

УДК 538 : 535.327 + 548

СТРУКТУРА ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО МОДУЛИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ В БОРАТЕ ЖЕЛЕЗА ($\text{FeVO}_3 : \text{Ni}$)

Ю. М. Федоров, О. В. Вортыньсва, А. А. Лексиков

На образцах $\text{FeVO}_3 : \text{Ni}$ с помощью магнитооптической методики исследована структура пространственно-временного распределения ферромагнитного момента m , возникающая в процессе возбуждения кристаллов в полосу нижайших электронных переходов. Установлено, что фотоиндуцированное магнитное состояние может быть представлено в виде одномерных периодических зависимостей азимутального и полярного углов эффективного (сокращенного) магнитного момента и его модуля. Сокращение момента связано с неоднородным распределением m по толщине образцов.

1. Обнаруженное недавно явление — формирование пространственно-временной структуры в примесном магнитоупорядоченном кристалле бората железа, возникающей при фотовозбуждении образцов [1], — значительно увеличило интерес к фотомагнитным явлениям, сводившимся ранее в основном к изменению свойств, обусловленных локальными характеристиками материала [2]. Кооперативный характер явления давал возможность описать его как в виде автоволнового процесса [3], так и в виде спонтанного перехода в модулированное состояние за счет фотоиндуцированного изменения констант взаимодействия между примесными центрами [4, 5]. Для сопоставления модельных представлений и поиска адекватных эксперименту описаний важно знать структуру фотоиндуцированного состояния — пространственное и временное распределение магнитного момента в фотовозбужденных образцах.

В настоящей работе проведено детальное изучение структуры фотоиндуцированного модулированного состояния (ФМС) с помощью исследований координатных зависимостей величин магнитооптических эффектов до и после фотовозбуждения образцов и в процессе их освещения. Для этого проанализирована связь эффекта Коттона—Мутона с ориентацией вектора антиферромагнетизма l в плоскости кристалла и вдоль его толщины. Полученные результаты позволили восстановить магнитную структуру ФМС с большей степенью достоверности по сравнению с предыдущими работами [6, 7].

2. Пространственное разрешение магнитооптической методики при анализе магнитного состояния среды составляет ~ 1 мкм², и, следовательно, этот метод вполне приемлем для восстановления магнитной структуры ФМС, имеющей характерные размеры вдоль направления модуляции ~ 100 мкм [6]. Эксперименты проведены на монокристаллических образцах $\text{FeVO}_3 : \text{Ni}$ путем измерения величины фазового сдвига между ортогональными компонентами линейно-поляризованного измерительного луча с $\lambda = 520$ нм, распространяющегося практически вдоль оптической оси кристалла (ось $z \parallel C_2$) при температуре жидкого азота. Исследуемые участки имели размеры 10×200 мкм, причем меньший размер совпадал с направлением оси модуляции (ось $x \perp C_2$). Толщина исследуемых кристаллов (размер вдоль оси z) 40—60 мкм.

Блок-схема установки и геометрия эксперимента аналогичны указанным в [7]. Для исключения интерференции кристаллического двупреломления с фарадеевским вращением, которая может приводить к пространственной модуляции угла поворота при наличии наклонной к базисной плоскости доменной стенки [8], тщательно контролировалась параллельность распространения света оптической оси кристалла. В этом случае с помощью матрицы Джонса легко получить выражение для эллиптичности света на выходе из кристалла. С учетом малости толщины образцов d величина фазового сдвига Ψ с точечного участка с координатами (x, y) , возникающего на этой дилве волны в основном за счет магнитного линейного двупреломления (МЛД), может быть представлена как

$$\Psi = \int_0^d \nu \sin 2[\theta - \varphi(x, y, z, t)] dz, \quad (1)$$

где φ — угол между направлением магнитного момента и осью x ; θ — азимут поляризатора относительно оси x ; ν — магнитооптическая константа. В этой записи положено, что $|l|=1$. Реальный исследуемый участок имеет конечные размеры. Поэтому, чтобы проводимые измерения соответствовали (1), необходимо, чтобы в пределах участка $\varphi(x, y) = \text{const}$. Выбранные выше размеры удовлетворяют этому критерию. Проанализируем возможные ситуации. При $\varphi(z) = \text{const}$ (i) преобразуется в

$$\Psi = A_0 \sin 2[\theta - \varphi(x, t)], \quad (2)$$

где $A_0 = d\nu$, т. е. если момент однороден по толщине образца, то экстремальные значения $\Psi = \pm A_0$ на зависимости $\Psi(\theta)$ при фиксированных x и t будут иметь место при $\theta = \varphi \pm \pi/4$. Последнее равенство позволяет определить локальную ориентацию ферромагнитного момента и восстановить его координатную зависимость.

В случае, когда $\varphi(z) \neq \text{const}$, из (1) в общем виде получим

$$\Psi = A(x, t) \sin 2[\theta - \varphi_M(x, t)], \quad (3)$$

где

$$A(x, t) = \nu \sqrt{a^2 + b^2}, \quad \text{tg } 2\varphi_M(x, t) = b/a, \\ a = \int_0^d \cos 2\varphi(x, z, t) dz, \quad b = \int_0^d \sin 2\varphi(x, z, t) dz.$$

Таким образом, если момент неоднороден по толщине образца, величина фазового сдвига за счет МЛД может быть представлена в виде, аналогичном однородному случаю (2), с модулем эффективного антиферромагнитного момента $|J_{\text{эфф}}| = [(a^2 + b^2)^{1/2}/d]^{1/2}$, уменьшенным за счет неоднородного распределения истинного вектора антиферромагнетизма, и азимутом соответствующего ферромагнитного момента φ_M . Значит, в общем случае при фиксированных x и t зависимость Ψ (2) может быть представлена гармонической функцией, начальная фаза φ и амплитуда A которой характеризуют соответственно направление и модуль насыщенного или эффективного магнитного момента. Сравнивая амплитуды этой зависимости для обоих случаев, можно судить о характере распределения магнитного момента по толщине кристалла. Методически значительно легче провести измерения зависимостей $\Psi(\varphi_H)$ (φ_H — угол между осью x и направлением приложенного в базисной плоскости магнитного поля \mathbf{H}), из которых можно найти те же значения экстремумов $\Psi = \pm A$.

На рис. 1 приведены зависимости $\Psi(\varphi_H)$ для двух значений магнитного поля: 1— $|\mathbf{H}|=100$ Э, магнитный момент достоверно однороден; 2— $|\mathbf{H}|=21$ Э, момент ненасыщен, что устанавливалось по полевой зависимости МЛД. Как видно, величина экстремума во втором случае меньше, чем в первом, что (см. выше) отвечает неоднородному распределению вектора антиферромагнетизма по толщине образца. Для характеристики

степени неоднородности в распределении магнитного момента введем величину

$$\delta = (A_0 - A)/A_0, \quad (4)$$

которая равна нулю при однородном распределении и отлична от нуля в противоположном случае.

Для дальнейшего анализа экспериментальных зависимостей $\Psi(x, t)$ необходимо конкретизировать вид функции $\varphi(x, z, t)$: она раскладывалась в ряд по z вблизи $z=d/2$ и для простоты в разложении учитывались лишь два первых члена. Затем, опираясь на экспериментальный факт [6, 7], что при появлении ФМС регистрируются периодические по x или t изменения Ψ с амплитудой модуляции, много меньшей A , можно утверждать, что модуляция Ψ по x и t

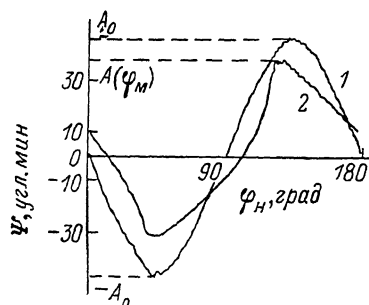


Рис. 1. Зависимость эффекта Коттона—Мутона Ψ от ориентации внешнего магнитного поля H в базисной плоскости кристалла $H \parallel (x, y)$ при $\theta=0^\circ$.

в основном определяется периодической зависимостью φ от x и t с амплитудой $\ll 1$. Учитывая, что визуально ФМС наблюдается в виде плоской бегущей волны [1], в конечном итоге φ можно записать в виде ряда Фурье

$$\varphi(x, z, t) = \varphi_0(z) + \varphi_1(z) \sin(\omega t + kx) + \dots \quad (5)$$

Тогда с учетом малости φ_1 и ее изменения по z из (3) получим

$$\Psi = [A_1 + A_2 \sin(\omega t + kx)] \sin 2[\theta - \varphi_0(d/2) + \varphi_1(d/2) \sin(\omega t + kx)], \quad (6)$$

где $A_1 \gg A_2$, что является следствием сделанных предположений. Сравнение (6) с видом экспериментальных зависимостей [6, 7] показывает, что

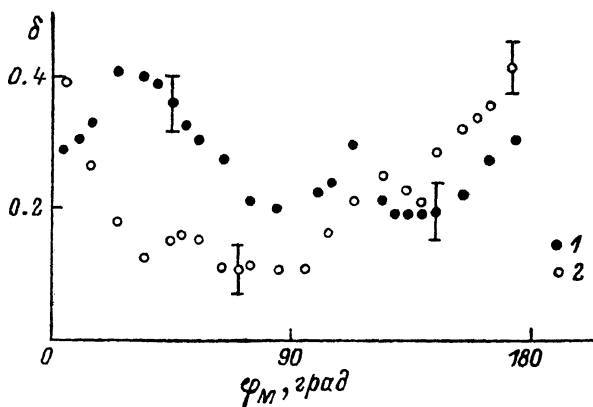


Рис. 2. Зависимость величины δ , характеризующей степень неоднородности в распределении магнитного момента по толщине кристалла, от ориентации момента в базисной плоскости φ_M .

учет первых двух членов в разложении (5) дает достаточно хорошее совпадение этого выражения с опытными данными.

Таким образом, получена явная связь (6) между регистрируемой зависимостью $\Psi(x, t)$ с ФМС и пространственно-временным распределением эффективного момента, отличающегося от вектора антиферромагнетизма уменьшенным модулем за счет неоднородного распределения локальных моментов по толщине образца. Отметим также, что в соответствии с (6) частота и волновое число координатно-временной зависимости $\varphi(x, t)$ совпадают с частотой и волновым числом зависимости $A(x, t)$, что позво-

ляет ставить в соответствие каждому значению МЛД на зависимости $\Psi(x, t)$ вполне определенные значения φ_M и A .

Для выяснения влияния фотовозбуждения на распределение локальных моментов по толщине образцов измерялись зависимости степени неоднородности δ от азимута поляризатора. В этом случае определяется относительная длина эффективного момента $(A/A_0)^{1/2}$, ориентированного вдоль различных направлений в базисной плоскости в соответствии с соотношением $\theta = \varphi_M \pm \pi/4$, так как именно при таких значениях φ_M МЛД будет достигать своих экстремальных значений. На рис. 2 приведены зависимости для $|H| = 21$ Э, полученные до освещения образца (1) и после создания ФМС (2). Из простейшего анализа экспериментальных точек следует, что основной гармоникой в полученных зависимостях является гармоника с периодом π . После создания в образце ФМС начальная фаза

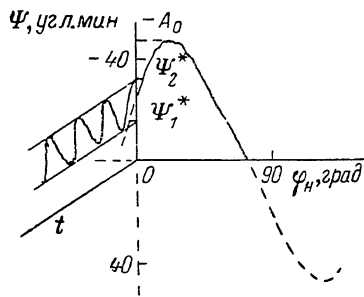


Рис. 3. Временная зависимость эффекта Коттона—Мутона $\Psi(t)$ для ФМС в сравнении с ориентационной зависимостью $\Psi(\varphi_H)$ для $|H| = 100$ Э с того же участка образца ($\theta = 15^\circ$).

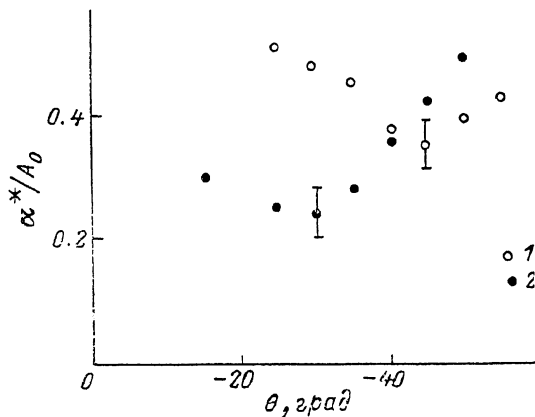


Рис. 4. Зависимость относительной разницы α^*/A_0 между экстремальным значением A_0 на ориентационной кривой эффекта Коттона—Мутона в $|H| = 100$ Э и значениями МЛД (Ψ^*), соответствующими ФМС (рис. 2), от азимута поляризатора θ .

$$\alpha_1^* = A_0 - |\Psi_1^*| \quad (1), \quad \alpha_2^* = A_0 - |\Psi_2^*| \quad (2).$$

основной гармоники изменяется так, что максимум полученной кривой соответствует направлению m в момент освещения. Этот результат, по-видимому, отражает известный факт — индуцирование освещением одноосной магнитной анизотропии в базисной плоскости [9]. С увеличением магнитного поля, в котором производится измерение δ , отклонение $\Delta\delta$ от среднего значения $\langle\delta\rangle$ уменьшается, а сама величина $\langle\delta\rangle \rightarrow 0$ как до, так и после освещения. Если считать, что $\langle\delta\rangle$ обусловлено магнитодипольными взаимодействиями, а ее модуляция — магнитоанізотропными, то поведение в магнитном поле величины δ становится понятным с учетом конкуренции этих взаимодействий с зеемановским. Наличие одноосной анизотропии до освещения обусловлено, на наш взгляд, присутствием случайных напряжений, а после освещения — напряжениями, связанными с упорядочением примесных состояний.

Перейдем к определению параметров пространственно-временной структуры ФМС, а именно нахождению A , φ_0 , φ_1 , ω , k из прямых измерений МЛД. Для этого, используя малость φ_1 и A_2 , преобразуем (6) с точностью до первого порядка малости

$$\Psi = A_1 \sin 2(\theta - \varphi_0) + [A_2 \sin 2(\theta - \varphi_0) - 2A_1\varphi_1 \cos 2(\theta - \varphi_0)] \times \times \sin(\omega t + kx) + O(A_2^2, \varphi_1^2). \quad (7)$$

Отсюда следует, что частота и волновое число осцилляций могут быть определены непосредственно из соответствующих зависимостей МЛД, что и было сделано в [6, 7]. Для определения модуля эффективного

омента и величины его модуляции необходимы измерения A_1 и A_2 , а для определения его положения в базисной плоскости нужны измерения φ_0 , φ_1 . Для этого исследовались зависимости $\Psi(t)$ с локальных участков при различных азимутах поляризатора. Как следует из (6), (7), экстремальные значения $\Psi(t)$ при $\theta - \varphi_M \neq \pm \pi/4$, где $\varphi_M \in (\varphi_0 - \varphi_1, \varphi_0 + \varphi_1)$, соответствуют величинам $\Psi_1^*(\theta) = (A_1 - A_2) \sin 2[\theta - (\varphi_0 - \varphi_1)]$ и $\Psi_2^*(\theta) = (A_1 + A_2) \times \sin 2[\theta - (\varphi_0 + \varphi_1)]$, которые легко определить совместно с $\Psi(\varphi) = A_0 \sin 2(\theta - \varphi)$ для МЛД в насыщенном состоянии (рис. 3). Затем находились зависимости $\alpha_{1,2}^*(\theta) = A_0 - \Psi_{1,2}^*(\theta)$, с помощью которых определялись величины φ_0 , φ_1 и крайние значения степени неоднородности момента δ_{\max} и δ_{\min} , возникающие в данной точке кристалла в различные моменты времени. Такая последовательность измерений позволяет исключить систематическую ошибку в определении величины МЛД. Кроме того, отметим, что во всех измерениях учитывалось влияние фотоиндуцированной оптической анизотропии [10].

На рис. 4 приведена типичная зависимость $\alpha^*(\theta)/A_0$, аргументы минимумов которой соответствуют значениям $\theta_1 = -\pi/4 + \varphi_0 - \varphi_1$ и $\theta_2 = -\pi/4 + \varphi_0 + \varphi_1$, а величины функции в этих точках δ_{\max} и δ_{\min} соответственно. Определяя отсюда $\varphi_0 \approx 7^\circ$, $\varphi_1 \approx 7^\circ$, можно заключить, что в целом эти величины хорошо совпадают с ранее измеренными [6, 7]. Найденная неоднородность момента по толщине образца и ее модуляция могут повлиять на определение величины продольного ферромагнитного момента в ФМС. Оценим влияние имеющейся неоднородности на величину эффекта Фарадея, который пропорционален линейной величине момента в отличие от квадратичной пропорциональности МЛД. Выражение (4) можно приближенно записать в виде

$$(l^2 - l_{\text{эфф}}^2)/l^2 \approx (l - l_{\text{эфф}}) \cdot 2/l = \delta, \text{ т. е. } (l - l_{\text{эфф}})/l \approx \delta/2.$$

Тогда, определяя относительное сокращение для линейных эффектов, с помощью рис. 2, 4 можно видеть, что оно может достигать лишь 20 %, а модуляция эффекта Фарадея за счет модуляции неоднородности в ФМС составит величину только 2.5 %. На эксперименте [6, 7] в структуре ФМС отмечена модуляция 60 %, что позволяет утверждать, что периодические изменения m_x связаны в основном с периодическими изменениями угла выхода вектора ферромагнетизма из базисной плоскости. В результате структура ФМС в магнитном поле, направленном вдоль оси x , может быть представлена в виде

$$m_x = |m_{\text{эфф}}|, \quad m_y = |m_{\text{эфф}}| [\varphi_0 + \varphi_1 \sin(\omega t + kx)], \quad m_z = |m_{\text{эфф}}| [Q_0 + Q_1 \cos(\omega t + kx)], \\ |m_{\text{эфф}}| = \frac{|m|}{2} \left(1 + \frac{A_1 + A_2 \sin(\omega t + kx)}{A_0} \right). \quad (8)$$

В заключение отметим, что в отсутствие фотовозбуждения и примесных состояний в одноосных магнетиках неоднородность магнитного момента вдоль трудного направления намагничивания в магнитном поле, обеспечивающем однородность в базисной плоскости образцов конечного размера, обусловлена специфичной анизотропией типа легкая плоскость и была рассмотрена ранее [11].

Авторы признательны В. Н. Селезневу за предоставление легированных образцов FeVO_3 .

Список литературы

- [1] Федоров Ю. М., Лексиков А. А., Аксенов А. Е. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. № 3. С. 134—136.
- [2] Nagaev E. L. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 145. N 11. P. 11—64.
- [3] Иванов Б. А., Ляхимец С. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 1. С. 23—25.
- [4] Sadreev A. F., Fedorov Yu. M. // Phys. Lett. A. 1987. V. 123. N 3. P. 148—150.
- [5] Федоров Ю. М., Садреев А. Ф., Лексиков А. А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 6 (12). С. 2247—2256.
- [6] Fedorov Yu. M., Leksikov A. A., Vorotynova O. V. // Sol. St. Comm. 1985. V. 55. N 11. P. 987—989.

- [7] Fedorov Yu. M., Leksikov A. A., Vorotynova O. V. // JMMM. 1987. V. 68. N 3. P. 383—390.
- [8] Haisma J., Stacy W. T. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 7. P. 3367—3369.
- [9] Федоров Ю. М., Панкрац А. И., Лексиков А. А. и др. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 1. С. 289—291.
- [10] Федоров Ю. М., Лексиков А. А., Аксенов А. Е. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 6 (12). С. 2099—2111.
- [11] Лебедев Ю. Г., Филинцов Б. Н. // ФММ. 1972. Т. 34. № 5. С. 905—910.

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

Поступило в Редакцию
11 июля 1988 г.
В окончательной редакции
12 декабря 1988 г.

