

## ГИГАНТСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ МАГНИТОПРОВОДИМОСТИ ФЕРРИТОВ

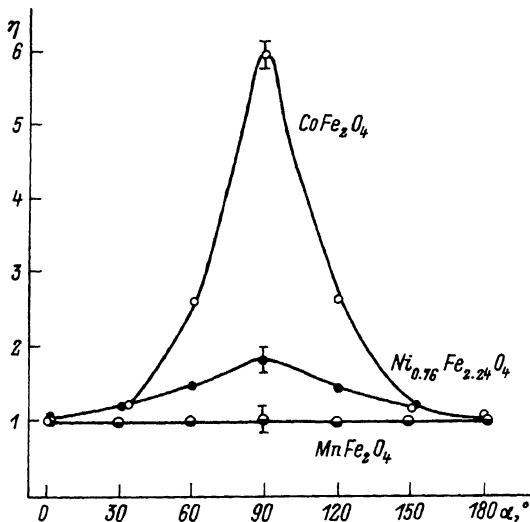
В.Н. Бержанский, И.И. Евстафьев,  
Т.Н. Метляев

В ферромагнитных полупроводниках на основе халькогенидных шпинелей хрома наблюдалась магнитная кристаллографическая анизотропия магнитопроводимости (МП) [1]. Величина и знак анизотропии магнитопроводимости зависели от типа носителей, концентрации электроактивной примеси и компенсирующей ее магнитной примеси с сильной спин-орбитальной связью. В ферритах, которые являются ферримагнитными полупроводниками, анизотропия магнитопроводимости практически не исследована, в то время как это явление может быть использовано для производства ряда приборов и устройств.

В данной работе показано, что в ферримагнитных полупроводниках, содержащих ионы с сильной спин-орбитальной связью, существует гигантская анизотропия магнитопроводимости, обусловленная зависимостью энергии активации носителей заряда от энергии спин-орбитального взаимодействия. Из экспериментальных данных определены константы спин-орбитальной связи примесных донорных и акцепторных центров.

Анизотропия магнитопроводимости может быть искусственно создана в поликристаллических образцах ферримагнетиков посредством термомагнитной обработки (ТМО). При этом должны быть выполнены следующие условия: материал должен иметь достаточно высокую температуру магнитного упорядочения, а его кристаллическая структура должна допускать наличие определенного числа вакантных позиций. К таким материалам относятся ферриты со структурой шпинели, содержащие ионы  $Fe^{2+}$ ,  $Co^{2+}$ ,  $Co^{3+}$ .

В работе использованы феррит кобальта  $CoFe_2O_4$ , феррит никеля  $Ni_{0.75}Fe_{2.25}O_4$  с определенной концентрацией  $Fe^{2+}$  и стехиометрический состав феррита марганца  $MnFe_2O_4$ . Образцы в виде таблеток диаметром 5–8 мм и высотой 2–3 мм синтезированы по обычной керамической технологии. Исследование термоэдс показало, что ферриты кобальта имеют дырочный, а никеля и марганца – электронный тип проводимости. Анизотропия МП, которая измерялась вдоль нормали к поверхности таблетки, в исходном состоянии отсутствовала. Анизотропия МП возникала после ТМО, в процессе которой образец нагревался в магнитном поле, приложенном в плоскости таблетки в произвольном направлении (в дальнейшем – ось легкого намагничивания), до температуры вблизи  $T_C$ , а затем медленно охлаждался с определенной скоростью. Измерение МП осуществлялось на переменном токе  $f \sim 10^3$  Гц методом RC – генератора [2] при комнатной температуре. Данная методика позволяет ис-



ключить влияние всех нечетных гальваномангнитных эффектов и повысить точность измерений. Анизотропию МП в магнитоодноосных образцах удобно характеризовать величиной  $\eta = \Delta \sigma_{отн} / \sigma(0) \times [\Delta \sigma_{олн} / \sigma(0)]^{-1}$ , где  $\Delta \sigma_{отн} = \sigma_{отн}(H) - \sigma(0)$ ,  $\Delta \sigma_{олн} = \sigma_{олн}(H) - \sigma(0)$ ,  $\sigma_{отн}$ ,  $\sigma_{олн}$  и  $\sigma(0)$  — проводимость в магнитном поле, приложенном вдоль осей трудного (ОТН) и легкого (ОЛН) намагничения и в нулевом магнитном поле. На рис. 1 представлены зависимости этого параметра от угла  $\alpha$  относительно ОЛН. Видно, что в ферритах, содержащих ионы  $Co^{2+}$  и  $Fe^{2+}$ , возникает анизотропия МП, которая особенно велика в феррите  $CoFe_2O_4$  (600%). В стехиометрическом феррите  $MnFe_2O_4$  анизотропия МП отсутствует.

Известно, что наведенная ТМО магнитная анизотропия обусловлена диффузией ионов с сильной спин-орбитальной связью под действием магнитного поля в одну из четырех неэквивалентных октаэдрических позиций, тригональная ось которой совпадает или близка к направлению внутреннего магнитного поля [3]. Это приводит к уменьшению магнитной части внутренней энергии и стабилизации заданного направления ОЛН. Обнаруженная анизотропия МП в исследованных ферритах связана с зависимостью магнитной части энергии активации носителей от энергии спин-орбитального взаимодействия. При воздействии полем вдоль ОТН происходит разворот спиновых моментов акцепторных центров на основе  $Co^{3+}$  и донорных центров на основе  $Fe^{2+}$ . При этом из-за спин-орбитального взаимодействия происходит изменение энергии примесных центров, что и приводит к соответствующему изменению энергии активации носителей. Отсут-

стве анизотропии МП в  $MnFe_2O_4$  свидетельствует о малой концентрации ионов  $Fe^{2+}$  в этом феррите.

Из данных по МП можно оценить значение констант спин-орбитального взаимодействия примесных центров. Проводимость примесного магнитного полупроводника имеет вид

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left[ - \frac{\Delta E_{\alpha, d} + \Delta E_M + \Delta E_{SO}}{kT} \right], \quad (1)$$

где  $\Delta E_{\alpha, d}$  - энергия активации дырок или электронов, определяющая  $\sigma(0)$ ,  $\Delta E_M$  - магнитная часть энергии активации, модифицированная ТМО,  $\Delta E_{SO}$  - изменение спин-орбитальной энергии, обусловленное поворотом магнитных моментов примесных акцепторных или донорных центров относительно ОЛН. Спин-орбитальный вклад в энергию активации может быть выделен из выражения  $1 - \sigma_{0ЛН}(H) / \sigma_{0ЛН}(H)$  с использованием (1)

$$\Delta E_{SO} = kT \ln \left[ \sigma_{0ЛН}(H) / \sigma_{0ЛН}(H) \right]. \quad (2)$$

Энергия спин-орбитальной связи из [3]  $E_{SO} = \lambda (\vec{S} \vec{L})$ , где  $\lambda$  - константа спин-орбитального взаимодействия,  $\vec{S}$  и  $\vec{L}$  - спиновый и орбитальный моменты ионов. Ее изменение при повороте спина за полем можно записать в виде

$$\Delta E_{SO} = L \lambda (1 - \cos \alpha) S m(T), \quad (3)$$

где  $\alpha$  - угол между спиновым и орбитальным моментом,  $m(T) = \frac{M(T)}{M(0)}$  - относительная намагниченность. Так как в кубическом кристалле упорядочение орбитальных моментов идет вдоль ближайшей к направлению внешнего поля оси [111], то угол  $\alpha$  в поликристалле является усредненной величиной, равной  $54.7^\circ$  [3]. Определенные из эксперимента по формуле (3) значения соответствующих констант равны  $\lambda_{Co^{3+}} = -100 \text{ см}^{-1}$ ,  $\lambda_{Fe^{2+}} = -53 \text{ см}^{-1}$ . Оценки другими методами дают: в структуре граната  $\lambda_{Co^{3+}} = -110 \text{ см}^{-1}$  [4] и  $\lambda_{Fe^{2+}} = -80 \text{ см}^{-1}$  [5]; в структуре шпинели  $\lambda_{Fe^{2+}} = -52.5 \text{ см}^{-1}$  [6].

Таким образом, анизотропия МП в ферритах обусловлена спин-орбитальным вкладом в энергию активации проводимости.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Бержанский В.Н., Чернов В.К. - ФТТ, 1982, т. 24, с. 2390-2395.
- [2] Метляев Т.Н., Евстафьев И.И. Физика магнитных полупроводников. Красноярск, 1987, с. 177-185.
- [3] Крупичка С. Физика ферритов и родственных им оксидов. М.: Мир, 1976, т. 2. 504 с.

- [4] Sturge M.D., G y o r g y E.M., L e  
C r a w R.G., R e m e i k a J.P. - Phys.  
Rev., 1969, v. 180, p. 413-423.
- [5] R u d o w i c z Cz. - J. Appl. Phys., 1979,  
v. 50 (II), p. 7745-7717.
- [6] А б р а г а м А., Б л и н и Б. ЭПР переходных ионов.  
М.: Мир, 1972, т. 1. 652 с.

Симферопольский государственный  
университет им. М.В. Фрунзе

Поступило в Редакцию  
12 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 10

26 мая 1988 г.

### О ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИМ УПОРЯДОЧЕНИЕМ ПРИ ИОННО-ЛУЧЕВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ПОЛУПРОВОДНИКИ

И.В. В е р н е р, А.Б. Д а н и л и н

Для ионной имплантации характерно, что процесс внедрения ускоренных ионов в кристаллическую мишень сопровождается генерацией радиационных дефектов, концентрация которых на порядки величины превышает концентрацию бомбардирующих частиц, а их природа зависит от условий имплантации (массы ионов, дозы, температуры облучения и т.д.). Спектр радиационных нарушений исключительно широк: от пар Френкеля до полностью аморфизованных областей, что существенно определяет свойства ионнолегированных кристаллов. Естественно, возникает вопрос: нельзя ли найти достаточно универсальный подход к анализу поведения радиационных нарушений, чтобы эффективно управлять свойствами облучаемых кристаллов на стадии взаимодействия с внешним пучком?

Для различных процессов, являющихся проявлением взаимодействия ионно-лучевого потока и полупроводника есть одно общее, объединяющее их начало. Это то, что твердое тело под действием ионизирующего пучка есть система, находящаяся далеко от термодинамического равновесия. При определенных значениях основных параметров в таких системах возможно так называемое „когерентное" поведение ансамбля, составляющих объект частиц, что приводит к появлению неустойчивостей различного типа, развитие которых обуславливает динамическое упорядочение, а именно, могут возникнуть периодические, квазипериодические, временные, пространственные, пространственно-временные распределения физических величин [1]. Тот или иной тип поведения системы зависит от того, какие параметры мы фиксируем, какой характер нелинейности реализуется в конкретной неравновесной ситуации, какие параметры системы и внешнего воздействия можно варьировать.