

Аномальный эффект Холла в фрустрированных магнетиках

© В.В. Глушков^{1,2}, М.А. Анисимов¹, А.В. Богач^{1,5}, А.Д. Божко¹, С.В. Демишев^{1,2},
В.Н. Краснорусский¹, А.Н. Самарин^{1,3}, В.Б. Филипов⁴, Н.Ю. Шицевалова⁴

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
Москва, Россия

² Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“,
Москва, Россия

³ Московский физико-технический институт (государственный университет),
Долгопрудный, Россия

⁴ Институт проблем материаловедения им. И. Францевича НАНУ,
Киев, Украина

⁵ Национальный исследовательский технологический университет „МИСИС“,
Москва, Россия

E-mail: glushkov@lt.gpi.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 22 апреля 2019 г.

Принята к публикации 24 апреля 2019 г.

Для твердых растворов замещения $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$, $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($0 \leq x \leq 1$) и $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ ($x < 0.04$) выполнен сравнительный анализ эффекта Холла в диапазоне температур 2–300 К в магнитных полях до 8 Т. Для систем с различными видами магнитной фрустрации идентифицирован аномальный вклад в эффект Холла $\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}M$. Линейный скейлинг $\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}$, зарегистрированный в диапазоне сопротивлений $\rho_{xx} \sim 0.01\text{--}1\text{ м}\Omega \cdot \text{см}$ вне области применимости классической модели асимметричного рассеяния, связывается с ростом амплитуды спиновых флуктуаций в парамагнитной фазе исследуемых соединений с неколлинеарной магнитной структурой. Для $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$ и $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ выделен топологический вклад в эффект Холла, амплитуда которого варьируется от $80\text{ н}\Omega \cdot \text{см}$ (для $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$) до $7.5\text{ }\mu\Omega \cdot \text{см}$ (для $\text{Eu}_{0.97}\text{Gd}_{0.03}\text{B}_6$).

Ключевые слова: аномальный эффект Холла, фрустрация, антиферромагнетизм.

DOI: 10.21883/FTT.2019.09.48109.16N

1. Введение

В рамках существующей классификации [1] принято различать внутренний (собственный) аномальный эффект Холла (АЭХ), определяемый поперечной добавкой к скорости за счет вклада фазы Берри в системах с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ), и внешний (примесный) АЭХ, связанный с рассеянием носителей заряда на примесных центрах. Однако, АЭХ возникает и в неколлинеарных ферромагнетиках, в которых ненулевая скалярная киральность $S_i(S_j \times S_k) \neq 0$ приводит к появлению эффективного магнитного поля даже в отсутствии СОВ [2], и в магнитных металлах с нетривиальной топологией спиновых структур в координатном пространстве [3–7].

При интерпретации экспериментальных данных возникает проблема идентификации механизмов АЭХ [1]. Асимметричное рассеяние (skew scattering), для которого угол рассеяния зависит от взаимной ориентации спина носителя заряда и магнитного момента примеси, дает зависимость $\rho_{xx}^A \sim \rho_{xx}$ (случай чистых металлов $\rho_{xx} < 1\text{ }\mu\Omega \cdot \text{см}$) [8]. Для диапазона сопротивлений $\rho_{xx} = 1\text{--}100\text{ }\mu\Omega \cdot \text{см}$ доминирует внутренний АЭХ, обусловленный влиянием фазы Берри ($\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}^2$) [9]. Вкладом рассеяния за счет бокового смещения электрона (side jumping) [10] с аналогичным скейлингом

($\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}^2$, где ρ_{xx0} — остаточное сопротивление металла), как правило, пренебрегают [1]. „Грязный“ предел ($\rho_{xx} > 100\text{ }\mu\Omega \cdot \text{см}$) характеризуется промежуточным поведением $\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}^n$ с показателями степени $n = 1.6\text{--}1.8$, которые связывают с переходом к режиму прыжковой проводимости [1].

Важным примером „нарушения“ существующей классификации является смена режимов АЭХ в киральных магнетиках $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$, проявляющаяся в переходе от внутреннего эффекта, определяемого вкладом фазы Берри в фазе с магнитным порядком ($\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}^2$, $T < T_c$) [11], к внешнему, наблюдаемому в парамагнитном состоянии ($\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}$, $T > T_c$) [12,13]. Необычная асимптотика реализуется в режиме доминирующего рассеяния носителей заряда ($\rho_{xx} \sim 10\text{--}100\text{ }\mu\Omega \cdot \text{см}$) вне области применимости классической модели асимметричного рассеяния [8]. Линейный скейлинг АЭХ, зарегистрированный в парамагнитной фазе $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ в широком диапазоне концентраций железа (до 30 at.%) в умеренных магнитных полях (до 1.5 Т) при температурах до 60 К, не имеет объяснения в рамках существующих моделей [1].

Количественный анализ параметров двух групп носителей заряда в ряду $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ показал, что рост концентрации дырок с увеличением содержания железа

приводит к сильному изменению вкладов в косвенное обменное взаимодействие между ионами марганца в первой и второй координационных сферах [13]. При этом режим наибольшей фрустрации реализуется в квантовых критических точках ($x^* \sim 0.12$ и $x_C \sim 0.24$), в которых амплитуды антиферромагнитного и ферромагнитного обмена между ионами марганца в различных координационных сферах становятся сопоставимы. В такой ситуации важно выяснить а) сохраняется ли асимптотика $\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}$ для богатых железом составов $Mn_{1-x}Fe_xSi$ и б) является ли линейный скейлинг аномального холловского сопротивления универсальным для систем с различными видами магнитной фрустрации [2].

2. Методика эксперимента

Для выяснения природы альтернативного механизма АЭХ в качестве объектов исследования были выбраны сильно коррелированные электронные системы с различными видами магнитной фрустрации (геометрической — в $Ho_{1-x}Lu_xB_{12}$, координационной — в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ и амплитудной — в $Eu_{1-x}Gd_xB_6$). Монокристаллические образцы высших боридов редкоземельных металлов были выращены методом бестигельной индукционной зонной плавки в атмосфере аргона в ИПМ НАНУ. Образец FeSi был вырезан из монокристаллического стержня, выращенного методом Чохральского и ранее использованного для подготовки образцов, исследованных в работах [14,15]. Вырезанные образцы шлифовались до необходимых размеров (толщины 100–500 μm) с последующим травлением поверхности в смеси кислот. Измерения гальваномагнитных свойств проводились при помощи стандартного шестиконтактного метода на экспериментальной установке ИОФ РАН в диапазоне температур 2–300 К в магнитном поле до 8 Т. Для анализа АЭХ использовались данные намагниченности, измеренные на СКВИД-магнитометре MPMS-5 (ИОФ РАН). Влияние размагничивающего поля учитывалось при помощи стандартной процедуры. Для сравнительного анализа использовались данные исследования АЭХ в твердых растворах замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($0 \leq x < 0.3$), ранее опубликованные в [12,13].

3. Результаты и обсуждение

Исследования эффекта Холла в киральных магнетиках $Mn_{1-x}Fe_xSi$ ($0 \leq x \leq 0.3$) [13] показали, что рост концентрации растворенного железа приводит к инверсии знаков аномального и нормального эффектов Холла, при этом в парамагнитной фазе $Mn_{1-x}Fe_xSi$ линейный скейлинг $\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}$ сохраняется во всем диапазоне исследованных температур (вплоть до 60 К). Для узкозонного полупроводника FeSi знаки нормального ($\rho_{xy} > 0$) и аномального ($\rho_{xy} < 0$) холловского сопротивления в FeSi хорошо согласуются со знаками соответствующих параметров, определяющих эффект

Холла в твердых растворах замещения $Mn_{1-x}Fe_xSi$ с большим содержанием железа ($x > 0.12$) [13]. Однако, в случае FeSi амплитуда АЭХ монотонно растет с понижением температуры более чем на 6 порядков по абсолютной величине (от $\rho_{xy}^A \approx -0.17 \mu\Omega \cdot cm$ при 60 К до $\rho_{xy}^A \approx -0.7 \Omega \cdot cm$ при 1.8 К, см. рис. 1). Сильную температурную зависимость, по-видимому, следует связать с особенностями спин-поляронного режима проводимости, определяющего зарядовый транспорт в FeSi при температурах ниже 80 К [14]. Более того, в отличие от $Mn_{1-x}Fe_xSi$, в парамагнитной фазе моносилцида железа ($T > T_C = 15$ К [14]) доминирует аномальный вклад, определяемый изменением фазы Берри ($\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}^2$, вставка на рис. 1). Наблюдаемое различие обусловлено особенностями спин-поляронных состояний, формирование которых сопровождается полной спиновой поляризацией ионов железа в окрестности носителя заряда p -типа с характерным радиусом поляризованной области 4–5 \AA [14]. При этом возникновение необычного скейлинга $\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}^{1.5}$ (вставка на рис. 1) ниже 15 К, по-видимому, определяется переходом к основному магнитному состоянию FeSi, в котором аномальный эффект Холла характеризуется сильным гистерезисом за счет появления легкой оси намагничивания вдоль кристаллографического направления $\langle 111 \rangle$ [14].

В отличие от моносилцида железа, в исследованных высших боридах редкоземельных металлов $Ho_{0.5}Lu_{0.5}B_{12}$ и $Eu_{1-x}Gd_xB_6$ ($x < 0.04$) аномальный вклад в эффект Холла $\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}M$, обусловленный асимметричным рассеянием носителей заряда, проявляется в парамагнитной фазе (рис. 2–3). Однако, прямой аналогии с эффектом Холла в $Mn_{1-x}Fe_xSi$ не наблюдается. Действительно, для $Ho_{0.5}Lu_{0.5}B_{12}$ в магнитных полях выше границы антиферромагнитной фазы полевая зависимость холловского сопротивления с хорошей точностью описывается выражением $\rho_{xy} = R_H B + S_1 \rho_{xx} M$ (результат аппроксимации

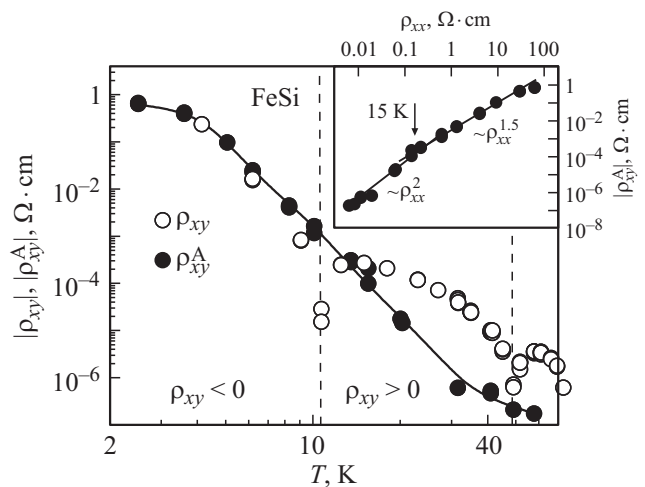


Рис. 1. Температурные зависимости холловского сопротивления ρ_{xy} и аномального вклада в эффект Холла ρ_{xy}^A для FeSi в магнитном поле 7 Т. Для всего диапазона температур $\rho_{xy}^A < 0$. На вставке показана параметрическая зависимость $\rho_{xy}^A = f(\rho_{xx})$.

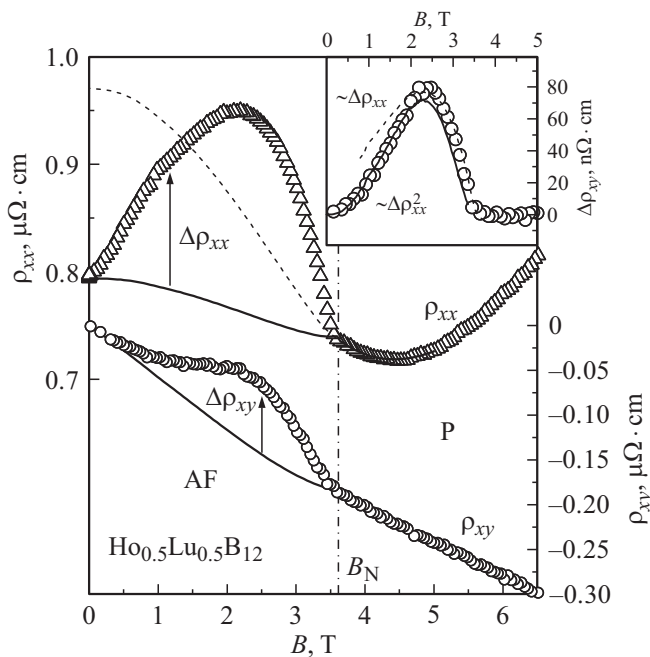


Рис. 2. Полевые зависимости удельного сопротивления ρ_{xx} и холловского сопротивления ρ_{xy} в $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$ (температура Нееля $T_N \approx 3.4$ К) при температуре 2.1 К (магнитное поле направлено вдоль $\langle 100 \rangle$). На вставке показан топологический вклад в холловское сопротивление (см. текст).

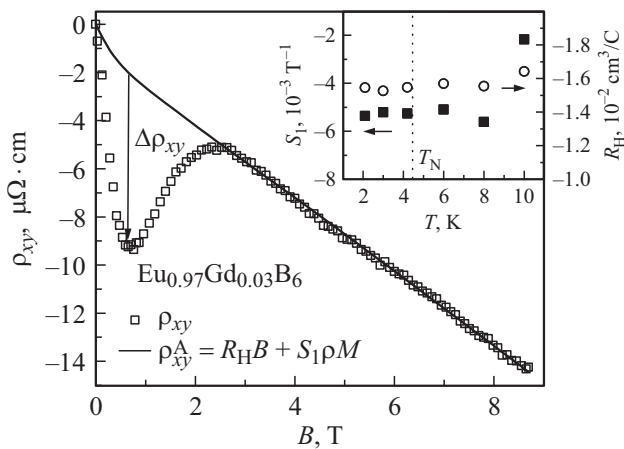


Рис. 3. Эффект Холла в $\text{Eu}_{0.97}\text{Gd}_{0.03}\text{B}_6$ при $T = 2.1$ К. Линией обозначен аномальный вклад $\rho_{xy}^A = R_H B + S_1 \rho_{xx} M$ ($R_H = -1.55 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3/\text{C}$ и $S_1 = -5.2 \cdot 10^{-3} \text{ T}^{-1}$). Стрелкой показан топологический эффект Холла $\Delta\rho_{xy}$. На вставке представлена температурная эволюция параметров S_1 и R_H ($T_N \approx 4.3$ К — температура Нееля).

с параметрами $R_H = -3.74 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^3/\text{C}$ и $S_1 = 3.1 \text{ T}^{-1}$ представлен сплошной линией на рис. 2). Отметим, что нормальный коэффициент Холла в пределах точности ($\sim 10\%$) не зависит от ориентации магнитного поля относительно кристаллографических направлений, в то время как для параметра S_1 наблюдается сильная анизотропия (со сменой знака для направления $\langle 111 \rangle$) и сильная зависимость от температуры в окрестности

точки Нееля для всех исследованных образцов. Так, для $B \parallel \langle 110 \rangle$ параметр $S_1 = -(0.7 \pm 0.1) \text{ T}^{-1}$ практически не зависит от температуры, в то время как для $B \parallel \langle 111 \rangle$ ρ_{xy}^A меняет знак, уменьшаясь от значений $S_1 = +4.7 \text{ T}^{-1}$ при $T = 2$ К до $S_1 = -5.1 \text{ T}^{-1}$ при $T = 4.2$ К.

С другой стороны, в антиферромагнитной фазе $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$ экспериментальные данные $\rho_{xy}(B)$ заметно отклоняются от расчетной кривой в сторону положительных значений (рис. 2). Амплитуда разности $\Delta\rho_{xy} = \rho_{xy} - (R_H B + S_1 \rho_{xx} M)$ немонотонно меняется с ростом магнитного поля, проходя через максимальные значения $\Delta\rho_{xy} \sim +80 \text{ n}\Omega \cdot \text{cm}$ в поле $B^* \approx 2.5$ Т при 2.1 К. Более того, амплитуда $\Delta\rho_{xy}$ зависит от ориентации магнитного поля и варьируется в пределах от $\Delta\rho_{xy} \approx +80 \text{ n}\Omega \cdot \text{cm}$ ($B \parallel \langle 100 \rangle$) до $\Delta\rho_{xy} \approx +15 \text{ n}\Omega \cdot \text{cm}$ ($B \parallel \langle 111 \rangle$) при $T = 2$ К. На полевых зависимостях магнитосопротивления (верхняя часть рис. 2) наблюдается аналогичная аномалия, амплитуда которой уменьшается по мере приближения к точке Нееля. Для выделения магнитного вклада в удельное сопротивление экспериментальные данные $\rho_{xx}(B)$ аппроксимировались выражением $\rho_{xx} = \rho_{xx0} + AB^2 - CM^2$, в котором второе слагаемое ($\sim B^2$) определяет вклад зонных электронов, а третий член ($\sim M^2$) учитывает отрицательное магнитосопротивление (ОМС) за счет магнитного рассеяния носителей заряда на локализованных магнитных моментах. Предполагалось, что в антиферромагнитной фазе магнитный порядок уменьшает вклад ОМС ($C(B < B_C) < C(B > B_C)$) для $T = 2.1$ К, в то время как зонный вклад остается неизменным. Результирующий разностный вклад в удельное сопротивление $\Delta\rho_{xx}$ представлен в верхней части рис. 2. Сопоставление магнитных вкладов в удельное сопротивление $\Delta\rho_{xx}$ и эффект Холла $\Delta\rho_{xy}$ показало, что в области полей $B < B^*$ выполняется соотношение $\Delta\rho_{xy} \sim (\Delta\rho_{xx})^2$, а в области полей $B > B^*$ магнитный вклад в эффект Холла с лучшей точностью описывается соотношением $\Delta\rho_{xy} \sim \Delta\rho_{xx}$ (вставка на рис. 2). Необычная корреляция между магнитными вкладами, на наш взгляд, может возникать из-за экзотической спиновой структуры в антиферромагнитной фазе $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$ по аналогии с топологическим эффектом Холла в MnSi и родственных системах.

В случае твердых растворов замещения $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ ($x < 0.04$) линейный скейлинг аномального холловского сопротивления наблюдается в случае легированных составов. В основном состоянии $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ знак АЭХ определяется типом магнитного порядка ($S_1 > 0$ для ферромагнитной и $S_1 < 0$ для антиферромагнитной фазы). Наиболее интересная ситуация реализуется в $\text{Eu}_{0.97}\text{Gd}_{0.03}\text{B}_6$ (рис. 3), для которого параметры R_H и S_1 в выражении для холловского сопротивления $\rho_{xy} = R_H B + S_1 \rho_{xx} M$ не зависят от температуры в диапазоне от 2 К до 8 К (вставка на рис. 3). При этом, как и в случае додекаборидов, в малых магнитных полях зарегистрирован дополнительный вклад в холловское сопротивление, уменьшающийся по амплитуде с ростом температуры по мере приближения к точке Нееля. Амплитуда вклада достигает значений $\Delta\rho_{xy} = -7.5 \mu\Omega \cdot \text{cm}$

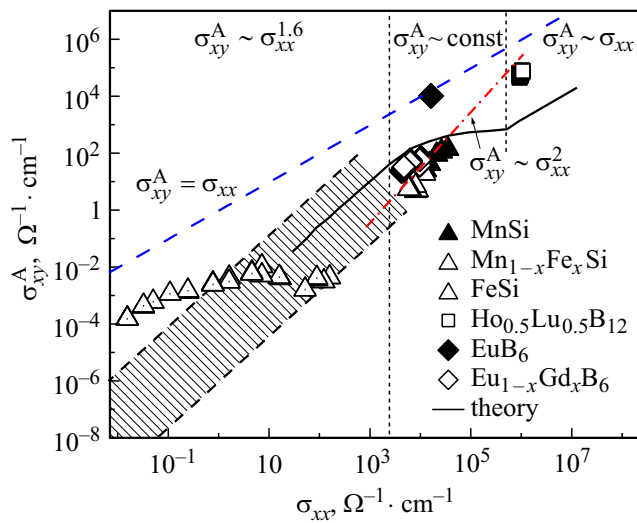


Рис. 4. Параметрические зависимости $\sigma_{xy}^A = f(\sigma_{xx})$ для $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$, $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($0 \leq x \leq 1$) и $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ ($x < 0.04$). Линии и заштрихованная область соответствуют предсказаниям модели Оноды с соавторами [17].

при 2.1 К (рис. 3). Однако, в отличие от $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$ в случае $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ корреляций с поведением магнитосопротивления не наблюдается.

Таким образом, несмотря на то, что линейная асимптотика наблюдается для различных твердых растворах замещения ($\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$, $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($0 \leq x \leq 0.3$) и $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ ($x < 0.04$)), полученные данные не позволяют сделать однозначный вывод о единой природе аномального эффекта Холла с линейным скейлингом $\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}$, определяемым асимметричным рассеянием носителей заряда. Более того, сопоставление полученных в работе данных с предсказаниями теоретической работы Оноды с соавторами [16] показывает, что для всех диапазонов значений удельного сопротивления с различными скейлинговыми соотношениями наблюдается существенное отклонение экспериментальных данных от модельных зависимостей. Наиболее сильно это отклонение проявляется для $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$ (высокие значения проводимости), EuB_6 (промежуточный диапазон) и FeSi (режим сильного примесного рассеяния), см. рис. 4. С другой стороны, линейная аппроксимация экспериментальных точек для легированных составов дает зависимость, близкую к $\sigma_{xy} \sim (\sigma_{xx})^2$, что в пересчете на удельное сопротивление эквивалентно $\rho_{xy} \sim \text{const}(\rho_{xx})$. Подобная зависимость ранее не наблюдалась и не имеет объяснения в рамках существующих моделей.

4. Заключение

Результаты исследования показали, что во всех исследованных в работе системах $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$, $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($0 \leq x \leq 0.3$) и $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ ($x < 0.04$) с разным типом фрустрации в парамагнитной фазе наблюдается вклад в аномальный эффект Холла, пропорциональный сопротивлению ($\rho_{xy}^A \sim \rho_{xx}$). Полученные данные указывают

на необходимость разработки теоретических моделей, корректно описывающих вклад асимметричного рассеяния носителей заряда в эффект Холла для систем с неколлинеарными спиновыми структурами.

Благодарности

Авторы выражают признательность И.И. Лобановой за предоставление данных измерений транспортных свойств $\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Si}$ ($0 \leq x < 0.3$) и полезные обсуждения.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-02-01152) и Российского научного фонда (проект 17-12-01426, исследование магнитосопротивления в $\text{Ho}_{0.5}\text{Lu}_{0.5}\text{B}_{12}$).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A.H. MacDonald, N.P. Ong. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 1539 (2010).
- [2] C.D. Batista, S.-Z. Lin, S. Hayami, Y. Kamiya. *Rep. Prog. Phys.* **79**, 084504 (2016).
- [3] Y. Taguchi, Y. Oohara, H. Yoshizawa, N. Nagaosa, Y. Tokura. *Science* **291**, 2573 (2001).
- [4] P. Pureur, F. Wolff Fabris, J. Schaf, I.A. Campbell. *Europhys. Lett.* **67**, 123 (2004).
- [5] A. Neubauer, C. Pfleiderer, B. Binz, A. Rosch, R. Ritz, P.G. Niklowitz, P. Böni. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 186602 (2009).
- [6] Y. Machida, S. Nakatsuji, S. Onoda, T. Tayama, T. Sakakibara. *Nature* **463**, 210 (2010).
- [7] Z.H. Liu, Y.J. Zhang, G.D. Liu, B. Ding, E.K. Liu, H.M. Jafri, Z.P. Hou, W.H. Wang, X.Q. Ma, G.H. Wu. *Sci. Rep.* **7**, 515 (2017).
- [8] J. Smit. *Physica* **24**, 1, 39 (1958).
- [9] T. Jungwirth, Q. Niu, A.H. MacDonald. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 207208 (2002).
- [10] L. Berger. *Phys. Rev. B* **2**, 4559 (1970).
- [11] M. Lee, Y. Onose, Y. Tokura, N.P. Ong. *Phys. Rev. B* **75**, 172403 (2007).
- [12] V.V. Glushkov, I.I. Lobanova, V.Yu. Ivanov, S.V. Demishev. *Письма в ЖЭТФ* **101**, 512 (2015).
- [13] V.V. Glushkov I.I. Lobanova, V.Yu. Ivanov, V.V. Voronov, V.A. Dyadkin, N.M. Chubova, S.V. Grigoriev, S.V. Demishev. *Phys. Rev. Lett.* **115**, 256601 (2015).
- [14] В.В. Глушков, И.Б. Воскобойников, С.В. Демишев, И.В. Кривицкий, А. Меновски, В.В. Мещалков, Н.А. Самарин, Н.Е. Случанко. *ЖЭТФ* **126**, 2, 444 (2004).
- [15] V.V. Glushkov, B.P. Gorshunov, E.S. Zhukova, S.V. Demishev, A.A. Pronin, N.E. Sluchanko, S. Kaiser, M. Dressel. *Phys. Rev. B* **84**, 7, 073108 (2011).
- [16] S. Onoda, N. Sugimoto, N. Nagaosa. *Phys. Rev. B* **77**, 16, 165103 (2008).

Редактор Т.Н. Василевская