

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НАМАГНИЧЕННОСТИ И СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫЙ ПЕРЕХОД В АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ Dy—Co

Б. П. Хрусталева, В. Г. Поздняков,  
Г. И. Фролов, В. Ю. Яковчук

Исследованы температурная и полевая зависимости намагниченности аморфных пленок Dy—Co, обладающих точкой магнитной компенсации. Экспериментальные результаты проанализированы в рамках феноменологической теории спин-переориентационных переходов для ферромагнетиков, проведена оценка константы междо-решеточного обмена:  $\lambda \sim 200$ .

Интерес к аморфным ферромагнитным пленкам сплавов  $3d-4f$  металлов вызван перспективностью использования их в качестве сред для магнитооптической записи, обработки и хранения информации [1, 2].

Для исследования обменных взаимодействий в  $3d-4f$  сплавах обычно используют моно- или поликристаллические объемные образцы. Например, в работе [3] показано, что в монокристалле  $DyCo_{5,3}$  вблизи температуры магнитной компенсации  $T_k = 124$  К сильное магнитное поле  $H \sim \sim 100$  кЭ, приложенное в плоскости легкого намагничивания, индуцирует возникновение неколлинеарной магнитной структуры. Определено молекулярное поле, действующее на подрешетку Dy со стороны подрешетки Co  $H_M = 950 \pm 50$  кЭ, и параметр обменного взаимодействия между подрешетками  $\lambda = (1.090 \pm 0.08) \cdot 10^3$ .

В отличие от кристаллических сплавов с небольшим количеством стехиометрических соединений, дающих гомогенный состав, аморфные сплавы имеют широкие концентрационные пределы и соответственно различные физические свойства, что позволяет подобрать образцы, соответствующие ограничениям, налагаемым экспериментальной методикой, а также изучать концентрационные зависимости.

Основной целью данной работы являлось обнаружение индуцированного магнитным полем перехода в неколлинеарное состояние и определение из этого перехода эффективной константы междо-решеточного обменного взаимодействия  $\lambda$  для аморфных пленок Dy—Co.

Изучалась также температурная зависимость намагниченности этих пленок и петли гистерезиса в интервале полей 0—70 кЭ и температур 4.2—300 К.

### 1. Технология и образцы

Пленки были получены методом одновременного вакуумного напыления на подложку диспрозия и кобальта из разных тиглей [4]. Для уменьшения последующего окисления на поверхность пленок наносился защитный слой монооксида или двуоксида кремния.

Известно, что индуцированный полем переход в неколлинеарное состояние легче всего наблюдать вблизи температуры магнитной компенсации  $T_k$ . Поэтому выбирались пленки такого состава, чтобы их  $T_k$  попала в диапазон температур, обусловленных методикой эксперимента.



#### 4. Обсуждение результатов

Магнитная структура аморфных пленок  $Du_xCo_{1-x}$  может быть представлена двухподрешеточной моделью ферримагнетика с сильным случайным угловым разбросом магнитных моментов редкоземельной подрешетки [6]. Такая угловая дисперсия намагниченности диспрозия, очевидно, связана со случайным распределением осей локальной анизотропии, средняя энергия которой сравнима с энергией обмена  $Du-Co$ . Этим можно объяснить ход экспериментальных кривых  $J(H)$  при достаточно высоких температурах (плавный выход на прямую; рис. 5). Однако при обсуждении наших результатов мы будем пользоваться моделью двухподрешеточного одноосного ферримагнетика, в котором обмен  $Du-Du$  пренебрежимо мал, подрешетка кобальта намагничена обменным полем  $H_{Co-Co}$  до насыщения, а подрешетка диспрозия

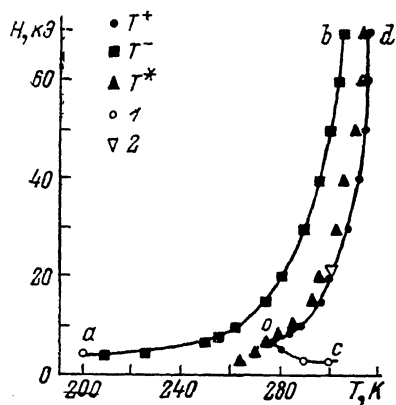


Рис. 3. Экспериментальная  $H-T$  диаграмма пленки  $Du_{21.7}Co_{78.3}$

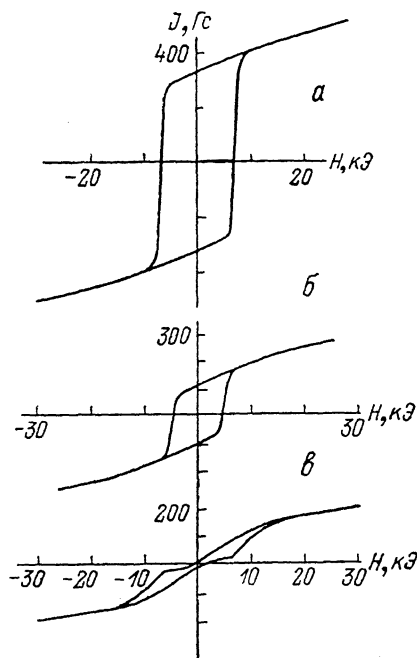


Рис. 4. Петли гистерезиса пленки  $Du_{21.7}Co_{78.3}$  при  $T=50$  (а), 200 (б), 250 К (в).

представляет собой идеальный парамагнетик, находящийся во внешнем поле и обменном поле, созданном кобальтовой подрешеткой  $H_{Du-Co} = \lambda J_{Co} = H_{обм}$ , где  $\lambda$  — константа междодрешеточного обмена. Возникновение неколлинеарной магнитной структуры в таких ферримагнетиках и их фазовые диаграммы были теоретически рассмотрены в работах [7-9]. Полученная в этих работах фазовая  $H-T$  диаграмма однородного ферримагнетика для случая, когда  $H \parallel OLN$  ( $OLN$  — ось легкого намагничивания) и  $H < H_{обм}$ , приведена на рис. 6, а.

В областях I и II, ограниченных кривыми  $COD$  и  $AOB$  соответственно, намагниченности подрешеток  $J_{Du}$  и  $J_{Co}$  антипараллельны, причем в области I  $\cos \theta = -1$ , а в области II  $\cos \theta = 1$  ( $\theta$  — угол между  $J_{Co}$  и  $H$ ). Уравнения, задающие линии  $AOB$  и  $COD$ , можно представить в виде

$$\begin{aligned} (J_{Co} - J_{Du}(\theta)/(1 - H/H_{обм}))H - 2K &= 0, \theta = \pi, \\ (J_{Co} - J_{Du}(\theta)/(1 - H/H_{обм}))H + 2K &= 0, \theta = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

В области IV, ограниченной сверху кривой  $AOC$ , могут сосуществовать обе фазы. Зависимость  $J(T)$  при  $H < H^* \simeq \sqrt{2K\lambda}$  показана на рис. 6, б ( $K$  — константа анизотропии). Температуры  $T^+$  и  $T^-$  соответствуют линиям  $AO$  и  $CO$   $H-T$  диаграммы, на которых происходит скачкообразное перемагничивание образца (фазовый переход 1-го рода). В области III  $J_{Du}$  и  $J_{Co}$  неколлинеарны,  $-1 < \cos \theta < 1$ . На линиях  $DO$  и  $BO$  происходит фазовый переход 2-го рода и температурный гистерезис, ха-

ракторный для  $H < H^*$ , отсутствует. Намагниченность в области III дается выражением

$$J = H/\lambda + \frac{2K}{\lambda J_{Co}} \cos \theta - \frac{2K}{H} \cos^2 \theta. \quad (2)$$

Если  $H \gg H_a = 2K/J_{Co}$ ,  $H \gg H^* \approx \sqrt{2K\lambda}$ , то  $J \approx H/\lambda$ . Зависимость  $J(T)$  в этом случае показана схематично на рис. 6, в (для простоты считаем, что зависимость  $J(T)$  в коллинеарных фазах линейна).

Рассмотрим экспериментальную  $H-T$  диаграмму (рис. 3). Видно, что в области полей  $H < 7$  кЭ она качественно соответствует фазовой диаграмме (рис. 6, а) для  $H < H^*$ . Экспериментальные кривые  $J(T)$  (рис. 1) при  $H < 7$  кЭ также имеют качественное сходство с кривыми на рис. 6, б. «Размытость» фазового перехода можно легко объяснить неоднородностью магнитных характеристик образца. Этим же можно объяснить положительные значения  $J_{\min}$  в некоторых случаях.

Обратим внимание на следующее отличие экспериментальных кривых  $J(T)$  от теоретических (рис. 6, б). Экспериментальные значения  $J_{\min}^+ \leq J_{\min}^-$  для всех полей; в достаточно малых полях образец перемангничивается при охлаждении лишь частично или не перемангничивается вовсе (рис. 1). Это от-

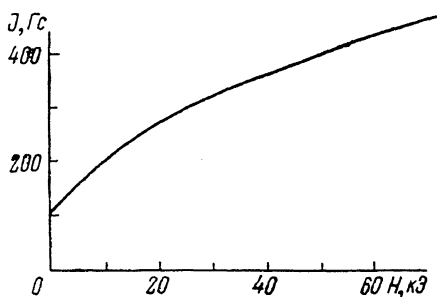


Рис. 5. Кривая намагничивания пленки  $Dy_{21.7}Co_{78.3}$ .  $T=155$  К.

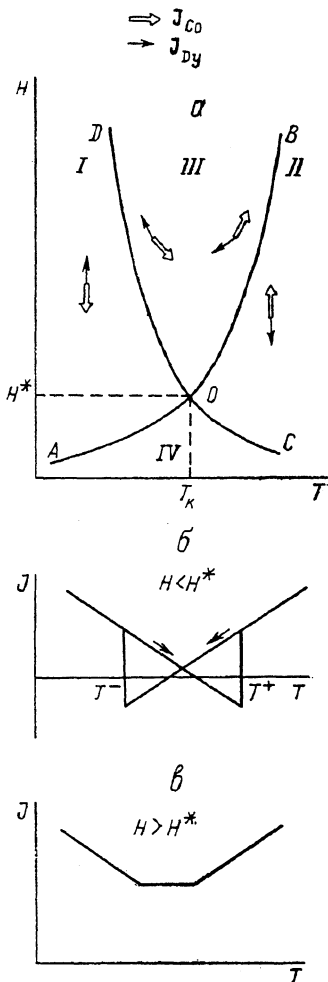


Рис. 6. Фазовая диаграмма одноосного ферримагнетика, имеющего точку магнитной компенсации  $T_k$  (а), и температурная зависимость намагниченности (б, в) [9].

личие объясняется тем, что теоретические кривые (рис. 6, б) получены в предположении  $K(T) = \text{const}$ , в то время как в реальных образцах константа анизотропии может сильно меняться при изменении температуры. Для исследуемого образца мы определили эту зависимость из петель гистерезиса. Считая, что перемангничивание пленки (в поле  $H = H_c$ ) происходит на линиях  $AO$  и  $OC$  фазовой диаграммы (рис. 6, а), из уравнений (1) при условии  $H \ll H_{\text{обм}}$  получаем  $K \approx K_{\text{эф}} = H_c J/2$ .

Влияние неоднородности образца на точность определения  $K$  вдали от точки компенсации уменьшается, так как с понижением температуры значения  $H_c$  и  $J$  растут. Стохастическая магнитная структура, присущая аморфным средам [10] и проявляющаяся в наших образцах, в частности, сильной угловой дисперсией анизотропии, конечно же, приводит к тому,

что при перемангничивании пленок будет наблюдаться образование зародышей и смещение границ. Однако описание процесса перемангничивания при этом сильно усложняется, поэтому мы проводили оценку  $K$  в предположении, что перемангничивание происходит однородным вращением. На рис. 7 приведены зависимость  $H_c(T)$  и полученная из нее зависимость  $K_{эф}(T)$ . Отметим, что зависимость  $K_{эф}(T)$  хорошо аппроксимируется экспонентой. Таким образом, предположение о зависимости  $K$  от температуры подтверждается экспериментально. Значения  $H_c$ , измеренные по петлям гистерезиса, как и следовало ожидать, хорошо легли на линии  $ab$  и  $cd$  экспериментальной диаграммы (точки 1 на рис. 3).

Рассмотрим теперь линию  $od$  в полях  $H \geq 7$  кЭ (рис. 3). В принципе смещение значений  $T^+$  при изменении температуры может быть вызвано неоднородностями образца. Однако проведенный анализ процессов пере-

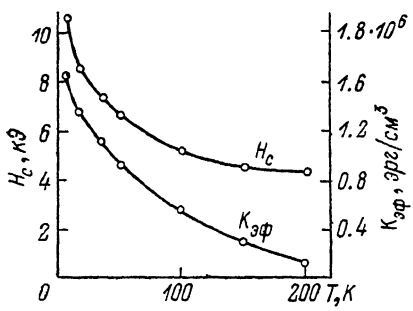


Рис. 7. Температурная зависимость коэрцитивной силы  $H_c$  и эффективной константы наведенной анизотропии  $K_{эф}$  для пленки  $Du_{21.7}Co_{78.3}$ .

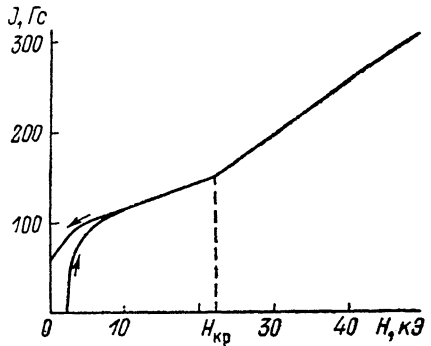


Рис. 8. Кривая перемангничивания (фрагмент петли гистерезиса) пленки  $Du_{21.7}Co_{78.3}$  при  $T=300$  К.

магничивания в модели слабо взаимодействующих участков показал, что значение  $T^+$  не может увеличиваться при повышении поля. Следовательно, ход кривой  $od$  на диаграмме (рис. 3) наличием неоднородностей не объясняется.

Мы предполагаем, что выше линии  $od$  часть образца переходит в неколлинеарную фазу. В этом случае экспериментальные кривые  $J(T)$  (рис. 1) являются суперпозицией кривых рис. 6, б, в. Тогда кривая  $od$  на рис. 3 должна быть близка к кривой  $OB$  на теоретической диаграмме (рис. 6, а), а гистерезис минимальных значений  $J_{min}(T)$  может быть связан с существованием в образце областей, для которых кривые  $J(T)$  имеют вид, изображенный на рис. 6, б.

Если наше предположение верно, то на кривых  $J(H)$ , снятых при фиксированной температуре, должны наблюдаться особенности, связанные с переходом в неколлинеарное состояние (увеличение наклона кривой  $J(H)$ ), причем поле, соответствующее этой особенности, должно совпадать (коррелировать) с полем, определяемым кривой  $od$ . Такая особенность хорошо заметна на рис. 8, где переведена часть петли гистерезиса  $J(H)$ . Характерный излом кривой при  $H=H_{кр}$  свидетельствует о начале «схлопывания» подрешеток (о переходе в неколлинеарное состояние), а величина поля  $H_{кр}$ , определенная из рис. 8, хорошо легла на кривую  $od$  рис. 3 (точка 2).

Согласно [7], с учетом сделанных выше замечаний о переходе в неколлинеарное состояние части образца его магнитный момент может быть представлен в виде

$$M = V_1(H/\lambda) + V_2J_2, \quad (3)$$

где  $V_1, V_2$  — объемы частей образца, соответствующих неколлинеарному и коллинеарному состояниям;  $J_2$  — намагниченность участка  $V_2$ ;  $J_2 = J_2(H=0) + \chi_d H$ ,  $\chi_d$  — дифференциальная восприимчивость подрешетки

диспрозия. Считаю, что  $H > H_{c2}$  ( $T \geq 350$  K). Намагниченность участка  $V_2$ , соответствующая пересечению кривых  $J(T)$ , полученных при нагревании и охлаждении образца в постоянном поле

$$J_{\pm}^{\pm} = \chi_x H. \quad (4)$$

С учетом (3) имеем

$$M = V_1 (H/\lambda) + V_2 \chi_x H, \quad (J^+ = J^-). \quad (5)$$

Определим  $\lambda_{\text{эф}} = H/J$ , считая, что  $\lambda \approx \text{const}$  для всего объема образца. Из (4) следует

$$1/\lambda_{\text{эф}} = M/VH = V_1/V\lambda + \chi_x V_2/V. \quad (6)$$

Отсюда видно, что  $\lambda_{\text{эф}} > \lambda$ , так как  $\chi_x < 1/\lambda$ . Отметим также, что  $\lambda_{\text{эф}}$  будет корректно определяться из хода экспериментальных кривых  $J(T)$  лишь в достаточно больших полях, когда высокоанизотропные области (объем  $V_2$ ) перемангничиваются и выполняется условие (4).

Действительно, определенные экспериментально из кривых  $J(T)$  значения  $\lambda_{\text{эф}} = H/J_{\pm}$  оказываются зависящими от поля при малых  $H$ . Однако при  $H \geq 30$  кЭ  $\lambda_{\text{эф}}$  практически не меняется,  $\lambda_{\text{эф}} \approx 210$ . Таким образом, определенное из кривых  $J(T)$  значение  $\lambda \leq 210$ .

Оценку  $\lambda$  можно провести также из кривых  $J(H)$  (рис. 8) по наклону кривой при  $H > H_{\text{кр}}$  ( $1/\lambda_{\text{эф}} = \partial J/\partial H$ ). Определенное таким образом значение  $\lambda_{\text{эф}} \approx 180$  хорошо согласуется со значением  $\lambda_{\text{эф}}$ , определенным из  $J(T)$ . Следовательно, из эксперимента определено  $\lambda \leq 180 \div 210$ .

Отметим, что приведенные выше экспериментальные результаты относятся к образцу, для которого температура магнитной компенсации и величина анизотропии оказались наиболее подходящими для проведения эксперимента по индуцированию полем неколлинеарного состояния. Результаты для других образцов качественно совпадают с описанными, однако из-за высокой анизотропии и большей степени неоднородностей их количественная оценка оказалась более грубой и здесь не приводится.

Отметим также, что для изучения природы наведенной анизотропии представляют интерес температурная зависимость  $H_c$  и определяемая из нее температурная зависимость эффективной константы анизотропии (рис. 7).

Основные особенности сложных петель гистерезиса вблизи  $T_k$  (рис. 4) объясняются наличием в образцах взаимодействующих областей с различными магнитными характеристиками.

Обратим еще также внимание на почти линейный ход температурной зависимости намагниченности  $J(T)$ , наблюдавшийся нами для всех образцов в широком температурном интервале.

В данной работе не учитывалось влияние стохастической магнитной структуры на спин-переориентационные переходы. Как следует из работы [10], где рассмотрено намагничивание аморфного ферро- и ферри-магнетика с такой структурой, это влияние должно проявляться, однако качественно ход кривых намагничивания сохраняет основные особенности, присущие однородным ферромагнетикам.

В заключение приведем основные выводы, полученные в данной работе.

Проведены исследования намагниченности Dy—Co аморфных пленок в широком диапазоне полей и температур, включая область магнитной компенсации.

Обнаружены температурный гистерезис намагниченности вблизи  $T_k$  и характерный для фазового перехода в неколлинеарное состояние излом на кривой  $J(H)$ .

Обнаружено, что температурная зависимость намагниченности имеет линейный характер в широком диапазоне температур.

Экспериментальные результаты проанализированы в рамках феноменологической теории спин-переориентационных переходов для ферромагнетиков с учетом неоднородностей образцов.

Проведена оценка константы межподрешеточного обмена:  $\lambda \sim 200$ .

## Л и т е р а т у р а

- [1] Середкин В. А., Фролов Г. И., Яковчук В. Ю. // Препринт № 368Ф. Красноярск, ИФСО АН СССР. 1986. 20 с.
- [2] Середкин В. А., Фролов Г. И., Яковчук В. Ю. // ЖТФ. 1984. Т. 54. № 6. С. 1183—1185.
- [3] Березин А. Г., Левитин Р. З., Попов Ю. Ф. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. № 1 (7). С. 268—280.
- [4] Жигалов В. С., Кононов В. П., Фролов Г. И., Яковчук В. Ю. // Препринт № 406Ф. Красноярск, ИФСО АН СССР. 1987. 47 с.
- [5] Балаев А. Д., Бояршинов Ю. В., Карпенко М. М., Хрусталеv Б. П. // ПТЭ. 1985. № 3. С. 167—168.
- [6] Agresse-Boggiano R., Chappert J., Coey J. D. M. et al. // J. de Physique. 1976. Т. 37. N 12. P. C1—771—775.
- [7] Горанский Б. П., Звездин А. К. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 10. № 4. С. 196—200.
- [8] Халтурин В. Н. // ФММ. 1986. Т. 41. № 2. С. 271—278.
- [9] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. // Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М., 1979. 436 с.
- [10] Богомаз И. В., Игнатченко В. А. // Препринт № 473Ф. Красноярск, ИФСО АН СССР. 1988. 23 с.

Институт физики им. Л. В. Киренского  
СО АН СССР  
Красноярск

Поступило в Редакцию  
10 августа 1988 г.