi = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$), d_2 ($\psi = 35^\circ$, $\varphi = 90^\circ$) и d ($\psi = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ и $\psi = 35^\circ$, $\varphi = 0^\circ$), которые связаны соотношениями:

$$d_1 = d + \delta_1 + \delta_2, \quad d_2 = d + \delta_1 - \delta_2, \quad (1)$$

где δ_1 и δ_2 — параметры рассматриваемой модели. Вклад упругих деформаций учитывался по стандартной "методике $\sin^2 \psi$ " [7], в которой

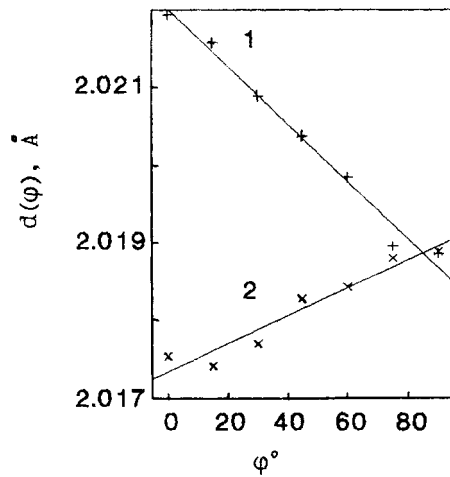


Рис. 2. Измеренные значения межплоскостных расстояний при фиксированных значениях угла ψ : 1 — $\psi = 90^\circ$, 2 — $\psi = 35^\circ$. Шкала абсолютных значений $d(\varphi)$ определена с погрешностью $\sim 0.002 \text{ \AA}$.

используется выражение:

$$\varepsilon_{\varphi\psi} = \varepsilon_1 \sin^2 \psi \cdot \cos^2 \varphi + \varepsilon_2 \sin^2 \psi \cdot \sin^2 \varphi. \quad (2)$$

При наблюдаемой текстуре псевдокубической фазы треугольники, образованные направлениями типа $[110]$, равномерно заполняют плоскость xy . При этом вероятность $P(\varphi)$ того, что в отражающее положение попадет, например, плоскость $(\bar{1}10)$, зависит от φ . В случае максимально возможной магнитной анизотропии

$$P(0^\circ) = 1, \quad P(90^\circ) = 0. \quad (3)$$

В нашем случае зависимости $d(\varphi, \psi = \text{const})$ описываются линейными функциями, что использовалось при обработке экспериментальных данных.

Результаты измерений приведены на рис. 2. Абсолютные значения всех измеренных значений $d(110)$ определялись с одной и той же погрешностью $\Delta d \simeq 0.002 \text{ \AA}$, что несущественно для вычисления искомого параметра. Измерения смещений дифракционных рефлексов по

отношению к их положениям при $\varphi = 0^\circ$ проводились в интервале углов $2\vartheta = 43^\circ \div 47^\circ$. Относительные погрешности $\Delta d(110) \leq 2 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$.

Из (1), (2), с учетом схемы измерений (рис. 1), получим выражения для измеренных значений $d(\varphi, \psi)$:

$$\begin{aligned} g_1 &= d + \delta_1 + \delta_2 + \varepsilon_1 d_0 + \Delta_1 = 2.02201(14) \text{ \AA} & (\psi = 90^\circ, \varphi = 0^\circ), \\ g_2 &= d + \varepsilon_2 d_0 + \Delta_1 = 2.01869(14) \text{ \AA} & (\psi = 90^\circ, \varphi = 90^\circ), \\ g_3 &= d + 0.33\varepsilon_1 d_0 + \Delta_2 = 2.01734(14) \text{ \AA} & (\psi = 35^\circ, \varphi = 0^\circ), \\ g_4 &= d + \delta_1 - \delta_2 + 0.33\varepsilon_2 d_0 + \Delta_2 = 2.01896(14) \text{ \AA} & (\psi = 35^\circ, \varphi = 90^\circ), \end{aligned} \quad (4)$$

где Δ_1 и Δ_2 — систематические погрешности абсолютных измерений, связанные с неопределенностью "нуля" прибора и другими геометрическими факторами, а d_0 — среднее значение $d(\varphi, \psi)$. Для решения системы (4) было обеспечено условие $\Delta_1 = \Delta_2$ и, кроме того, проведены дополнительные оптические измерения. Наклеенная на оправку с цилиндрическим отверстием пленка принимает практически сферическую форму с радиусами кривизны, измеренными вдоль направлений x и y , $R_x = 417(14) \text{ mm}$ и $R_y = 455(14) \text{ mm}$. В этом случае из (4) получим следующие значения параметров рассматриваемой модели:

$$\begin{aligned} \delta_1 &= 2.52(30) \cdot 10^{-3} \text{ \AA}, & \delta_2 &= 0.95(36) \cdot 10^{-3} \text{ \AA}, \\ \varepsilon_1 d_0 &= 1.79(29) \cdot 10^{-3} \text{ \AA}, & \varepsilon_2 d_0 &= 1.94(29) \cdot 10^{-3} \text{ \AA}, \end{aligned}$$

которые определены в предположении выполнения условия (3). Истинные величины спонтанной деформации, связанной с магнитным упорядочением, могут отличаться от полученных только в большую сторону.

Наличие магнитной текстуры должно приводить и к анизотропии упругих напряжений в плоскости пленки. В свободном состоянии для образцов с сильно выраженной магнитной анизотропией наблюдается преимущественный изгиб системы пленка-подложка вокруг направления y , т. е. упругие напряжения явно анизотропны в плоскости xy (рис. 1). Представим теперь, что в процессе напыления при температуре порядка 200°C формируется некоторое квазиравновесное состояние напряжений в пленке. При охлаждении образца в пленке возникнут дополнительные напряжения, связанные с разностью коэффициентов теплового расширения пленки и подложки. Наличие текстуры магнитоупорядоченной

фазы означает неэквивалентность направлений в плоскости пленки. В этом случае упругие деформации последней определяются значениями компонент тензора коэффициентов теплового расширения. В случае моноклинной симметрии этот симметричный тензор второго ранга имеет четыре независимые компоненты [8]. Следовательно, в рамках предложенной модели анизотропия упругих деформаций является следствием магнитной текстуры, а не ее причиной.

Работа поддержана РФФИ (проект Л-ЕН 96-15-96775).

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить В.В. Дериглазова, А.В. Зайцева, А.И. Огорокова, Б.Г. Пескова, В.А. Ульянова, Г.Е. Шмелева и А.Ф. Щebetова за помощь в работе.

Список литературы

- [1] *Праттон М.* Тонкие ферромагнитные пленки. Л.: Судостроение, 1967. 266 с.
- [2] *Сулу Р.* Магнитные тонкие пленки. М.: Мир, 1967. 422 с.
- [3] *Clemens D., Vananti A., Terrier C. et al.* // *Physica B.* 1997. V. 234–236. P. 500–501.
- [4] *Ковалев А.В.* Препринт ПИЯФ–2199. Гатчина, 1997. 11 с.
- [5] *Шувалов Л.А.* В кн.: Современная кристаллография. Физические свойства кристаллов. Т. 4. М.: Наука, 1981. 495 с.
- [6] *Вайнштейн Б.К.* Современная кристаллография. Симметрия кристаллов. Методы структурной кристаллографии. Т. 1. М.: Наука, 1979. 383 с.
- [7] *Уманский Я.С., Скаков Ю.А., Иванов А.Н., Расторгуев Л.Н.* Кристаллография, рентгеновская и электронная микроскопия. М.: Металлургия, 1982. 631 с.
- [8] *Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П.* Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1975. 680 с.