

07

Наблюдение проявлений токов спонтанного намагничивания в кристаллах HgSe с низкой концентрацией примесей 3d-переходного металла

© А.Т. Лончаков, В.И. Окулов, С.Б. Бобин, В.В. Дерюшкин,
Т.Е. Говоркова

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург
E-mail: lonchakov@imp.uran.ru

Поступило в Редакцию 1 июля 2016 г.

Предложен дифференциальный метод исследования эффекта Холла в режиме тока Холла, реализация которого является возможной благодаря неоднородному распределению в образце концентрации носителей заряда. Этот метод апробирован в кристаллах HgSe:Co и HgSe:Ga с целью наблюдения аномального вклада в холловский ток, связанного с током спонтанного намагничивания, и сравнительного анализа степени неоднородности образцов.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.01.44086.16395

Объектами исследования в настоящей работе являются кристаллы HgSe, содержащие малые концентрации примесей 3d-переходных металлов. Специфика этих систем состоит в гибридизации примесных 3d-состояний с зонными состояниями полосы проводимости кристалла [1]. При определенной концентрации донорных электронов, величина которой зависит от сорта 3d-переходного металла, появляется возможность реализации спонтанного спинового упорядочения электронов в гибридизированных состояниях [2]. Этот принципиальный теоретический результат получил прямое экспериментальное подтверждение в обнаружении аномального эффекта Холла (АЭХ) в кристаллах HgSe, легированных железом [3], а затем в образцах HgSe, содержащих другие 3d-примеси [4]. Перечисленные системы были определены нами как слабые магнетики ввиду малой $\sim (0.01-0.1)$ at.% концентрации магнитной примеси. В работах [3,5] представлены основные положения

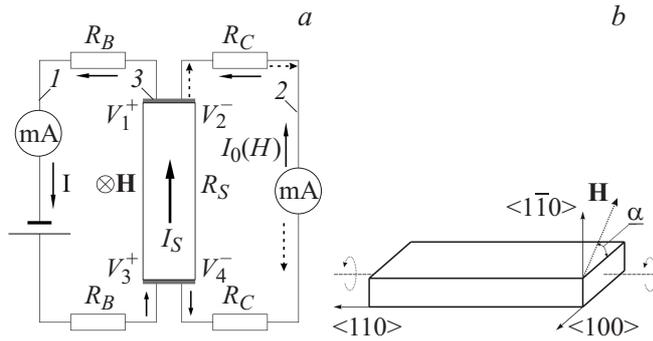


Рис. 1. *a* — принципиальная схема, иллюстрирующая дифференциальный метод тока Холла: I — высокоомная цепь с $R_B \sim 10^3 \Omega$; сопротивление образца $R_S \sim 10^{-2} \Omega$; 2 — вторичная низкоомная цепь с $R_C \sim 1 \Omega$; 3 — токовый контакт. Остальные пояснения — в тексте. *b* — вид образца с указанием оси вращения и ориентации магнитного поля относительно кристаллографических направлений для образцов $1-3$.

теоретического описания АЭХ в сильно разбавленных магнитных системах со спонтанной поляризацией носителей заряда. Показано, что АЭХ в слабом магнетике имеет термодинамическую природу, основой физического механизма которой является аномальный вклад в холловский ток проводимости от тока намагничивания, вызванного приложенным электрическим полем [3,5]. Очевидно, что наблюдение в эксперименте проявлений таких токов намагничивания послужило бы еще одним наглядным и весомым доказательством существования спонтанной спиновой поляризации в слабых магнетиках на основе HgSe.

В методическом плане предлагаемый нами метод исследования эффекта Холла в режиме холловского тока отличается от описанных в [6] методов для постоянного тока и постоянного магнитного поля, которые можно назвать прямыми методами. Идея, лежащая в его основе, отражена на рис. 1, *a*. В нашей схеме наряду с основной (высокоомной) цепью используется параллельная ей вторичная токовая цепь с достаточно малым сопротивлением $R_C \ll R_B$. При наличии в основной цепи тока I во вторичной цепи, согласно правилу Кирхгофа, будет протекать ток $I_0 = I - I_S$ (где I_S — ток через образец), который мы назвали „током отражения“. Причину выбора этого термина можно

уяснить из расположения стрелок, обозначающих токи I и I_0 вблизи нижнего торца образца на рис. 1, *a*. Очевидно, что приложение внешнего магнитного поля H приведет к четному по магнитному полю изменению тока I_0 из-за эффекта магнетосопротивления образца. Вместе с тем в магнитном поле поперек образца возникнет эдс Холла. Вследствие неоднородности в распределении концентрации носителей тока, которая всегда имеет место в реальных образцах, холловское напряжение вблизи токовых электродов, полностью покрывающих верхний и нижний торцы образца (рис. 1, *a*), будет различным. Пусть для определенности концентрация электронов вблизи верхнего торца образца меньше, чем вблизи нижнего. Тогда можно определить отличную от нуля разность напряжений: $\Delta V = (V_1^+ - V_2^-) - (V_3^+ - V_4^-) = (V_1^+ - V_3^+) - (V_2^- - V_4^-)$ (рис. 1, *a*), что эквивалентно возникновению между торцами образца нескомпенсированной эдс. Она приведет к тому, что в токе отражения обнаружится нечетная по магнитному полю добавка $(\Delta I_0)_{odd}$ (пунктирные стрелки на рис. 1, *a*). Другими словами, нечетный вклад должен появиться из-за разности величин токов Холла вблизи торцов образца, возникающих вследствие шунтирующего действия токовых электродов [6]. Поэтому предлагаемый метод можно назвать дифференциальным методом исследования эффекта Холла в режиме тока Холла. Его привлекательность заключается в том, что, помимо информации об особенностях поведения тока Холла, с его помощью можно дополнительно получать сведения о степени неоднородности образца без использования потенциальных зондов.

Сделаем краткое пояснение по этому поводу исходя из схемы на рис. 1, *a*. Запишем выражение для полного тока Холла в виде [6]

$$I_H \approx \mu_H I H = \rho_{xy} \sigma I, \quad (1)$$

где $\mu_H = R_H \sigma$ — холловская подвижность, $\rho_{xy} = R_H H$ — холловское сопротивление, σ — проводимость. В (1) для упрощения мы пренебрегли малой разностью между токами I и I_S и положили поправочный коэффициент, зависящий от геометрии образца, равным единице, что приближенно выполняется для длинных образцов прямоугольного сечения [6]. Если образец изотропен, то для разности холловских токов вблизи его торцов получим

$$\Delta I_H \approx \Delta R_H \sigma I H, \quad (2)$$

где $\Delta R_H = (R_1 - R_2)$ — разность коэффициентов Холла у верхнего (R_1) и нижнего (R_2) токовых электродов. Тогда, используя (2), можно

следующим образом определить параметр неоднородности образца

$$\frac{\Delta n}{n} \approx \frac{\Delta R_H}{R_H} \approx \frac{\Delta I_{Hne}}{\sigma IH} = \frac{K(\Delta I_0)_{odd}}{\mu_H IH}, \quad (3)$$

где $\Delta n = (n_2 - n_1)$, n — средняя по образцу концентрация электронов. В выражении (3) отражено, что разность ΔI_H и измеряемый в эксперименте нечетный вклад $(\Delta I_0)_{odd}$, как часть ΔI_H , связаны линейно через коэффициент K . Можно думать, что его величина в основном определяется соотношением между R_C и сопротивлением образца R_{\perp} в направлении тока Холла. В актуальном для нас предельном случае низкоомного образца ($R_{\perp} \ll R_C$) разумным является допущение, что $K \sim \sigma$. Это позволяет с помощью (3) для i -го и j -го образцов, взятых из набора образцов с примерно одинаковой геометрией, ввести важную для практики характеристику — отношение параметров неоднородности

$$\gamma_{ij} = \frac{\Delta n_i n_j}{\Delta n_j n_i} \approx \frac{n_i}{n_j} \frac{I_j}{I_i} \frac{(\Delta I_{0i})_{odd}}{(\Delta I_{0j})_{odd}}. \quad (4)$$

Составной частью методики эксперимента являлось вращение образца в магнитном поле, которое величиной до 25 кОе создавалось в наших экспериментах электромагнитом. Ось вращения совпадала с направлением электрического тока, а магнитное поле было направлено перпендикулярно току. Угол вращения α отсчитывался от широкой грани образца (рис. 1, *b*). Сначала образец поворачивался от 0 до 180° в магнитном поле, имеющем условно положительное направление ($+\mathbf{H}$), и возвращался в исходное положение. Направление магнитного поля менялось на противоположное ($-\mathbf{H}$), и образец снова вращался от 0 до 180°. В этом случае углам поворота образца приписывались отрицательные значения. Очевидно, что такое поэтапное вращение эквивалентно повороту образца от 0 до 360° без коммутации магнитного поля.

Исходя из вышеизложенного, в работе ставилась задача выделить в угловой и магнитополевой зависимости тока отражения нечетную компоненту, определить ее зависимость для исследуемых образцов от величины и направления магнитного поля и получить информацию о степени однородности образцов.

В качестве объектов исследования были выбраны ориентированные образцы HgSe, легированные примесью Co малой концентрации, и для сравнения — специально неориентированный образец HgSe,

Основные параметры образцов при $T = 300$ К

№	Примесь	Концентрация примеси, cm^{-3}	$n_e \cdot 10^{18}$, cm^{-3}	$\sigma \cdot 10^4$, $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$	$\mu_H \cdot 10^4$, $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$	I , мА
1	Со	$6 \cdot 10^{17}$	1.24	0.24	1.19	70
2	Со	$1.5 \cdot 10^{18}$	0.56	0.15	1.62	60
3	Со	$4 \cdot 10^{18}$	0.88	0.20	1.40	70
4	Со	$7 \cdot 10^{18}$	0.57	0.15	1.66	60
5	Ga	$5.5 \cdot 10^{18}$	5.6	0.6	0.67	80

легированный немагнитной примесью — галлием. Образцы имели форму прямоугольного параллелепипеда с размерами $\approx (1 \times 2 \times 8)$ мм. В таблице приведены нумерация, основные физические характеристики исследованных кристаллов при $T = 300$ К и значения тока I в основной цепи. Величина тока I_0 в зависимости от образца варьировалась в интервале $\approx (300-500)$ мА. На рис. 1, *b* показан вариант ориентации для образцов 1–3. Для образца 4 направления $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ менялись местами.

На рис. 2 приведена зависимость тока отражения $I_H = I_0 + \Delta I_0(H)$ от угла поворота α для образцов 2 и 3 в магнитном поле $H = 20$ кОе. Здесь $\Delta I_0(H)$ — приращение тока отражения в магнитном поле. Видно, что при изменении знака α наблюдается заметная асимметрия в угловом распределении тока отражения, свидетельствующая о наличии нечетного вклада в его угловой зависимости. Зависимость искомой нечетной компоненты $(\Delta I_0)_{odd}$ от угла поворота в интервале от 0 до 360° представлена на рис. 3, *a*. Для исследованных образцов ее можно описать эмпирическим законом $(\Delta I_0)_{odd} = A \sin(\alpha + \varphi_0) = a \sin \alpha + b \cos \alpha$, где $A = \sqrt{a^2 + b^2}$, $\text{tg } \varphi_0 = b/a$. В рамках предложенного метода разложение на синус и косинус по физическому смыслу отражает протекание холловского тока при закорачивании сплошным токовым электродом двух узких и двух широких граней образца, что отвечает перпендикулярной ($\alpha = 90^\circ$) и параллельной ($\alpha = 0^\circ$) компонентам вектора \mathbf{H} .

Зависимость нечетно составляющей $(\Delta I_0)_{odd}$ от магнитного поля при фиксированном угле поворота для ряда исследованных образцов представлено на рис. 3, *b*. Для образца HgSe:Ga, в котором нет холловской аномалии, она линейна по магнитному полю, о чем свидетельствует подгонка данных для образца 5 линейной функцией (сплошная прямая

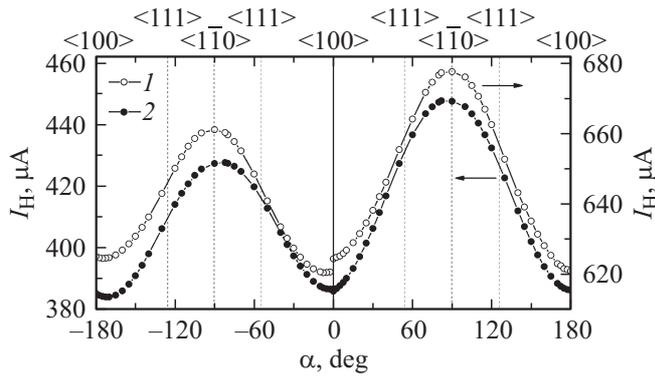


Рис. 2. Зависимость тока отражения I_H от угла поворота образца α при $T = 300$ К для образца 2 (кривая 1) и 3 (кривая 2). На верхней шкале здесь и на рис. 3, a отмечены кристаллографические направления кубического кристалла.

на рис. 3, b). Для образцов HgSe:Co, в которых реализуется аномальный эффект Холла, характер магнитопольевой зависимости $(\Delta I_0)_{odd}$ заметно меняется. Она становится нелинейной в сравнительно низких магнитных полях с тенденцией выхода на линейную зависимость с увеличением H . Этот результат, во-первых, указывает на наличие в разности $(\Delta I_0)_{odd}$ аномального вклада, который проявляет свойство насыщения с ростом H , как это имеет место для аномального вклада в холловское напряжение [3,4]; во-вторых, является свидетельством неоднородного распределения концентрации поляризованных по спину электронов. Оценим отношение параметров неоднородности по формуле (4) на примере образцов 3–5 при $\alpha = 90^\circ$. Для образца 5 величина $(\Delta I_0)_{odd}$ в поле $H = 25$ kOe составляет $\approx 0.9 \mu A$ (рис. 3, b , кривая 5). Для образцов 3 и 4 после вычета аномального вклада из зависимостей (2) и (4) (рис. 3, b) получим в таком же поле $(\Delta I_0)_{odd} \approx 5.4$ и $1.9 \mu A$ соответственно. Используя данные таблицы, для I и n_e имеем: $\gamma_{34} = 3.8$, $\gamma_{35} = 1.08$, $\gamma_{54} = 3.5$. Таким образом, наиболее однородным из этих образцов в соответствии с (4) является образец 4, а самым неоднородным — образец 3, что, однако, заметно не отражается на проявлении аномального вклада в $(\Delta I_0)_{odd}$ у образцов 3 и 4.

Согласно теории [3,5], наличие в системе спонтанной намагниченности за счет спин-поляризованных электронов приводит к возбуждению

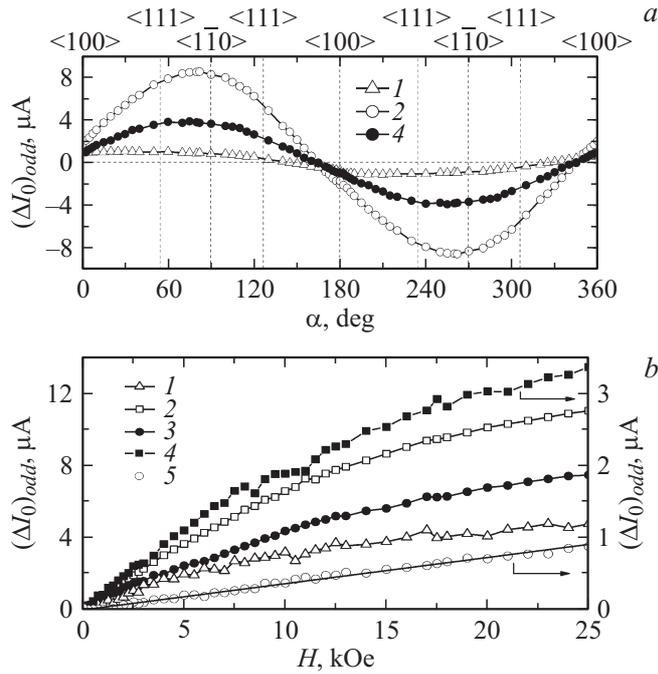


Рис. 3. *a* — зависимость нечетного вклада в ток отражения $(\Delta I_0)_{odd}$ от угла поворота α в магнитном поле 20 кОе при $T = 300$ К. Номера кривых совпадают с номерами образцов в таблице. *b* — зависимость составляющей $(\Delta I_0)_{odd}$ от магнитного поля для образца 2 (кривая 1), 3 (кривые 2, 3), 4 (кривая 4) и 5 (кривая 5). Значения температур: 300 К (кривые 2–5) и 77 К (кривая 1). Кривая 3 получена при $\alpha = 60^\circ$, остальные кривые — при $\alpha = 90^\circ$.

в электрическом и магнитном поле тока спонтанного намагничивания $\mathbf{J}_m = \sigma_m[\mathbf{h} \times \mathbf{E}]$ и к такому же вкладу в обычный холловский ток ($\mathbf{h} = (\mathbf{H}/H)$, \mathbf{E} — приложенное электрическое поле, σ_m — магнитная проводимость, характеризующая спонтанную намагниченность). Таким образом, наблюдаемое на эксперименте свойство насыщения аномального вклада в $(\Delta I_0)_{odd}$ для образцов HgSe:Co можно связать с проявлением насыщения тока спонтанного намагничивания, отражающего соответствующее поведение спонтанной намагниченности спин-поляризованных электронов (или величины σ_m) с ростом магнитного поля.

В заключение отметим, что характер аномальной магнитополовой зависимости разностного холловского тока для образцов HgSe:Co (рис. 3, *b*), как и ожидалось в силу (1) и (2), качественно соответствует полученной нами ранее в подобных системах зависимости холловского напряжения от магнитного поля [3,4]. Вместе с тем можно констатировать, что предложенный в настоящей работе дифференциальный метод тока Холла оказался более чувствительным к проявлению аномального вклада, чем холловское напряжение.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема „Электрон“, № 01201463326) при частичной поддержке гранта РФФИ (проект № 15-02-08909) и программы фундаментальных исследований УрО РАН (проект № 15-17-2-32).

Список литературы

- [1] Окулов В.И. // ФНТ. 2004. Т. 30. № 11. С. 1194–1202. [Okulov V.I. // Low Temp. Phys. 2004. V. 30. N 11. P 897–903].
- [2] Окулов В.И., Памятных Е.А., Силин В.П. // ФНТ. 2011. Т. 37. № 9/10. С. 1001–1007. [Okulov V.I., Pamyatnykh E.A., Silin V.P. // Low Temp. Phys. 2011. V. 37. N 9/10. P. 798–802].
- [3] Лончаков А.Т., Окулов В.И., Говоркова Т.Е. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96. № 6. С. 444–448. [Lonchakov A.T., Okulov V.I., Govorkova T.E. // JETP Letters. 2012. V. 96. N 6. P. 405–409].
- [4] Lonchakov A.T., Okulov V.I., Pamyatnykh E.A. et al. // Sol. St. Phenom. 2015. V. 233–234. P. 456–459.
- [5] Окулов В.И., Памятных Е.А., Лончаков А.Т. // ФНТ. 2014. Т. 40. № 11. С. 1322–1324. [Okulov V.I., Pamyatnykh E.A., Lonchakov A.T. // Low Temp. Phys. 2014. V. 37. N 11. P. 798–802].
- [6] Кучис Е.В. Методы исследования эффекта Холла. М.: Сов. радио, 1974. 328 с.