

Скейлинг аномального эффекта Холла как метод определения порога перколяции и перехода металл – изолятор в магнитных нанокompозитах с межгранульным взаимодействием

С.Н. Николаев, А.Б. Дровосеков, М.Ю. Дмитриева, К.Ю. Черноглазов,
А.В. Ситников, А.Н. Талденков, А.Л. Васильев, Е.А. Ганьшина,
И.М. Припеченков, М.А. Симдянова, А.Б. Грановский, В.В. Рыльков

На примере нанокompозитных (НК) плёнок $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$, в которых при относительно высоких температурах $T \geq 10$ К наблюдается "слабо изолирующий" режим в температурной зависимости проводимости логарифмического типа $\sigma \propto \ln T$, характерный для сильной туннельной связи между гранулами, подробно изучен скейлинг в поведении сопротивления аномального эффекта Холла $\rho_{\text{АНЕ}}$ от продольного сопротивления ρ . Исследования выполнены в полях до 14 Тл при температурах $T = 0,4 - 200$ К в диапазоне содержания металлической фазы $x \approx 35 - 60$ ат.%, охватывающем перколяционный переход. Обнаружено, что степень n в скейлинговой зависимости $\rho_{\text{АНЕ}} \propto [\rho(T)]^n$ ведёт себя немонотонно: в диапазонах $x \approx 35 - 44$ ат.% и $x \approx 50 - 60$ ат.%, наблюдается явный рост показателя, а в интервале $x \approx 44 - 50$ ат.% величина n практически не изменяется. Мы полагаем, что области изломов в зависимости $n(x)$ указывают на изменение механизма проводимости НК и определяют порог перколяции (при $x_p \approx 50$ ат.%) и переход металл – диэлектрик ($x_c \approx 43 - 44$ ат.%), которые в данных системах не совпадают. Результаты анализа поведения $\sigma(T)$ при субгелиевых температурах $T = 0,4 - 3$ К подтверждают такой вывод. Исследования магнитных свойств НК при изменении x методами ферромагнитного резонанса и магнитооптической спектроскопии также указывают на наличие особенностей в окрестности концентраций $x \approx 44$ и 50 ат.%.

Ключевые слова: аномальный эффект Холла, нанокompозиты, переход металл – изолятор, порог перколяции

PACS numbers: 64.60.ah, 71.30.+h, 75.47.-m

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.11.039814>

С.Н. Николаев^(1,*), А.Б. Дровосеков⁽²⁾, М.Ю. Дмитриева^(2,3),
К.Ю. Черноглазов⁽¹⁾, А.В. Ситников^(1,4), А.Н. Талденков⁽¹⁾,
А.Л. Васильев^(1,5), Е.А. Ганьшина⁽⁶⁾, И.М. Припеченков⁽⁶⁾,
М.А. Симдянова⁽⁶⁾, А.Б. Грановский^(6,7), В.В. Рыльков^(1,7,8,**)

⁽¹⁾ Национальный исследовательский центр

"Курчатовский институт",

пл. Академика Курчатова 1, 123182 Москва,

Российская Федерация

⁽²⁾ Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН,
ул. Косыгина 2, 119334 Москва, Российская Федерация

⁽³⁾ Национальный исследовательский университет

"Высшая школа экономики",

ул. Мясницкая 20, 101000 Москва, Российская Федерация

⁽⁴⁾ Воронежский государственный технический университет,
Московский просп. 14, 394026 Воронеж, Российская Федерация

⁽⁵⁾ Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет),
Институтский пер. 9, 141701 Долгопрудный,
Московская обл., Российская Федерация

⁽⁶⁾ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет,

Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽⁷⁾ Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН,
ул. Ижорская 13/19, 125412 Москва, Российская Федерация

⁽⁸⁾ Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН,
пр. Введенского 1, 141190 Фрязино, Московская обл.,
Российская Федерация

E-mail: (*) niklser@list.ru, (**) vvrylkov@mail.ru

Статья поступила 14 августа 2024 г.

Содержание

1. Введение (658).

2. Образцы и методы исследований (659).

3. Результаты и обсуждение (660).

3.1. Структурные особенности образцов. 3.2. Проводимость.

3.3. Аномальный эффект Холла. 3.4. Магнитный резонанс.

3.5. Магнитооптический эффект Керра.

4. Заключение (667).

Список литературы (667).

1. Введение

Гранулированные нанокompозиты (НК) металл – диэлектрик M_xD_{100-x} представляют собой массив гранул из обычного или ферромагнитного (ФМ) металла, случайным образом расположенных в диэлектрической матрице [1, 2]. Малые размеры гранул (2–10 нм) определяют специфические транспортные свойства НК, в частности, характер перехода металл – изолятор (ПМИ), возникающего в данных системах при уменьшении содержания металла x , понимание которого в гранулированных материалах является сложной и до конца не решённой теоретической проблемой [1]. Иными словами, до сих пор не существует теоретически обоснованного критерия нахождения в НК критической точки x_c для

ПМИ, при приближении к которой сверху проводимость системы σ стремится к конечной остаточной величине σ_r при температуре $T \rightarrow 0$, а ниже этой точки $\sigma \rightarrow 0$ [1, 3]. С другой стороны, в гранулированных НК системах существует подробно описанный теорией протекания геометрический (или классический) порог перколяции (ПП), отвечающий содержанию металла x_p , при котором в НК образуется бесконечный кластер из контактирующих металлических гранул, определяющий ток через образец. В результате, если занимаемая гранулами объёмная доля выше x_p , то такой композит имеет металлическую проводимость и его часто называют "грязным" металлом. Ниже ПП гранулы металла в НК разделены прослойками диэлектрика, и потому прыжковый/туннельный механизм проводимости оказывается доминирующим вплоть до комнатной температуры и выше. В данных условиях в непосредственной окрестности ПП при $x < x_p$ может проявляться так называемый слабо изолирующий (не интерференционного типа) логарифмический режим в проводимости $\sigma \propto \ln T$, сменяющийся с уменьшением x законом " $1/2$ ", $\ln \sigma \propto -(T_0/T)^{1/2}$, характерным для совместного туннелирования (co-tunneling) многих электронов через цепочки "резонансных" гранул [1, 4–9]. Иными словами, гранулированные системы весьма привлекательны как модельные объекты для изучения взаимосвязанных эффектов беспорядка и перколяции, электронных корреляций, кулоновского взаимодействия и квантовых явлений, контролируемых в НК содержанием металла.

Помимо научного интереса к НК системам проявляется и повышенный прикладной, особенно к магнитным системам, где наблюдаются многие практически важные эффекты: гигантское магнетосопротивление (МС) [10], аномальный эффект Холла с гигантским коэффициентом [11–13], магниторефрактивный эффект [14], усиленный магнитооптический эффект Керра [15] и др. Нельзя не отметить также перспективы их применения для радиопоглощающих покрытий в силу их одновременно высокого сопротивления и магнитной мягкости при определённых составах вблизи ПП [2].

Своеобразие магнитных НК обусловлено тем, что в зависимости от материала матрицы, размера, формы гранул и их обменного взаимодействия, температуры и концентрации металла они могут находиться в однодоменном, суперпарамагнитном или суперферромагнитном состоянии [2, 16–18]. Ранее в большинстве работ считалось, что в данных системах существует одна критическая концентрация — геометрический ПП x_p , определяющая и переход металл–изолятор при изменении концентрации, и переход от ферромагнитного (ФМ) упорядочения к суперпарамагнитному (СП) или суперферромагнитному (СФМ) поведению. Однако возможность туннелирования и обменного взаимодействия между гранулами, которое может значительно усиливаться, например, при большой диэлектрической проницаемости матрицы за счёт уменьшения кулоновского взаимодействия и/или наличия в ней ионов металла [16–19], приводят к тому, что критическая концентрация ПМИ x_c и концентрация разрушения дальнего магнитного порядка x_f могут заметно отличаться от x_p [2]. При этом возникает проблема с экспериментальным определением указанных важных параметров и выявлением влияния диэлектрической проницаемости матрицы, а также диспергированных ионов металла на свойства НК вблизи

ПМИ и ПП. Концентрационные зависимости сопротивления НК (с учётом или без учёта значений критических индексов теории перколяции) в условиях сильного междолинного обмена не содержат резких особенностей при x_p (см. ниже). Поэтому оказывается актуальной задача поиска эффективных подходов для экспериментального определения критических концентраций (x_c , x_p) и концентрации x_f , при которой формируется дальний ферромагнитный порядок в магнитных гранулированных системах, в частности путём исследования концентрационного поведения аномального эффекта Холла (АЭХ), ферромагнитного резонанса (ФМР) и магнитооптического эффекта Керра (МОК).

В наших недавних исследованиях магнитных НК $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ и $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ (для краткости сплав $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ будем обозначать как CoFeB) были обнаружены проявления эффектов суперферромагнитного упорядочения, туннельный АЭХ, а в области относительно высоких температур — не связанный с поправками слабой локализации логарифмический закон в температурной зависимости проводимости [9, 20–23]. Недавно также было обнаружено [23] немонотонное поведение магнетосопротивления с минимумом при 40 К, объясняемое сосуществованием в НК скопления из суперпарамагнитных гранул и СФМ областей с усиленным междолинным обменом, предположительно вследствие высокой статической диэлектрической проницаемости ϵ_d матрицы НК [17, 18, 23] (для аморфного LiNbO_3 в диапазоне частот $1-10^3$ кГц $\epsilon_d \sim 50-90$ [24]). В [23] по данным исследований коэрцитивной силы показано, что температура магнитного упорядочения в СФМ областях достигает $T_{\text{SFМ}} \approx 230$ К. Отметим, что исследования спектров магнитного резонанса плёночных НК $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ демонстрируют изменение механизмов магнитной релаксации в окрестности ПМИ, а также проявляют особенности, обусловленные наличием обменного взаимодействия магнитных ионов и ФМ гранул [25, 26]. Кроме этого, наши детальные исследования МО спектров позволили выявить заметные различия магнитооптических спектров в суперпарамагнитном, суперферромагнитном и ферромагнитном состояниях НК [27].

Однако исследования [9, 20–23, 25–27] были выполнены в основном в диэлектрической области составов НК ниже перколяционного перехода, что инициировало данную работу, а именно, комплексные исследования поведения АЭХ, ФМР и МОК, начиная с металлической стороны ПП, с целью выявления критических концентраций x_c и x_p , определяющих соответственно переход металл–изолятор и порог перколяции.

2. Образцы и методы исследований

Плёнки $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ толщиной 100 нм были получены методом ионно-лучевого распыления на Si подложках с использованием составной мишени из пластины $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ с неравномерно расположенными навесками LiNbO_3 , что позволяло в едином цикле формировать НК с различным содержанием металла в диапазоне $x = 35-60$ ат. % (см. детали в [19, 21]). Транспортные и магнитные свойства НК изучались на универсальных образцах, изготовленных методом взрывной (lift-off) фотолитографии в форме двойного холловского креста (ширина проводящего канала $w = 1,2$ мм и рас-

стояние между потенциальными зондами на боковых гранях $l = 1,4$ мм [21]). Эксперименты проводились с помощью многофункциональной измерительной системы PPMS Dynасооl-14 в слабых электрических полях ≤ 10 В см $^{-1}$, в диапазоне температур $T = 3–200$ К, в магнитном поле до 14 Тл. Исследования при температурах 0,4–30 К выполнялись с помощью ^3He вставки PPMS системы.

Микроструктура НК с нанометровым разрешением была изучена при ускоряющем напряжении 200 кэВ с помощью просвечивающего/растрового электронного микроскопа (ПЭМ/ПРЭМ) "Теснаи Osiris" (Thermo Fisher Scientific, США), снабжённого высокоугловым кольцевым темнопольным детектором (ВКТД) (Fischione, США). Исследования атомарного состава методом энергодисперсионного рентгеновского микроанализа (ЭРМ) были выполнены с помощью спектрометра "Super-X" (Bruker, США), также входящего в состав микроскопа.

Исследования магнитного резонанса выполнены при комнатной температуре с применением лабораторного спектрометра проходного типа на основе цилиндрического резонатора [25]. Спектры поглощения регистрировались на постоянной частоте $f = 20,6$ ГГц при развёртке внешнего магнитного поля в плоскости плёнки в диапазоне $H = 0–10$ кЭ.

Исследования магнитооптических свойств НК проводились в геометрии экваториального эффекта Керра, также называемого поперечным эффектом Керра (Transverse Kerr Effect — ТКЕ), при комнатной температуре в спектральном диапазоне 0,5–4,0 эВ в магнитном поле до 3,0 кЭ. Использовался p -поляризованный свет при угле падения $69,5^\circ$. Для каждой концентрации измерялись спектральная зависимость в максимальном магнитном поле, температурные и полевые зависимости сигнала ТКЕ для ряда выбранных длин волн. Измерения выполнены динамическим методом, при котором параметр ТКЕ есть относительное изменение интенсивности отражённого света при намагничивании образца переменным магнитным полем частотой 40 Гц.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Структурные особенности образцов

Светлопольное ПРЭМ изображение сечения структуры $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}/\text{Si}$ с малым увеличением представлено на рис. 1а. На данном изображении видны: слой нанокompозита (тёмный контраст), подложка Si и

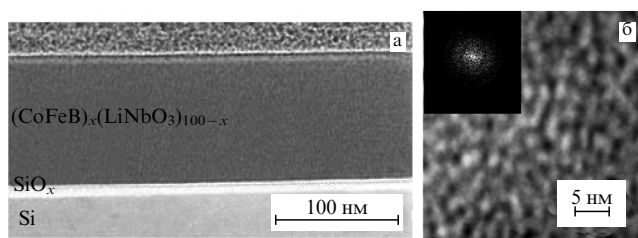


Рис. 1. (а) Светлопольное ПРЭМ изображение плёнки нанокompозита НК $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с $x \approx 40$ ат. %. (б) Изображение плёнки НК с помощью высокоразрешающей электронной микроскопии (ВРПЭМ) в режиме тёмного поля. Светлый контраст соответствует гранулам размером $a_g \approx 2,5–4$ нм. На вставке — типичный двумерный спектр Фурье от гранулы CoFeB.

переходный аморфный слой SiO_x толщиной ≈ 10 нм, формируемый при осаждении НК плёнки. Однородный контраст на изображении с невысоким увеличением свидетельствует о равномерности состава НК плёнки, толщина которой составляет 100 ± 2 нм. ПЭМ изображение, полученное с высоким разрешением (ВРПЭМ), представлено на рис. 1б. Масс-толщинный контраст однозначно указывает на присутствие относительно плотных гранул со средним латеральным размером $a_g \approx 2,5–2,7$ нм, незначительно вытянутых вдоль направления роста НК (не более чем в 1,5 раза). Элементное ЭРМ картирование однозначно показало, что в гранулах преимущественно содержится Fe и Co. Заметим, что в ранее изученных плёнках НК $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$, полученных на ситалле, мы наблюдали методами ВРПЭМ кристалличность отдельных гранул в ОЦК структуре с постоянной элементарной ячейки $a_c = 0,284$ нм, характерной для интерметаллида CoFe [21]. В плёнках НК $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$, выращенных на кремнии, подробные исследования изображений ВРПЭМ с регистрацией двумерных спектров Фурье не выявили периодичности (см. вставку на рис. 1б и ср. с аналогичными спектрами на рис. 2 из [21]). Данное обстоятельство указывает на заметно большее содержание в гранулах Co-Fe-B атомов бора, способствующих их аморфизации [28] и, вероятно, уменьшению в гранулах плотности электронных состояний на уровне Ферми. Последнее, согласно [5], облегчает температурный переход к упругому со-туннелированию, приводя в нашем случае при $T \leq 20$ К к сильному увеличению отрицательного МС с понижением температуры [23], которое в относительно слабых полях может быть связано с со-туннельными спин-зависимыми процессами [29], а в сильных полях, скорее всего, обусловлено эффектами квантовой интерференции [5].

Отметим также, что в рассмотренных условиях ожидается меньшее содержание бора в LiNbO_{3-y} матрице и, следовательно, большая её эффективная диэлектрическая проницаемость, поскольку в матрице бор находится в основном в форме оксида [30], обладающего относительно небольшой проницаемостью (для B_2O_3 величина $\epsilon_d \sim 4$ [31]). (Количественный анализ той части бора, которая при росте НК оказывается в оксидной матрице, существующими методами ЭРМ не представляется возможным [9, 21].)

3.2. Проводимость

Ключевую роль в описании транспортных свойств гранулированных металлов ниже ПП ($x < x_p$) играет понятие среднего туннельного контактанса между соседними гранулами G_t [1, 4]. Согласно [1, 4] при небольших межгранульных зазорах, когда величина G_t заметно превышает квант проводимости, т.е. $g = G_t/(2e^2/h) \geq 1$, электропроводность НК с упорядоченным расположением гранул следует закону:

$$\sigma(T) = \sigma_0 \left(1 - \frac{1}{\pi k g} \ln \left[\frac{g E_C}{k_B T} \right] \right) \propto \beta \ln T, \quad (1)$$

где k — координационное число периодической решётки (число контактов гранулы с ближайшими соседями), k_B — постоянная Больцмана, $E_C = e^2/(\epsilon_d a_g)$ — энергия кулоновской блокады. Логарифмический закон (1) в проводимости не связан с поправками за счёт слабой

локализации, а объясняется перенормировкой кулоновского взаимодействия [1, 4]. Поэтому для его наблюдения температура не должна быть слишком низкой и высокой: $g\delta \ll k_B T \ll E_C$, где δ — среднее расстояние между уровнями энергии в отдельной грануле.

При содержании металлических гранул ниже некоторой величины x_c безразмерный кондактанс g оказывается меньше критического $g_c \lesssim 1$. В этих условиях, согласно [1], происходит переход металл–изолятор (ПМИ), ниже которого должен наблюдаться "сильно изолирующий" закон в проводимости — закон Эфроса–Шкловского " $1/2$ ": $\ln \sigma \propto -(T_0/T)^{1/2}$, обусловленный со-туннелированием (co-tunneling) электронов через цепочки "резонансных" гранул (T_0 — параметр, увеличивающийся с ростом E_C и уменьшением длины локализации электрона на гранулах). Строго говоря, содержание металла для перехода в сильно изолирующий активационный режим проводимости x_{sc} может не совпадать с x_c для ПМИ ($x_{sc} \leq x_c$) [1, 7].

С другой стороны, при $x > x_p$ роль кулоновской блокады подавляется и следует ожидать смещения логарифмического закона в область гелиевых температур, где он должен определяться поправками слабой локализации, как в тонких плёнках грязного металла [3, 4].

В НК на основе чистого металла и широкозонного диэлектрика с низким значением ε_d (например, типа Ni-SiO₂ [7]) обычно перколяционный переход легко выявляется по смене знака температурного коэффициента сопротивления $\alpha = d\rho/dT$ (где $\rho = 1/\sigma$); при $x > x_p$ коэффициент $\alpha > 0$, тогда как ниже ПП знак α оказывается отрицательным ($\alpha < 0$) [7]. Однако этот способ не всегда может быть оправдан в НК на основе высокорезистивных металлических материалов, в которых даже в однородном случае, согласно правилу Муиджи, коэффициент α может быть отрицательным [32]. В частности, в нашем случае сам по себе аморфный металлический сплав Co₄₀Fe₄₀B₂₀ обладает $\alpha < 0$ (рис. 6 из [33]). Поэтому знак α заведомо не изменяется при переходе через ПП и необходим иной подход к анализу величины x_p .

Температурные зависимости проводимости $\sigma(T)$ исследуемых структур представлены на рис. 2. Для НК с содержанием металла $x \approx 46–50$ ат. % проводимость в относительно широком диапазоне температур (вплоть до высоких $T_c \approx 80$ К) описывается логарифмическим законом $\sigma \propto \ln T$ (рис. 2а), характерным для сильной туннельной связи между соседними гранулами [4] ("слабо изолирующий" туннельный режим проводимости). При дальнейшем уменьшении x , в соответствии с [1, 4], происходит переход в "сильно изолирующий" режим, где наблюдается экспоненциальный закон " $1/2$ " в $\sigma(T)$, который в нашем случае хорошо проявляется в образцах с $x \leq x_{sc} \approx 43$ ат. % (рис. 2б). Ранее аналогичное поведение $\sigma(T)$ наблюдалось нами в плёнках НК (CoFeB)_x(Al₂O₃)_{100-x} при изменении x от 56 до 47 ат. % ($x_p \approx 57$ ат. %) [9]. Однако в [9] логарифмический закон $\sigma \propto \ln T$ наблюдался вплоть до комнатной температуры, в то время как в рассматриваемом случае этот закон выполняется лишь до $T_c \approx 80$ К. Данное обстоятельство объясняется тем, что применимость теории [4], как отмечено выше, ограничена условием $k_B T \ll E_C = e^2/(\varepsilon_d a_g)$. Полагая $T_c \approx E_C/k_B = e^2/(a_g k_B \varepsilon_d)$ и учитывая, что диэлектрическая проницаемость Al₂O₃ $\varepsilon_d \approx 10$, находим для аморфной матрицы LiNbO_{3-y} эффективную величину $\varepsilon_d \approx 10 \times 300/80 \approx 40$, что хоро-

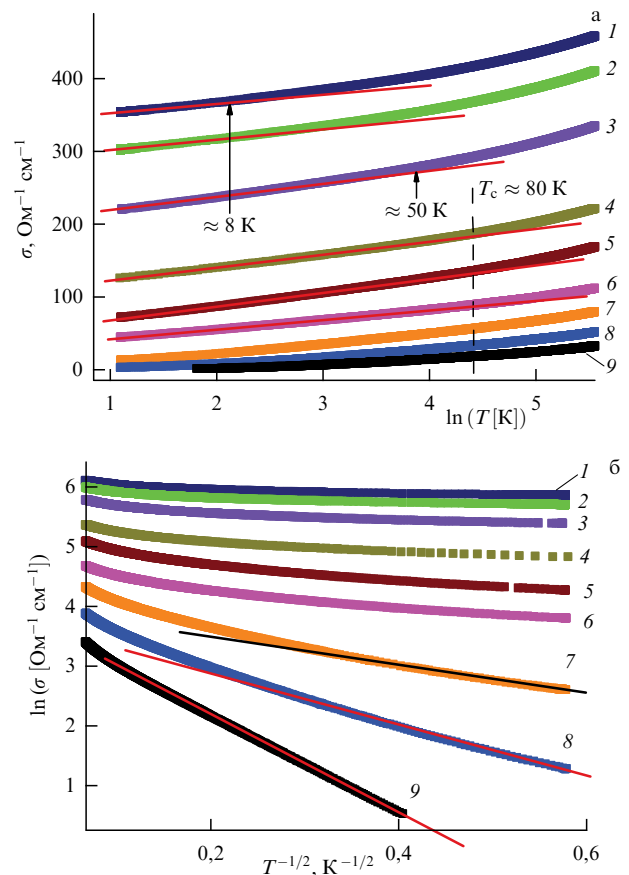


Рис. 2. Температурные зависимости проводимости $\sigma(T)$ плёнок $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ в координатах $\sigma - \ln T$ (а) и в координатах $\ln \sigma - (1/T)^{1/2}$ (б). Зависимости получены для образцов с различным содержанием ферромагнитного сплава (в ат. %): кривая 1 — 57; 2 — 54; 3 — 52; 4 — 50; 5 — 46; 6 — 44; 7 — 43; 8 — 41; 9 — 38.

шо коррелирует с имеющимися данными для a-LiNbO₃ [24].

С другой стороны, при содержании металлической фазы выше 50 ат. % происходит значительное смещение верхней границы наблюдения логарифмического закона $\sigma \propto \ln T$ в область низких температур: до $T_c \approx 50$ К при $x \approx 52$ ат. % и $T_c \approx 8$ К при $x \approx 57$ ат. % (рис. 2а). Это указывает на то, что для плёнок $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ порог перколяции x_p составляет около 50 ат. %, выше которого, согласно [1, 4], происходит переход в режим проводимости грязного металла.

Таким образом, представленный выше анализ температурных зависимостей НК системы $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ показывает наличие следующих режимов проводимости при изменении состава. При $x \leq x_{sc} \approx 43$ ат. % "сильно изолирующий" режим с экспоненциальной зависимостью проводимости $\sigma(T) \propto \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$, который с ростом x вначале сменяется "слабо изолирующим" туннельным режимом с логарифмическим законом проводимости $\sigma \propto \ln T$, а затем выше порога ПП ($x > x_p \approx 50$ ат. %) — диффузионным режимом проводимости "грязного" металла [1].

Дополнительно для доказательства существования ПМИ и наличия "слабо изолирующего" металлического состояния [1, 3] в изучаемой системе нами были выполнены исследования низкотемпературной проводимости (0,4–30 К) с помощью ³He вставки к PPMS измеритель-

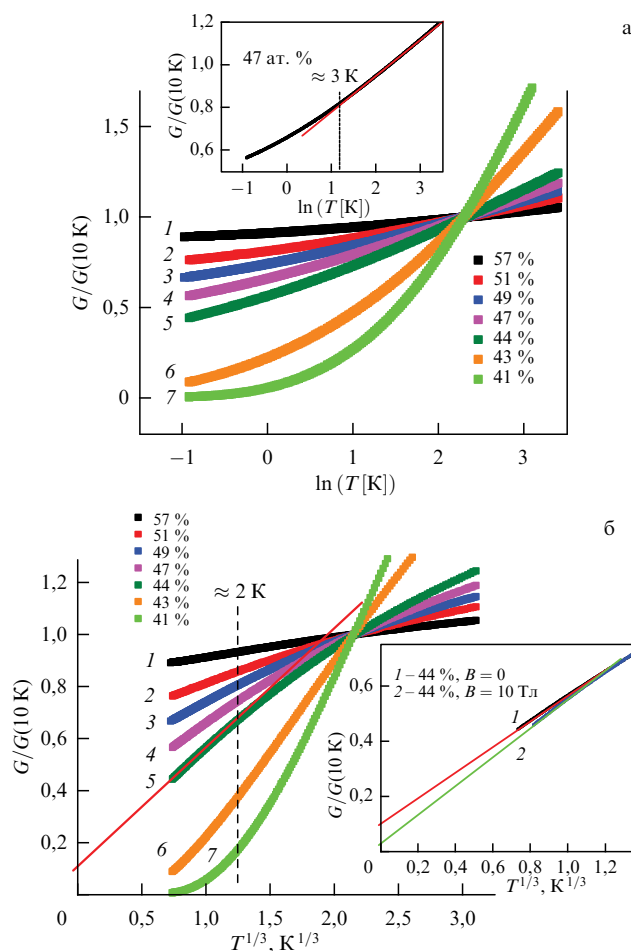


Рис. 3. Температурные зависимости кондактанса $G(T)$ плёнок $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$, нормированные на величину G при 10 К в координатах $G - \ln T$ (а) и в координатах $G - T^{1/3}$ (б). Кривые 1–7 получены для образцов с различным содержанием ферромагнитного сплава (после номера кривой указаны содержание сплава в ат. % и величина проводимости при 10 К в $\text{Ом}^{-1} \text{см}^{-1}$): кривая 1 — 57, 372; 2 — 51, 180; 3 — 49, 162; 4 — 47, 148; 5 — 44, 101; 6 — 43, 26; 7 — 41, 11. На верхней вставке — зависимость G от $\ln T$ в увеличенном масштабе для образца с $x \approx 47$ ат. %. На нижней вставке — зависимость G от $T^{1/3}$ для образца с $x = 44$ ат. % в поле $B = 0$ и 10 Тл.

ной системе (рис. 3). Анализ зависимостей нормированного кондактанса $G(T)/G(10 \text{ К})$ от $\ln T$ показывает, что при $x < x_p \approx 50$ ат. % наиболее существенные отклонения от логарифмического закона возникают ниже 3 К (см. рис. 3а и вставку к нему). Для анализа зависимостей $G(T)$ в таких условиях мы воспользовались описанием транспортных свойств неупорядоченных систем вблизи ПМИ, базирующимся на скейлинговой гипотезе, которая достаточно хорошо апробирована на примере легированных полупроводников [3], тем более что существует определённая аналогия между проводимостью гранулированных металлов и легированных некомпенсированных полупроводников [34]. Исходя из этой гипотезы в непосредственной окрестности ПМИ в 3D случае имеем [3]: $\sigma(T) = \alpha + \beta T^{1/3}$, причём точно на переходе $\alpha = 0$. Поэтому, для того чтобы найти точку перехода, необходимо построить зависимости σ от $T^{1/3}$ при различных управляющих ПМИ параметрах (для НК управляющий параметр — содержание металла x) и найти такой, при котором величина $\alpha \approx 0$ при $T^{1/3} \rightarrow 0$. В нашем случае

зависимости нормированного кондактанса хорошо спрямляются в координатах $G/G(10 \text{ К}) - T^{1/3}$, причём отношение $G/G(10 \text{ К})$ получается конечным и положительным при $x \approx 44$ ат. % ($G/G(10 \text{ К}) \approx 0,1$, $\sigma(0) \approx 10 \text{ Ом}^{-1} \text{см}^{-1}$) и заведомо отрицательным при $x \approx 43$ ат. % (рис. 3б). Следовательно, образец с $x \approx 44$ ат. % является "металлическим", тогда как образец с $x \approx x_{sc} \approx 43$ ат. % — диэлектрическим с прыжковым активационным характером проводимости. При этом, очевидно, точка ПМИ x_c сдвинута в область больших содержаний в сравнении с x_{sc} на величину менее 1 ат. %, т.е. меньшую, чем абсолютная погрешность измерения состава НК (около 1 ат. %). Интересно отметить, что в нашем случае магнитное поле усиливает электронную локализацию (см. вставку к рис. 3б), так же как и в легированных полупроводниках [3, 35]. При $B = 10$ Тл остаточная проводимость $\sigma(0) > 0$ и составляет $\approx 3 \text{ Ом}^{-1} \text{см}^{-1}$, т.е. образец всё ещё остаётся на металлической стороне ПМИ. Механизм влияния магнитного поля на локализацию электронов и ПМИ в магнитных НК представляется, на наш взгляд, иным (см., например, [36]), чем в полупроводниках (сжатие волновых функций электронов, локализованных на примесях), и требует отдельных исследований.

Рассмотрим далее особенности поведения АЭХ при наличии области со "слабо изолирующим" туннельным режимом проводимости.

3.3. Аномальный эффект Холла

В общем случае АЭХ в ферромагнитных материалах определяется спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) и спиновой поляризацией носителей заряда, пропорциональной намагниченности M образца [37]:

$$\rho_H = R_0 B + 4\pi R_s M \approx 4\pi R_s M, \quad (2)$$

где ρ_H — удельное холловское сопротивление. Первый член в (2) описывает нормальный эффект Холла, пропорциональный магнитной индукции B и обусловленный силой Лоренца; R_0 — константа нормального эффекта Холла, M — намагниченность. Второй член определяется аномальной компонентой эффекта Холла $\rho_{\text{АНЕ}} = 4\pi R_s M$, которая в ферромагнитных материалах, включая магнитные гранулированные системы [7, 11, 12], обычно является доминирующей, $\rho_{\text{АНЕ}} \gg R_0 B$. Во многих случаях константа АЭХ R_s степенным образом зависит от продольного удельного сопротивления ρ : $R_s \propto \rho^n$, где показатель степени n определяется механизмом АЭХ. При низких температурах, когда $M(T) \approx \text{const}$, $\rho_H \approx \rho_{\text{АНЕ}} = 4\pi R_s M \propto R_s$, т.е. $\rho_H \propto \rho^n$. Скейлинг также часто выражают через холловскую проводимость: $\sigma_H = \rho_H \sigma^2$, при этом $\sigma_H \propto \sigma^\gamma$ ($\gamma = 2 - n$).

В теории связь показателя степени n с механизмом АЭХ хорошо установлена для однородных ферромагнетиков с металлической проводимостью при упругом рассеянии носителей заряда (низкие температуры). В этом случае $n = 1$ для механизма асимметричного рассеяния (skew scattering) и $n = 2$ для механизма бокового смещения при рассеянии (side-jump) и собственного (intrinsic) механизма АЭХ [37]. Установлено также экспериментально и теоретически, что в "грязных" металлических системах с сильным примесным рассеянием при удельном сопротивлении $\rho > 10^{-4} \text{ Ом см}$ величина n уменьшается до $n \approx 0,4$ [37–40]. Заметим, что в экспериментах

при изучении скейлинга (определении n), как правило, проводимость образцов варьируется путём изменения содержания дефектов (центров рассеяния) при фиксированной температуре [37–39].

Иная ситуация в гранулированных системах. В этом случае выше ПП в непосредственной его окрестности ($x \geq x_p$) было получено из эксперимента значение $n = 0,6–0,7$ [7, 11], падающее при $x \lesssim x_p$ до $n \approx 0,24$ [9, 22]. Кажется естественным для объяснения такого поведения привлечь модель АЭХ Ефетова [41], в которой рассмотрен АЭХ гранулированной системы в "слабо изолирующем" туннельном режиме ($x_{sc} < x < x_p$) и показано, что в данном случае $n \approx 0$. Объясняется это тем, что при контакте гранул $G_g \gg G_t$ сопротивление системы в целом определяется межгранульными зазорами, тогда как АЭХ формируется внутри гранул [41]. Заметим, что в [41] АЭХ в гранулах рассматривался в рамках моделей асимметричного рассеяния (skew scattering) и бокового смещения (side-jump), причём не учитывалась возможность возникновения туннельного АЭХ (ТАЭХ) на интерфейсах гранул и в зазорах между ними [42–44] (см. также [45] и ссылки там), а также АЭХ, связанный с коррелированным изменением вероятности со-туннельных переходов в совокупности из трёх и более центров (гранул) под действием СОВ [22, 46, 47]. По-видимому, такая ситуация реализуется в НК на основе стехиометрических широкозонных диэлектриков типа Ni-SiO₂ с высокими и относительно узкими барьерами между гранулами [7]. В [7] в соответствии с предсказанием [41] было обнаружено выполаживание в параметрической зависимости $\log \rho_{АНЕ}$ от $\log \rho(x)$ ($n \approx 0$) для значений удельного сопротивления из области "слабо изолирующего" туннельного режима проводимости (10^{-2} Ом см $< \rho < 1$ Ом см). При этом выше ПП ($\rho < 10^{-2}$ Ом см) наблюдался степенной закон $\rho_{АНЕ} \propto \rho^n$ с $n \approx 0,6–0,7$ [7]. Иными словами, в данном случае наблюдение "излома" в зависимости $\log \rho_{АНЕ}$ от $\log \rho(x)$ позволяет определить величину x_p (рис. 1а из [7]).

Однако, как было установлено нами [9, 22], в НК на основе нестехиометрических оксидов типа Al₂O_{3-y} и LiNbO_{3-y} в "слабо изолирующем" туннельном режиме заметным образом проявляется ТАЭХ. Ниже будет показано, что в данной ситуации анализ параметрической зависимости $\log \rho_{АНЕ}$ от $\log \rho(x)$ уже не позволяет извлечь информацию о величинах x_p и x_{sc} , и необходим дополнительный анализ температурного поведения скейлинга АЭХ в образцах с различным содержанием x .

Типичные магнитолевые зависимости холловского сопротивления ρ_H и намагниченности M для образца с $x = 44$ ат.% при различных температурах приведены на рис. 4. Из данных рис. 4 следует, что в изученных НК поведение АЭХ хорошо коррелирует с поведением намагниченности, которая, так же как и АЭХ, насыщается в поле $B_s \approx 1$ Тл. Практическое отсутствие наклона в ρ_H в условиях насыщения намагниченности свидетельствует о доминировании АЭХ и малой величине нормальной компоненты эффекта Холла, т.е. в нашем случае $\rho_H \approx \rho_{АНЕ}$. При этом при уменьшении температуры от 200 до 6 К величина АЭХ возрастает почти в 1,5 раза, тогда как намагниченность изменяется не более чем на 8%. Поэтому в полях > 1 Тл можно приблизительно считать, что $\rho_{АНЕ} \propto R_s \propto \rho^n$ (в такой же форме изучался скейлинг и в [7, 11]). Отметим также, что по данным измерений намагниченности в исследуемых НК (CoFeB)_x(LiNbO₃)_{100-x}

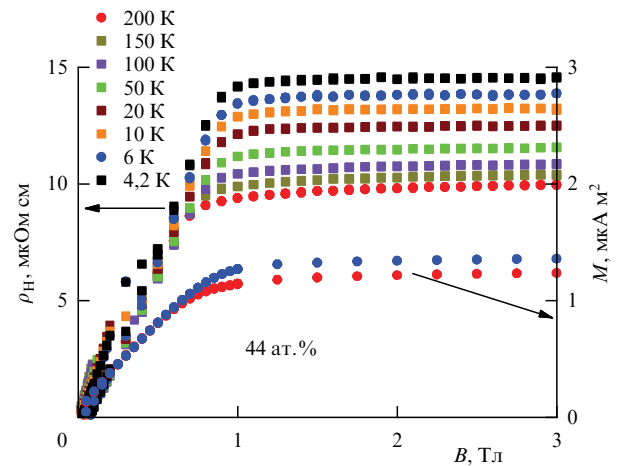


Рис. 4. Магнитолевые зависимости холловского сопротивления ρ_H и намагниченности M для образца (CoFeB)_x(LiNbO₃)_{100-x} с содержанием $x = 44$ ат.% при различных температурах.

величина $N_d \sim 4 \times 10^{20}$ см⁻³, как и в [22], т.е. минимум на порядок меньше, чем в ранее исследованных образцах (CoFeB)_x(Al₂O₃)_{100-x} [9].

Обратимся теперь к скейлинговому поведению холловского сопротивления синтезированных НК образцов, которое, как отмечалось выше, обычно изучают при фиксированной температуре, чтобы избежать влияния процессов неупругого рассеяния электронов на фононах и/или магнонах. Последние могут приводить к довольно сильным изменениям в показателе степени зависимости $\rho_{АНЕ} \propto \rho^n$ в случае использования в качестве переменного параметра температуры [9, 48, 49].

На рисунке 5а приведена параметрическая зависимость $\rho_{АНЕ}[\rho(x)]$ в двойном логарифмическом масштабе, т.е. в таком же виде, как в [7]. Видно, что в диапазоне изменения продольного сопротивления ρ от 7×10^{-3} до 2×10^{-1} Ом см экспериментальные точки в пределах точности ложатся на прямую с ненулевым наклоном $n \approx 0,29$, который мы связываем с проявлением ТАЭХ [9, 22]. При этом не содержится каких-либо указаний на ПП, подобных тем, что обнаружены в [7]. В [9, 22] мы нормировали сопротивление АЭХ $\rho_{АНЕ}$ на величину x , с тем чтобы скомпенсировать влияние изменения намагниченности образцов на скейлинговое поведение коэффициента АЭХ. Зависимость $\ln(\rho_{АНЕ}/x)$ от $\ln[\rho(x)]$ для исследуемых образцов представлена на рис. 5б. В данном случае разброс точек уменьшается и при $x \geq 55$ ат.% в такой зависимости наблюдается явное отклонение от линейного закона, которое можно связать с проявлением ПП.

В нашей недавней работе [22] ниже ПП были подробно исследованы параметрические зависимости $\ln \rho_{АНЕ}$ от $\ln[\rho(T)]$ при варьировании температуры и показано, что их наклон (показатель степени n) заметно изменяется (в $\sim 1,5$ раза) при изменении закона проводимости от "1/2", $\ln \sigma \propto -(T_0/T)^{1/2}$, к закону логарифмического типа: $\sigma \propto \ln T$. Данная тенденция сохраняется также в исследованных образцах при изменении x в более широком диапазоне: значение n увеличивается от 0,32 при $x \approx 40$ ат.% до $n \approx 0,67$ при $x \approx 58$ ат.% (рис. 6). В связи с этим возникает естественная идея о детальном исследовании концентрационной зависимости показателя степени $n(x)$, найденного путём варьирования температуры, с целью выявления особых точек, которые

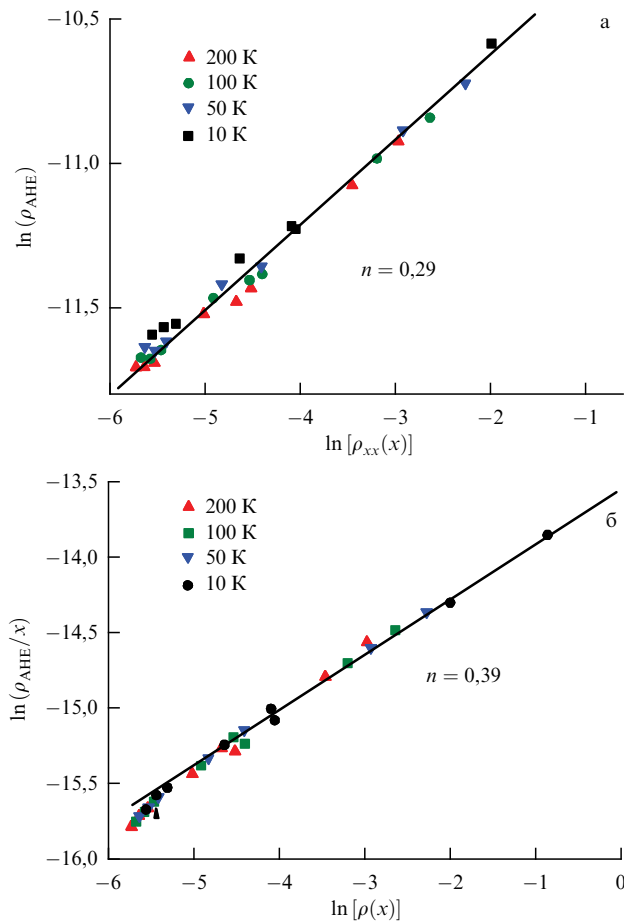


Рис. 5. (а) Зависимость холловского сопротивления от продольного сопротивления при фиксированной температуре и варьировании состава. (б) Зависимость холловского сопротивления, нормированного на содержание металла, от продольного сопротивления при фиксированной температуре и варьировании состава.

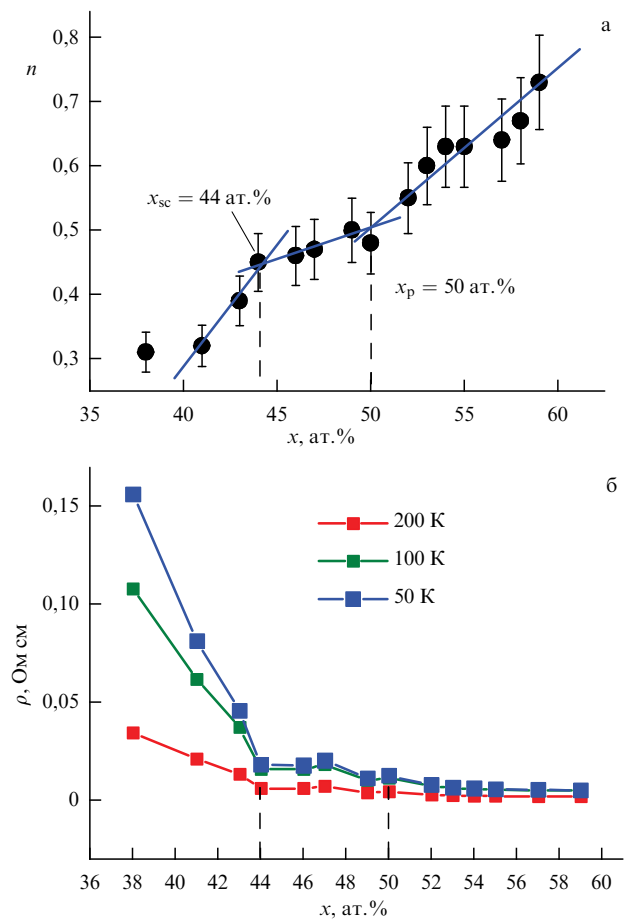


Рис. 7. (а) Зависимость показателя степени n скейлинга $\rho_{\text{АНЕ}} \propto [\rho(T)]^n$ от содержания металлической компоненты в образцах $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$. (б) Зависимости удельного сопротивления плёнок НК $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ от содержания металлической фазы при температурах 50, 100 и 200 К.

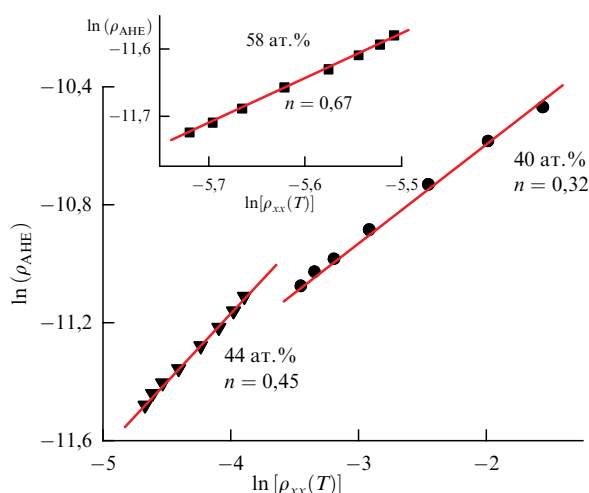


Рис. 6. Зависимости холловского сопротивления от продольного сопротивления для образцов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с содержанием металла 40, 44 и 58 ат.%, полученные при варьировании температуры.

могут возникать при смене механизма проводимости, отражаясь в изменении температурных зависимостей $\sigma(T)$ (см. раздел 3.2).

Полученная зависимость $n(x)$ для образцов с содержанием металла $x \approx 35-60$ ат.% представлена на рис. 7а. Как следует из приведённых данных на рисунке, степень n в скейлинговой зависимости $\rho_{\text{АНЕ}} \propto [\rho(T)]^n$ ведёт себя немонотонно при изменении содержания металлической фазы. В диапазоне $x \approx 35-44$ ат.%, соответствующем закону проводимости $\ln \sigma \propto -(T_0/T)^{1/2}$, показатель увеличивается в 1,5 раза от $n \approx 0,31$ до $n \approx 0,45$. Между тем при содержании $x \approx 44-50$ ат.% величина n практически не изменяется, $n \approx 0,45-0,48$. Напомним, что в данном интервале проводимость подчиняется логарифмическому закону $\sigma \propto \ln T$ вплоть до 80 К. При дальнейшем увеличении содержания металла, $x \approx 50-60$ ат.%, наблюдается явный рост показателя, $n \approx 0,48-0,7$. В теоретической работе [47], рассматривающей примесные магнитные полупроводники, в режиме прыжковой проводимости получены значения $n = 0,38-0,67$, совпадающие с нашими экспериментальными данными для образцов в "слабо и сильно изолирующих" туннельных режимах проводимости, $n \approx 0,31-0,48$.

Для сравнения на рис. 7б показаны зависимости удельного сопротивления плёнок НК $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ от содержания металлической фазы при различных температурах. Обращает на себя внимание тот факт, что наблюдаемый при 44 ат.% излом в зависимости $n(x)$

(рис. 7а) совпадает с началом области резкого роста ρ с уменьшением x (рис. 7б), связанным с переходом при $x_{sc} \approx 43$ ат. % в "сильно изолирующий" режим при туннельном механизме проводимости, $\ln \sigma \propto -(T_0/T)^{1/2}$ [1]. Последний в данной системе практически совпадает с точкой для ПМИ $x_c \approx 43-44$ ат. %. В то же время переход при $x < 50$ ат. % к "слабо изолирующему" туннельному режиму проводимости, когда $\sigma \propto \ln T$, проявляется в $\rho(x)$ довольно слабо (рис. 7б).

Таким образом, области изломов в зависимости $n(x)$ указывают на изменение механизма проводимости НК и определяют порог перколяции (при $x_p \approx 50$ ат. %) и переход от слабо к сильно изолирующему режиму проводимости ($x_{sc} \approx 43$ ат. %), которые в данных системах заметно отличаются. При этом область перколяционного перехода в зависимости сопротивления $\rho(x)$ не содержит ярких особенностей. То есть получается, что в таких условиях определяемый механизм АЭХ показатель степени n гораздо сильнее отражает транспортные особенности НК при изменении его состава, чем вид температурной зависимости сопротивления.

Рассмотрим далее особенности поведения магнитного резонанса и магнитооптического эффекта Керра в областях ПП и ПМИ.

3.4. Магнитный резонанс

На рисунке 8 показаны экспериментальные спектры ФМР для серии НК плёнок $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с различным содержанием ФМ фазы x , измеренные при

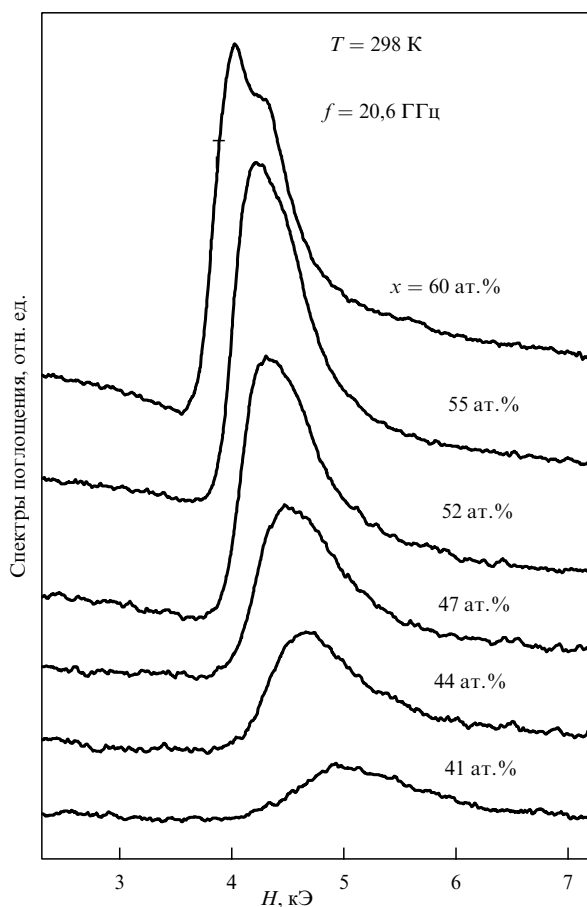


Рис. 8. Спектры ФМР в образцах $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с разным содержанием магнитной фазы.

комнатной температуре на частоте $f = 20,6$ ГГц. Отметим, что с ростом x в диапазоне $x = 35-60$ ат. % интенсивность линии ФМР монотонно увеличивается, а её ширина ΔH уменьшается. При этом наблюдаемое смещение пика поглощения H_{res} в низкие поля обусловлено ростом эффективного поля размагничивания плёнок $4\pi M_{eff}$ согласно известной формуле Киттеля для ФМР:

$$f = \gamma [H_{res}(H_{res} + 4\pi M_{eff})]^{1/2}, \quad (3)$$

где γ — гиромагнитное отношение, соответствующее эффективному g -фактору для сплава CoFeB $g_{eff} \approx 2,1$ [25].

На рисунке 9 представлены результирующие экспериментальные зависимости величин $4\pi M_{eff}(x)$ и $\Delta H(x)$ от концентрации x . Можно заметить, что зависимость $4\pi M_{eff}(x)$ демонстрирует излом в окрестности $x \approx 44$ ат. % (рис. 9а), соответствующей переходу в силь-

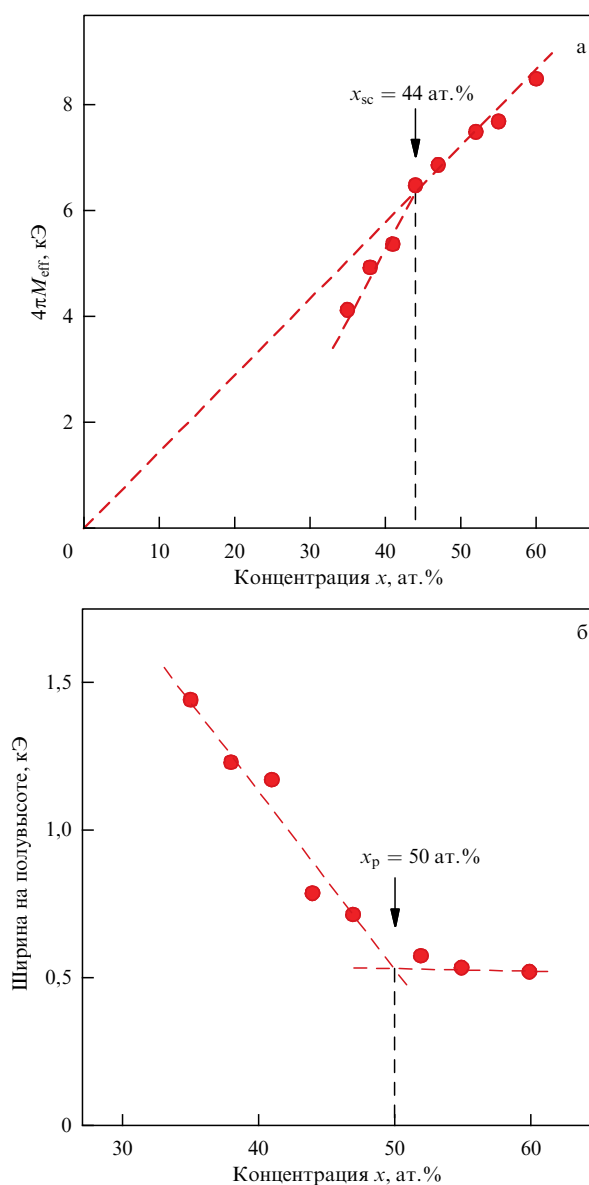


Рис. 9. Концентрационные зависимости величины $4\pi M_{eff}$ (а) и ширины линии ФМР ΔH (б).

но изолирующий транспортный режим x_{sc} (или ПМИ при $x_c \approx 43-44$ ат.%) по данным измерений проводимости. При этом выше x_{sc} выполняется пропорциональность $4\pi M_{eff}(x) \propto x$, что может свидетельствовать о существенном усилении межгранульного обмена и формировании ФМ упорядоченной плёнки. Ниже указанной концентрации ($x \lesssim x_{sc}$) взаимодействие между гранулами уменьшается и величина $4\pi M_{eff}(x)$ начинает быстро падать за счёт усиления тепловых флуктуаций ФМ гранул (перехода к суперпарамагнитному состоянию).

Концентрационная зависимость ширины линии ФМР $\Delta H(x)$ демонстрирует излом в окрестности $x \approx 50$ ат.%, близкой к ПП плёнок x_p по данным транспортных измерений (рис. 9б). Причём выше этого порога ($x > x_p$) ширина линии практически выходит на константу $\Delta H \approx 0,5$ кЭ, а ниже ($x < x_p$) начинает резко возрастать. Такое поведение можно объяснить существенным усилением неоднородного уширения линии ФМР ниже ПП плёнок. Заметим, что по данным [25] магнитная неоднородность плёнок $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}$ является основным источником уширения линии ФМР в окрестности ПМИ. При этом в области концентраций $x < x_c \approx 43-44$ ат.% неоднородное уширение линии ФМР лучше описывается в приближении слабо взаимодействующих независимых ФМ гранул. Напротив, при $x > 44$ ат.% более адекватной оказывается модель двухмагнитного рассеяния, рассматривающая наличие магнитных дефектов в квазиоднородной ФМ плёнке.

3.5. Магнитооптический эффект Керра

В геометрии поперечного эффекта Керра (ТКЕ) измеряется относительное изменение интенсивности отражённого от образца p -поляризованного света при намагничивании образца. Поэтому параметр ТКЕ зависит как от частоты света, что является основой магнитооптической спектроскопии, так и от величины приложенного поля [50]. Для однородных ферромагнетиков параметр ТКЕ линейно зависит от намагниченности, но последнее не справедливо для неоднородных ферромагнетиков, и в частности для НК, так как в данном случае отдельно расположенные суперпарамагнитные гранулы и ферромагнитно упорядоченные области характеризуются принципиально разной полевой зависимостью [27, 50]. Это позволило для диэлектрической области НК (< 43 ат.%) по полевым зависимостям выявить с ростом x переход от суперпарамагнитного состояния к смешанному состоянию, в котором суперпарамагнитные гранулы сосуществуют с суперферромагнитными областями, и, наконец, переход к дальнему ферромагнитному порядку [27].

На рисунке 10 показаны полевые и спектральные зависимости ТКЕ для образцов, содержащих от 43 до 59 ат.% ферромагнитного металла. Из представленных на рис. 10 полевых зависимостей ТКЕ в ненормированном виде (рис. 10а) или в нормированном на сигнал в максимальном поле виде (рис. 10б) следует, что полевая зависимость ТКЕ при $x = 43$ ат.% существенно отличается как от полевой зависимости для $x = 47$ ат.%, так и для $x = 55$ и 59 ат.%. Последние характеризуют магнитомягкие образцы, легко намагничивающиеся в слабых полях (меньше 100 Э), тогда как при $x = 43$ ат.% образец не намагничивается до насыщения даже в поле 3 кЭ. Более того, из рис. 10а видно, что ТКЕ сигнал для образца с $x = 55$ ат.% при 1,97 эВ меньше, чем при $x = 43$

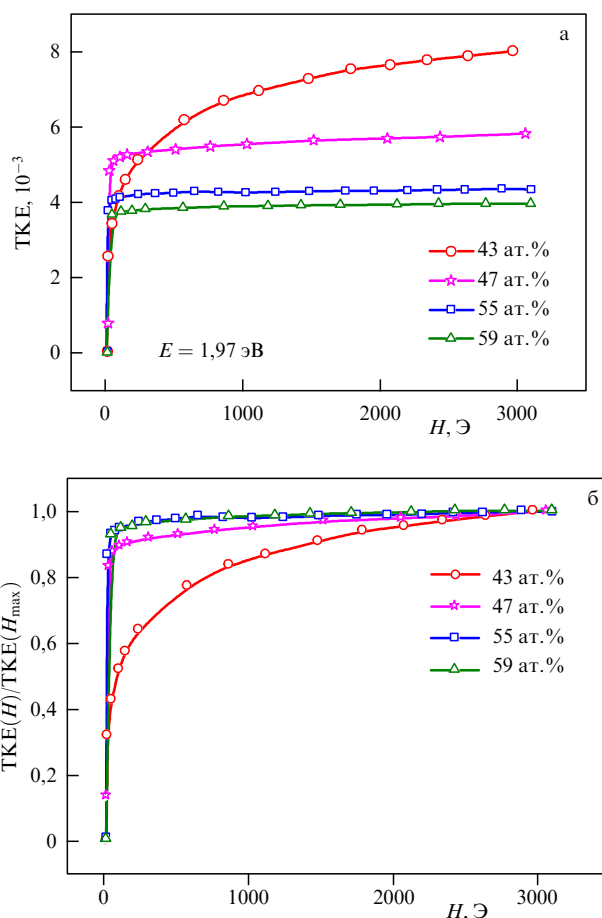


Рис. 10. Полевые зависимости ТКЕ нанокompозита $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{100-x}$ при $E = 1,97$ эВ в ненормированном виде (а) и в нормированном на сигнал в максимальном поле виде (б).

или 47 ат.%, хотя он содержит больше ферромагнитной компоненты. Эти данные однозначно говорят о том, что при $x = 43$ ат.% существуют отдельно стоящие суперпарамагнитные гранулы, причём в подавляющем соотношении с возможными ферромагнитными или суперферромагнитными областями. То есть, действительно, переход к "сильно изолирующему" режиму происходит в окрестности $x_c = 43-44$ ат.%, что хорошо согласуется с данными магнитотранспортных измерений.

В ранней работе [15], посвящённой магнитооптической спектроскопии НК, было высказано предположение о том, что минимум в спектральной зависимости ТКЕ в ближней ИК области спектра достигается для нанокompозитов на пороге перколяции, но при этом не конкретизировалось, является ли данная концентрация геометрическим ПП или соответствующей ПМИ. Как видно из рис. 11, минимум ТКЕ в ближней ИК области спектра достигается при 0,7 эВ в окрестности 43–44 ат.%, т.е. в окрестности ПМИ. Магнитооптические спектры определяются межзонными магнитооптическими переходами и внутризонными. Если в видимой области спектра роль внутризонных переходов незначительна, то по мере увеличения длины волны внутризонные переходы становятся конкурентными межзонным. Поэтому при разрушении непрерывных металлических путей внутризонные переходы подавляются и изменяется спектр, что и является основной причиной различных концентрацион-

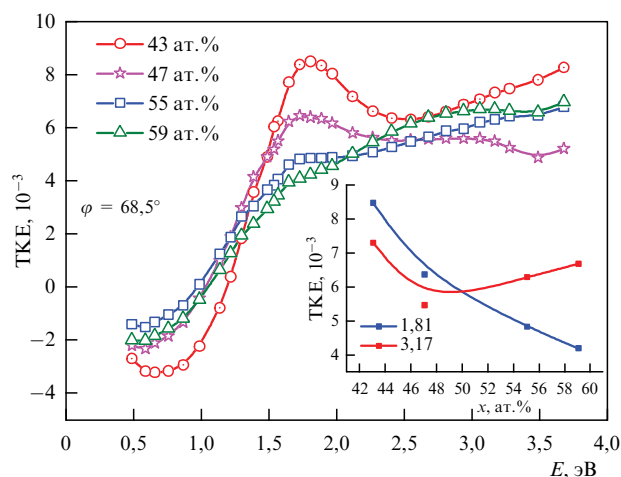


Рис. 11. Спектральные зависимости ТКЕ нанокompозита $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$. На вставке показаны зависимости ТКЕ от содержания магнитной фазы при энергиях 1,81 и 3,17 эВ.

ных зависимостей ТКЕ сигнала в насыщении при разных длинах волн. На вставке рис. 11 даны примеры концентрационных зависимостей ТКЕ. Для ультрафиолетовой области спектра минимум ТКЕ наблюдается около $x \approx 48$ ат.%, т.е. вблизи геометрического ПП. В итоге можно заключить, что полевые и спектральные зависимости ТКЕ также можно использовать для идентификации ПП и ПМИ.

4. Заключение

Выполненное комплексное исследование электросопротивления, АЭХ, ФМР, МОК нанокompозитов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с различным содержанием ферромагнитной фазы x показало, что геометрический порог перколяции не совпадает с критической концентрацией перехода металл–диэлектрик. Концентрационные зависимости электрического сопротивления не позволяют выявить это отличие, тогда как изменение скейлинга АЭХ при варьировании концентрации ферромагнитной фазы даёт возможность определить указанные критические концентрации как $x_p \approx 50\%$ для геометрического порога перколяции и $x_c \approx 43\text{--}44$ ат.% для перехода металл–диэлектрик. Результаты анализа поведения проводимости НК плёнок при субгелиевых температурах $T = 0,4\text{--}3$ К позволили показать, что в изученной системе переход в "сильно изолирующий" активационный режим проводимости $x_{sc} \approx 43$ ат.% сдвинут относительно перехода металл–диэлектрик на величину, не превышающую 1 ат.%. Высокая чувствительность прецизионных магнитных методик ФМР и МОК также позволила выявить особенности в окрестности тех же составов, подтвердив тем самым предложенный метод анализа скейлинга АЭХ, который может быть использован для любых магнитных нанокompозитов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-19-00171) в части исследований транспортных свойств плёночных НК и государственного задания НИЦ "Курчатовский институт" в части изучения особенностей их микроструктуры. При исследованиях использовалось оборудование Ресурсного центра.

Список литературы

1. Beloborodov I S et al. *Rev. Mod. Phys.* **79** 469 (2007)
2. Bedanta S, Kleemann W J. *Phys. D* **42** 013001 (2009)
3. Гантмахер В Ф *Электронны в неупорядоченных средах* (М.: Физматлит, 2005); Пер. на англ. яз.: Gantmakher V F *Electrons and Disorder in Solids* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2005)
4. Efetov K B, Tschersich A *Phys. Rev. B* **67** 174205 (2003)
5. Feigel'man M V, Ioselevich A S *Письма в ЖЭТФ* **81** 341 (2005); *JETP Lett.* **81** 277 (2005)
6. Beloborodov I S, Lopatin A V, Vinokur V M *Phys. Rev. B* **72** 125121 (2005)
7. Bartov D et al. *Phys. Rev. B* **90** 144423 (2014)
8. Mikhailovsky Yu O et al. *Solid State Phenomena* **233–234** 403 (2015)
9. Rylkov V V et al. *Phys. Rev. B* **95** 144202 (2017)
10. Milner A et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 475 (1996)
11. Pakhomov A B, Yan X, Zhao B *Appl. Phys. Lett.* **67** 3497 (1995)
12. Аронзон Б А и др. *Письма в ЖЭТФ* **70** 87 (1999); Aronzon B A et al. *JETP Lett.* **70** 90 (1999)
13. Аронзон Б А и др. *Письма в ЖЭТФ* **71** 687 (2000); Aronzon B A et al. *JETP Lett.* **71** 469 (2000)
14. Грановский Б А и др. *ЖЭТФ* **123** 1256 (2003); Granovsky B A et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **96** 1104 (2003)
15. Ганьшина Е А и др. *ЖЭТФ* **125** 1172 (2004); Gan'shina E A et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **98** 1027 (2004)
16. Bedanta S et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 176601 (2007)
17. Udalov O G, Beloborodov I S *J. Phys. Condens. Matter* **29** 155801 (2017)
18. Udalov O G, Beloborodov I S *Phys. Rev. B* **95** 045427 (2017)
19. Рыльков В В и др. *ЖЭТФ* **158** 164 (2020); Rylkov V V et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **131** 160 (2020)
20. Rylkov V V et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **459** 197 (2018)
21. Рыльков В В и др. *ЖЭТФ* **153** 424 (2018); Rylkov V V et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **126** 353 (2018)
22. Николаев С Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **118** 519 (2023); Nikolaev S N et al. *JETP Lett.* **118** 508 (2023)
23. Николаев С Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **118** 46 (2023); Nikolaev S N et al. *JETP Lett.* **118** 58 (2023)
24. Mitsuyu T, Wasa K *Jpn. J. Appl. Phys.* **20** L48 (1981)
25. Drovoskov A B et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **495** 165875 (2020)
26. Дровосков А Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **112** 88 (2020); Drovoskov A B et al. *JETP Lett.* **112** 84 (2020)
27. Ганьшина Е А и др. *Физика металлов и металловед.* **124** 134 (2023); Gan'shina E A et al. *Phys. Met. Metallogr.* **24** 126 (2023)
28. Swamy G V et al. *AIP Advances* **3** 072129 (2013)
29. Mitani S et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 2799 (1998)
30. Черноглазов К Ю и др. *Физика твердого тела* **65** 1602 (2023); Chernoglazov K Yu et al. *Phys. Solid State* **65** 1534 (2023)
31. Li L et al. *Int. J. Appl. Ceram. Technol.* **16** 2047 (2019)
32. Mooij J H *Phys. Status Solidi A* **17** 521 (1973)
33. Swamy G V et al. *J. Phys. D* **48** 475002 (2015)
34. Mott N F, Davis E A *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials* (New York: Oxford Univ. Press, 1979)
35. Shlimak I et al. *Phys. Rev. B* **55** 1303 (1997)
36. Blinov M I et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **469** 155 (2019)
37. Nagaosa N et al. *Rev. Mod. Phys.* **82** 1539 (2010)
38. Fukumura T et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **46** L642 (2007)
39. Fernández-Pacheco A et al. *Phys. Rev. B* **77** 100403 (2008)
40. Onoda S, Sugimoto N, Nagaosa N *Phys. Rev. B* **77** 165103 (2008)
41. Meier H, Kharitonov M Yu, Efetov K B *Phys. Rev. B* **80** 045122 (2009)
42. Vedyayev A et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 247204 (2013)
43. Vedyayev A V et al. *Appl. Phys. Lett.* **103** 032406 (2013)
44. Matos-Abiague A, Fabian J *Phys. Rev. Lett.* **115** 056602 (2015)
45. Караштин Е А и др. *ЖЭТФ* **163** 5 (2023); Karashtin E A et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **136** 1 (2023)

46. Ведяев А В, Грановский А Б *Физика твердого тела* **28** 2310 (1986); Vedyayev A V, Granovsky A B *Sov. Phys. Solid State* **28** 1293 (1986)
47. Liu X-J, Liu X, Sinova J *Phys. Rev. B* **84** 165304 (2011)
48. Liu X et al. *Phys. Rev. B* **83** 144421 (2011)
49. Shitade A, Nagaosa N *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** 083704 (2012)
50. Ганьшина Е А и др. *ЖЭТФ* **164** 662 (2023); Gan'shina E A et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **137** 572 (2023)

Scaling of anomalous Hall effect as a method to determine percolation threshold and metal–insulator transition in magnetic nanocomposites with intergranular interaction

S.N. Nikolaev^{(1,*), A.B. Drovosekov^{(2), M.Yu. Dmitrieva^{(2,3), K.Yu. Chernoglazov^{(1), A.V. Sitnikov^{(1,4), A.N. Taldenkov^{(1), A.L. Vasiliev^{(1,5), E.A. Gan'shina^{(6), I.M. Pripechenkov^{(6), M.A. Simdyanova^{(6), A.B. Granovsky^{(6,7), V.V. Rylkov^(1,7,8,**)}}}}}}}}}}}

⁽¹⁾ National Research Center Kurchatov Institute, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation,

⁽²⁾ P.L. Kapitza Institute for Physical Problems, Russian Academy of Sciences, ul. Kosygina 2, 119334 Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ National Research University Higher School of Economics, ul. Myasnitskaya 20, 101000 Moscow, Russian Federation

⁽⁴⁾ Voronezh State Technical University, Moskovskii prosp. 14, 394026 Voronezh, Russian Federation

⁽⁵⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Institutskii per. 9, 141701 Dolgoprudny, Moscow region, Russian Federation

⁽⁶⁾ Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽⁷⁾ Institute of Theoretical and Applied Electrodynamics, Russian Academy of Sciences, ul. Izhorskaya 13/19, 125412 Moscow, Russian Federation

⁽⁸⁾ Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, pr. Vvedenskogo 1, 141190 Fryazino, Moscow region, Russian Federation

E-mail: ^(*) niklser@list.ru, ^(**) vvrylkov@mail.ru

Using the example of nanocomposite (NC) films $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$, in which at relatively high temperatures of $T \gtrsim 10$ K a ‘weakly insulating’ regime is observed in the logarithmic temperature dependence of the conductivity $\sigma \propto \ln T$, characteristic of a strong tunnel coupling between granules, the scaling in the behavior of the anomalous Hall effect (AHE) resistance as a function of the longitudinal resistance ρ_{AHE} was studied in detail. The studies were carried out in fields up to 14 T at temperatures $T = 0.4 - 200$ K in the range of metallic phase content $x \approx 35 - 60$ at.%, covering the percolation transition. It was found that the power n in the scaling dependence $\rho_{\text{AHE}} \propto [\rho(T)]^n$ behaves nonmonotonically. In the ranges $x \approx 35 - 44$ at.% and $x \approx 50 - 60$ at.%, an increase in the power is clearly observed, whereas in the interval $x \approx 44 - 50$ at.%, the value of n remains practically unchanged. We believe that the kink regions in the dependence $n(x)$ indicate a change in the NC conductivity mechanism and determine the percolation threshold (at $x_p \approx 50$ at.%) and the metal–insulator transition ($x_c \approx 44$ at.%), which do not coincide in these systems. The results of an analysis of the behavior of $\sigma(T)$ at subhelium temperatures $T = 0.4 - 3$ K confirm this conclusion. Studies of the magnetic properties of NCs vs the metallic phase content x using ferromagnetic resonance and magneto-optical spectroscopy methods also indicate the presence of specific features in the vicinity of concentrations $x \approx 44$ and 50 at. %.

Keywords: anomalous Hall effect, nanocomposites, metal–insulator transition, percolation threshold

PACS numbers: 64.60.ah, **71.30.+h**, **75.47.-m**

Bibliography — 50 references

Received 14 August 2024

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **195** (6) 658 – 668 (2025)

Physics – Uspekhi **68** (6) (2025)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.11.039814>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.11.039814>