

Особенности скейлинга аномального эффекта Холла в нанокompозитных пленках $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ ниже порога перколяции: Проявление со-туннельной холловской проводимости?

С. Н. Николаев⁺¹⁾, К. Ю. Черноглазов⁺, А. С. Бугаев^{*×}, А. Б. Грановский^{°∇}, В. В. Рыльков^{+×∇1)}

⁺Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

^{*}Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

[×]Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 141190 Фрязино, Россия

[°]Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[∇]Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 июля 2023 г.

После переработки 31 августа 2023 г.

Принята к публикации 1 сентября 2023 г.

Изучен скейлинг в поведении сопротивления аномального эффекта Холла ρ_{ANE} от продольного ρ в нанокompозитах $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с низкой концентрацией диспергированных атомов Co и Fe ($N_d \sim 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) в аморфной матрице LiNbO_3 . Исследования выполнены ниже порога перколяции ($x_p \approx 49 \text{ ат. \%}$) в диапазоне $x \approx 40\text{--}48 \text{ ат. \%}$, в котором наблюдается логарифмический закон в температурной зависимости проводимости $\sigma \propto \ln T$ ($x \approx 44\text{--}48 \text{ ат. \%}$), переходящий в закон “1/2” $\ln \sigma \propto -(T_0/T)^{1/2}$ при $x \approx 40\text{--}42 \text{ ат. \%}$, характерный для со-туннельных процессов переноса в нанокompозитах. Обнаружено, что в скейлинговой зависимости $\rho_{ANE}/x \propto [\rho(x)]^n$ степень $n \approx 0.24$ с точностью 5% совпадает с n в аналогичной зависимости для НК на базе иной матрицы $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ с высоким содержанием $N_d \sim 10^{21}\text{--}10^{22} \text{ см}^{-3}$, а также с n в параметрической зависимости $\rho_{ANE} \propto [\rho(T)]^n$ для образцов с наименьшими $x \approx 40 \text{ ат. \%}$. Обнаруженные особенности связываются с коррелированным изменением вероятности со-туннельных переходов в совокупности из более 3-х центров под действием спин-орбитального взаимодействия. Не исключается также возможность проявления туннельного аномального эффекта Холла барьерного типа на интерфейсах гранул.

DOI: 10.31857/S1234567823190084, EDN: xrejob

1. Введение. Аномальный эффект Холла (АЭХ) является центральным в группе нечетных по намагниченности явлений переноса и одним из первых обнаруженных эффектов, обусловленных влиянием спин-орбитального взаимодействия (СОВ) на транспорт спин-поляризованных электронов в системах с металлической проводимостью. Несмотря на почти 150-летнюю историю изучения АЭХ многие вопросы относительно природы АЭХ и его аналога – спинового эффекта Холла, одного из ключевых эффектов спинтроники, не решены [1, 2]. Обнаружение топологического и антиферромагнитного АЭХ [3, 4] (не пропорционального намагниченности), а также АЭХ в новом классе магнитных материалов, так называемых альтермагнетиках (alttermagnets) [5], свидетельствует о дополнительных возможных механиз-

мах АЭХ и сопутствующих магнитотранспортных явлений.

Новый толчок в развитии исследования АЭХ в высокорезистивных магнитно-неоднородных структурах вызвали также сравнительно недавние теоретические работы, в которых предсказывался АЭХ в режиме туннельного (ТАЭХ) переноса спин-поляризованных электронов в магнитных туннельных переходах (МТП). В этом случае ТАЭХ определяется СОВ при туннелировании, который может быть связан с эффектами Рашбы и Дрессельхауза за счет нецентросимметричности кристаллической структуры материала туннельной прослойки [6], с рассеянием электронов внутри барьерной прослойки на примесях с большой константой СОВ [7]; эффектом Рашбы, индуцированным внешним напряжением смещения МТП [8], или внутренним эффектом Рашбы, обусловленным интерфейсным барьером на границе металлического

¹⁾e-mail: niklser@list.ru; vvrylkov@mail.ru

электрода и туннельной прослойки [9]. Недавно также был рассмотрен комбинированный вариант СОВ, вызванного внешним напряжением смещения МТП и интерфейсным барьером [10].

Однако экспериментальные исследования ТАЭХ весьма затруднительны из-за шунтирования холловской э.д.с. металлическими электродами МТП, размеры которых существенно превосходят толщину туннельной прослойки [11]. Поэтому не случайно, что первые проявления ТАЭХ были зафиксированы нами на примере наноконкомпозитов (НК) $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ (для краткости сплав $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ будем обозначать как CoFeB) [11] с округлыми гранулами, в которых их размер ($\sim 2-4$ нм) не намного больше туннельных зазоров между ними (~ 1 нм), в отличие от МТП. Обнаруженный ТАЭХ в [11] был объяснен с привлечением механизма [7], т.е. рассеянием электронов при туннелировании за счет СОВ на диспергированных атомах Fe и Co, содержащихся в изолирующей матрице в больших концентрациях ($N_d \sim 10^{21}-10^{22}$ см⁻³). Однако, в аналогичных пленках $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с большим содержанием диспергированных атомов Fe и Co, но сильно вытянутыми гранулами (отношение поперечного размера d_{\perp} вдоль роста НК к латеральному d_{\parallel} достигало 5), обнаружить вклад ТАЭХ уже не удалось [12].

Заметим, что токи шунтирования могут быть настолько велики, что фиксация падения напряжения, обусловленного их протеканием через электроды МТП, может быть использовано для анализа механизма формирования ТАЭХ [10]. (В [10] при пропускании тока через вертикальную структуру Pt/MgO/CoFeB регистрировалось падение напряжения в плоскости Pt электрода. Таким образом, использовался метод изучения эффекта Холла, подобный методу холловского тока, развитому для вертикальных структур с расщепленным электродом [13]).

Недавно нами были синтезированы тонкие пленки НК $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ на Si подложках, магнетосопротивление и проводимость которых демонстрировали эффекты совместного резонансного туннелирования многих электронов через цепочки гранул (или со-туннелирования от англ. co-tunneling; см. [14] и ссылки там). При этом пленки обладали небольшой вытянутостью гранул $d_{\perp}/d_{\parallel} \approx 1.5$ и относительно малым содержанием диспергированных атомов Fe и Co ($N_d \sim 4 \cdot 10^{20}$ см⁻³) в аморфной матрице LiNbO₃. В этих условиях должна возрастать роль интерфейсных областей гранул и, следовательно, можно было ожидать иных особенностей проявления ТАЭХ, чем в ранее изученных нами образцах

$(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ [11]. Кроме того, АЭХ в режиме со-туннельного электронного переноса, насколько нам известно, ранее не анализировался, что в итоге и инициировало данную работу.

2. Образцы и методы исследований. Пленки $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ толщиной 150 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 LiNbO₃, что позволяло в едином цикле формировать НК с различным содержанием металла в диапазоне $x = 10-50$ ат. % (см. детали в [14]). Транспортные и магнитные свойства НК изучались на универсальных образцах, выполненных с использованием взрывной (lift-off) фотолитографии в форме двойного холловского креста. Эксперименты были выполнены с помощью магнитной измерительной системы PPMS Dynacool-14 в слабых электрических полях ≤ 10 В/см, в диапазоне температур $T = 4.2-200$ К, в магнитном поле до 14 Тл.

Структурные исследования, выполненные с помощью просвечивающей растровой электронной микроскопии, показали, что пленки НК представляют собой ансамбль хаотично расположенных гранул CoFeB размером $a_g \approx 2.5-4.0$ нм в матрице LiNbO₃. Гранулы немного вытянуты в направлении роста пленки; отношение размера гранул поперек плоскости пленки к размеру вдоль пленки $d_{\perp}/d_{\parallel} \approx 1.5$ [14]. Отметим, что в изученных нами ранее пленках $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$, полученных на ситалле [12], металлические гранулы были существенно удлинены вдоль роста пленки. Их размеры составляли 10-15 нм в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, и 2-4 нм в плоскости пленки. Такое различие форм гранул могло возникнуть из-за меньшей температуры роста пленки, обусловленной высокой теплопроводностью кремния. Кроме того, подложки Si являются кристаллическими в отличие от аморфного ситалла, что также могло привести к различиям в структуре НК.

3. Результаты и обсуждение. Температурные зависимости проводимости $\sigma(T)$ исследуемых структур представлены на рис. 1а. Для НК с содержанием металла $x \approx 44-48$ ат. % (ниже порога перколяции $x_p \approx 49$ ат. %) проводимость в широком диапазоне температур описывается логарифмическим законом $\sigma \propto \ln T$ (см. вставку к рис. 1а), характерным для сильной туннельной связи между соседними гранулами при величине межгранульного туннельного контактанса G_t , заметно превышающей квант проводимости: $g = G_t/(2e^2/h) \geq 1$ [15]. При содержании металлических гранул ниже

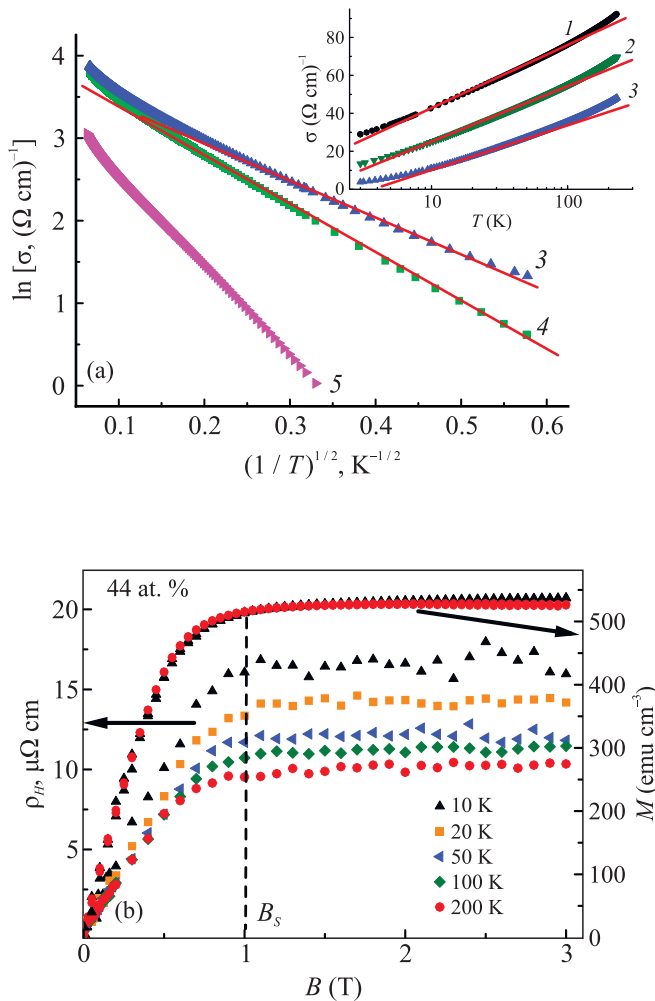


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Температурные зависимости проводимости пленок $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ $\sigma(T)$ в координатах $\ln \sigma - (1/T)^{1/2}$. На вставке – температурные зависимости $\sigma(T)$ в координатах $\sigma - \log T$. Зависимости получены для образцов с различным содержанием ферромагнитного сплава (кривые 1–5): 1 – 48; 2 – 46; 3 – 44; 4 – 42; 5 – 40 ат. %. (b) – Магнитопольевые зависимости холловского сопротивления ρ_H и намагниченности для образца $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с содержанием $x = 44$ ат. % при различных температурах

некоторой критической величины x_c параметр g оказывается меньше 1. В этих условиях согласно [15] происходит переход металл-изолятор (ПМИ), ниже которого наблюдается закон Эфроса–Шкловского “1/2”: $\ln \sigma \propto -(T_0/T)^{1/2}$, обусловленный со-туннелированием электронов через цепочки “резонансных” гранул. В нашем случае ПМИ наблюдается в образцах с $x < 44$ ат. % (при $x_c \sim 43$ ат. %) (см. [14] и ссылки там). Аналогичное поведение $\sigma(T)$ наблюдалось также нами в пленках НК $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ при изменении x от 56 до 47 ат. % ($x_p \approx 57$ ат. %) [11].

Полученные образцы демонстрируют АЭХ (рис. 1b), который в ферромагнитных материалах определяется СОВ и спиновой поляризацией носителей заряда, пропорциональной намагниченности M образца [1]:

$$\rho_H = R_0 B + 4\pi R_s M \approx 4\pi R_s M, \quad (1)$$

где ρ_H – удельное холловское сопротивление. Первый член в формуле (1) описывает нормальный эффект Холла, пропорциональный магнитной индукции B и обусловленный силой Лоренца; R_0 – константа нормального эффекта Холла. Второй член определяется аномальной компонентой эффекта Холла $\rho_{ANE} = 4\pi R_s M$, которая в ферромагнитных материалах, включая магнитные гранулированные системы [16], обычно является доминирующей $\rho_{ANE} \gg R_0 \cdot B$. Как правило, константа АЭХ R_s степенным образом зависит от продольного удельного сопротивления ρ ($= 1/\sigma$): $R_s \propto \rho^n$, где показатель степени n определяется механизмом АЭХ. При низких температурах, когда $M(T) \approx \text{const}$, $\rho_H \approx \rho_{ANE} = 4\pi R_s M \propto R_s$, т.е. $\rho_H \propto \rho^n$. В этих условиях скейлинг часто выражают через холловскую проводимость: $\sigma_H = \rho_H \sigma^2$, при этом $\sigma_H \propto \sigma^\gamma$ ($\gamma = 2 - n$).

Напомним, что показатель степени n хорошо установлен для однородных ферромагнетиков с металлической проводимостью. При упругом рассеянии носителей заряда (низкие температуры) $n = 1$ для механизма асимметричного рассеяния (skew scattering) и $n = 2$ для механизма бокового смещения при рассеянии (side-jump) и собственного (intrinsic) механизма АЭХ [1]. Однако, с увеличением потенциала примесного рассеяния n уменьшается до $n \approx 0.4$ как в высокоомных ($\rho > 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}$) магнитных материалах (так называемых “грязных” металлах) [1, 17], так и в гранулированных системах вблизи перколяционного перехода [11, 16, 18]. Подчеркнем, что существуют, однако, примеры, когда указанный скейлинг не поддерживается как для концентрированных гранулированных сплавов, так и металлических тонкопленочных систем [19–22]. Тем не менее, он выполняется для большинства систем при низких температурах и полезен для изучения доминирующих механизмов АЭХ.

Из данных рис. 1b следует, что в изученных НК поведение намагниченности и АЭХ хорошо коррелируют, насыщаясь в поле $B_s \approx 1 \text{ Тл}$. При этом, величина АЭХ возрастает почти в 2 раза при уменьшении температуры от 200 до 10 К, тогда как намагниченность изменяется не более чем на 5%. Поэтому в нашем случае в полях $> 1 \text{ Тл}$ можно считать, что $\rho_H \propto R_s \propto \rho^n$. Отметим также, что по дан-

ным измерений намагниченности в исследуемых НК $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ величина $N_d \sim 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, т.е. минимум на порядок меньше, чем в ранее исследованных образцах $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ (оценка N_d получена из наклона $M(T)$ в полях выше 1.5 Тл при $T = 10 \text{ К}$; см. рис. 1б).

Обратимся теперь к скейлинговому поведению холловского сопротивления синтезированных НК образцов. В окрестности порога перколяции удельное сопротивление НК образцов можно одинаково эффективно изменять как путем изменения температуры, так и содержания металла [11]. Так же, как и в [11], для исследованных образцов с содержанием металла $x \approx 40\text{--}48 \text{ ат.}\%$ при варьировании температуры выполняется закон $\rho_{\text{АНЕ}} \propto [\rho(T)]^n$ (рис. 2). При уменьшении x от 48 до 40 ат. % значе-

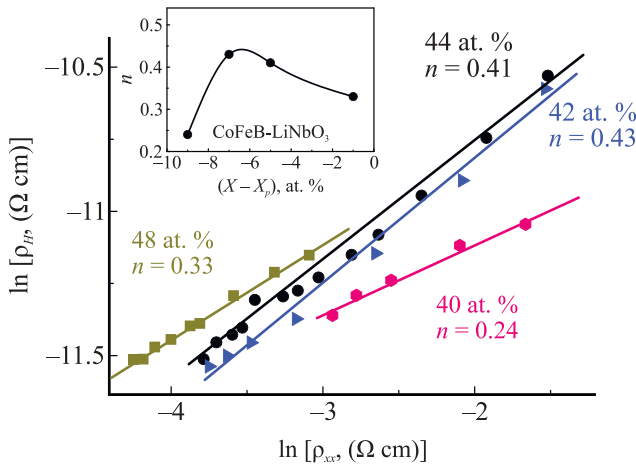


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости холловского сопротивления от продольного сопротивления для образцов с различным фиксированным содержанием металла $x = 40\text{--}48 \text{ ат.}\%$ при варьировании температуры. На вставке – зависимости показателя степени n в законе $\rho_H \propto [\rho(T)]^n$ от содержания металла ниже перколяционного перехода $x_p \approx 49 \text{ ат.}\%$

ние n вначале возрастает от 0.33 до 0.43 при $\Delta x = (x_p - x) = 7 \text{ ат.}\%$ (см. вставку к рис. 2), а затем падает до 0.24 при $\Delta x = 9 \text{ ат.}\%$ (в области перехода в проводимости к закону “1/2”; рис. 1а). В случае НК $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ зависимость $n(x)$ была получена в области логарифмического закона $\Delta x \approx (57\text{--}49) = 8 \text{ ат.}\%$, в котором величина n падает от 0.6 до 0.4 [11], т.е. до той же величины, как и в случае НК $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$. Обратим внимание, что отмеченное выше немонотонное поведение n от Δx наблюдается в окрестности ПМИ, когда металлическая проводимость массива гранул с сильной туннельной связью между ними (логарифмиче-

ский закон в $\sigma(T)$) трансформируется в активационную туннельную проводимость между отдельными областями резонансно связанных гранул (закон “1/2”) [15]. На языке протяженных кластерных электронных состояний (КЭС) [23], образующихся при большой прозрачности межгранульных туннельных барьеров, ПМИ означает переход от КЭС неограниченных размеров к КЭС конечных размеров, что сопровождается ростом эффективных межгранульных зазоров d_g .

В случае НК с малым содержанием N_d кажется естественным связать наблюдаемый ТАЭХ с приповерхностным барьерным механизмом типа рассмотренного в [9, 10]. Действительно, при очень малых d_g интерфейсный барьер может экранироваться, а эффект Холла нивелироваться, поскольку в узкой диэлектрической прослойке электрон просто не успевает заметно отклониться под действием СОВ. Поэтому уменьшение x и увеличение d_g сопровождается ростом аномальной компоненты эффекта Холла и величины n . Однако при дальнейшем увеличении d_g , когда сопротивление резко возрастает, эта тенденция сменяется на противоположную, т.е. показатель n начинает уменьшаться. Заметим, что при анализе поведения АЭХ в гранулированной системе с сильной туннельной связью между гранулами в рамках моделей асимметричного рассеяния (skew scattering) и бокового смещения (side-jump) внутри гранул было получено значение $n = 0$ [24].

С другой стороны, необходимо иметь в виду, что при изменении продольного сопротивления за счет изменения температуры существенную роль может играть неупругое рассеяние электронов на фононах и/или магнонах, приводя к кардинальной модификации скейлинга [19, 25, 26]. Так в [25] при исследовании АЭХ в $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ на металлической стороне ПМИ ($x \geq 0.05$) были выявлены существенно отличные степенные законы $\rho_{\text{АНЕ}}(T) \propto [\rho(T)]^2$ и $\rho_{\text{АНЕ}}(x) \propto [\rho(x)]^{0.5}$ при изменении температуры и содержания Mn, соответственно. Поэтому невозможно судить о механизме АЭХ только на основании изучения параметрической зависимости $\rho_H \approx \rho_{\text{АНЕ}} \propto [\rho(T)]^n$.

На рисунке 3а представлены зависимости холловского сопротивления ρ_H/x от продольного сопротивления ρ при фиксированных температурах $T = 30, 50, \text{ и } 100 \text{ К}$ и варьировании содержания металлической фазы (следуя [11], при анализе скейлинга мы полагали, что намагниченность образцов $M \propto x$; обоснование необходимости нормировки ρ_H на x см. ниже). Удивительно, что все точки на графике $\rho_{\text{АНЕ}}/x - [\rho(x)]^n$, относящиеся к области перколяционного перехода, где доминирует логарифмический

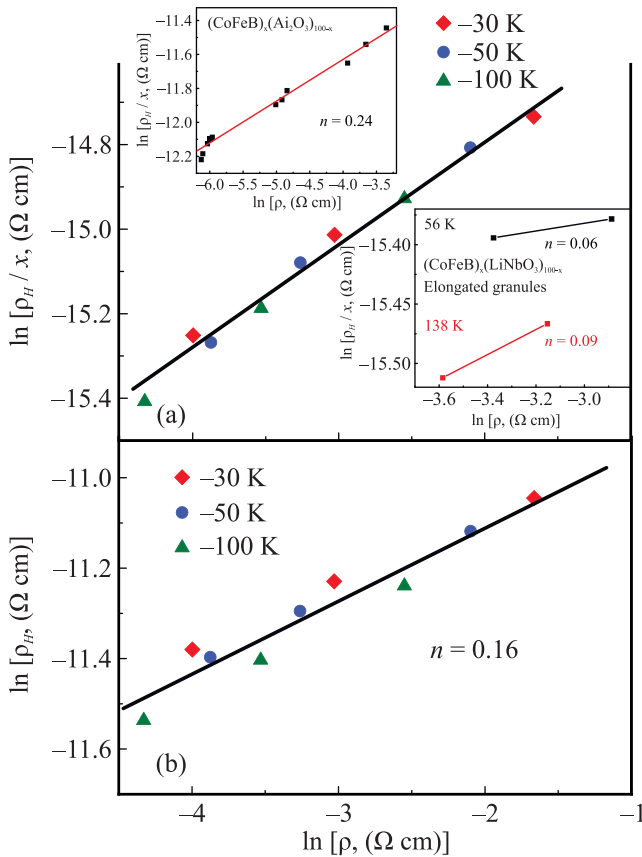


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости холловского сопротивления ρ_H от продольного сопротивления ρ для образцов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ при вариации содержания металла x в диапазоне $x = 42\text{--}48$ ат. % и фиксированных температурах $T = 30, 50$ и 100 K в координатах: (a) – $\ln(\rho_H/x)$ от $\ln \rho$ и (b) – $\ln \rho_H$ от $\ln \rho$. На верхней вставке для сравнения приведены аналогичные зависимости для образцов $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ из [11] при фиксированных T из диапазона $10\text{--}36$ K. На нижней вставке для сравнения приведены аналогичные зависимости при $T = 56$ K и $T = 138$ K для образцов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с вытянутыми гранулами из [12]

закон $\sigma \propto \ln T$, ложатся на одну прямую с наклоном $n \approx 0.24$. При этом полученная величина n с точностью $\sim 5\%$ совпадает со значением n для системы $(\text{CoFeB})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ с округлыми гранулами и высоким содержанием диспергированных атомов Co и Fe [11] (см. верхнюю вставку на рис. 3а). Однако, сильно превосходит оценку n (в 3–4 раза) для НК $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ с сильно вытянутыми гранулами [12] (нижняя вставка на рис. 3а). Интересно также отметить, что данное значение $n \approx 0.24$ хорошо совпадает со значением степени, найденной при варьировании температуры по зависимости $\rho_{\text{АНЕ}}$ от $[\rho(T)]^n$ для образца $x \approx 40$ ат. % (закон “1/2” в $\sigma(T)$),

хотя для образцов с x из области логарифмического закона $\sigma(T)$ этот параметр заметно выше ($n = 0.33\text{--}0.43$; см. рис. 2).

Можно показать, что нормировка на x при анализе скейлинга в поведении $\rho_{\text{АНЕ}}$ от ρ путем варьирования содержания металла весьма желательна в тех случаях, когда удельное сопротивление изучаемых образцов изменяется в разы при относительно слабом изменении сопротивления АЭХ (т.е. ожидается показатель степени n , заметно меньший 1). Действительно, увеличение n при нормировке ρ_H на x в диапазоне $x = 40\text{--}48$ ат. % составляет $n = n_0 + \ln(48/40)/\ln(\rho_{40}/\rho_{48}) \approx n_0 + 0.18/\ln(\rho_{40}/\rho_{48})$, где n_0 – показатель в отсутствие нормировки, а ρ_{40} и ρ_{48} – удельные сопротивления НК пленок при 40 и 48 ат. % соответственно. Иными словами, при изменении $\ln \rho$ в пределах 2 (см. рис. 3а), наклон в зависимости $\ln \rho_H$ от $\ln \rho$ должен уменьшиться на величину ~ 0.1 , что наблюдается экспериментально (см. рис. 3б). Важно отметить, что при нормировке заметно улучшается качество подгонки экспериментальных данных линейной функцией (относительное среднеквадратичное отклонение составляет 4.4 и 9.7% для скейлинговых зависимостей на рис. 3а и б соответственно).

Напомним, что наблюдение закона “1/2” в проводимости исследованных НК мы связываем с прыжковой проводимостью и эффектами со-туннелирования электронов через цепочки гранул, причем в магнетосопротивлении данные эффекты проявляются и в образцах с $x = 44\text{--}48$ ат. %, в которых наблюдается логарифмический закон в $\sigma(T)$ [14]. Это обстоятельство наводит на мысль об ином источнике ТАЭХ, связанном с коррелированным изменением вероятности туннельных переходов в совокупности магнитных центров под действием СОВ [27]. В теории этот случай хорошо изучен для разбавленных перколяционных систем с изолированными магнитными примесями, когда для описания эффекта Холла достаточно рассмотреть тройки центров и учесть эффекты прямого и непрямого (второго порядка через промежуточное состояние) туннелирования [28]. При этом в продольной проводимости таких систем доминируют процессы прямого туннелирования (первого порядка). Однако в случае НК с плотно упакованными магнитными гранулами это нарушается [11, 12]; закон “1/2” в этом случае удается непротиворечивым образом объяснить с привлечением представлений о со-туннелировании, т.е. процессах туннелирования высокого порядка [15] (см. также [14] и ссылки там). Влияние СОВ на холловскую проводимость НК в

этих условиях, насколько нам известно, не изучалось. Формально из различных режимов прыжковой проводимости в примесных магнитных полупроводниках, рассмотренных в [28], к нам наиболее близок случай переноса при наличии кулоновской щели, когда в проводимости также выполняется закон “1/2”. В этом случае согласно [28]: $\gamma = 1.33-1.62$, что соответствует $n = 0.67-0.38$ (в пионерской работе [27] получена степень $n = 0.5$), т.е. с точностью до коэффициента $\approx 1.5-2.5$ совпадает с найденным в эксперименте скейлинговым параметром $n \approx 0.24$.

Наблюдаемое расхождение теоретических предсказаний для скейлинга АЭХ в случае систем с изолированными примесями в режиме прыжкового переноса [27, 28] с полученным нами скейлингом для НК из плотно упакованных гранул мы связываем с принципиально разным характером транспорта в данных системах. В первом случае АЭХ отсутствует при переходе электрона с одного примесного центра на другой, и именно поэтому привлекается коррелированный переход между тремя примесными центрами, который только условно можно считать со-туннелированием. Между тем, в гранулированной системе АЭХ возникает при туннелировании между двумя гранулами, а в случае со-туннелирования и при туннелировании через цепочки гранул, не обязательно через тройки гранул. Для такого процесса со-туннелирования теория АЭХ не разработана, а процесс усреднения по тройкам примесных центров, используемый в работах [27, 28], к со-туннелированию в гранулированных системах неприменим.

Таким образом, наблюдение универсального скейлинга $\rho_{АНЕ}/x \propto [\rho(x)]^{0.24}$ в поведении холловского сопротивления от продольного в НК на базе аморфных матриц Al_2O_3 и $LiNbO_3$ с существенно различными ширинами запрещенной зоны (отличаются в 1.5 раза) и, соответственно, межгранульными барьерами указывает на доминирующую роль механизма ТАЭХ, связанного с коррелированным изменением вероятности туннельных переходов в совокупности из более 3-х магнитных гранул под действием СОВ, типа рассмотренного в [27, 28] для систем с изолированными магнитными примесями. Так как найденный скейлинг с $n \approx 0.24$ наблюдается в достаточно широкой области составов ниже порога перколяции, то это указывает на то, что процессы со-туннелирования становятся уже существенны для АЭХ даже когда они не проявляются в продольной проводимости при сильной туннельной связи между гранулами. Вместе с тем не следует полностью исключать рассмотренный выше интерфейсный барьерный механизм ТАЭХ [9, 10], позволяющий ка-

чественно объяснить немонотонную концентрационную зависимость показателя скейлинга n , полученного путем изменения температуры: $\rho_{АНЕ} \propto [\rho(T)]^n$ (рис. 2).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 22-29-00392) с использованием оборудования Ресурсного Центра НИЦ “Курчатовский институт”.

1. N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, and N. P. Ong, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1539 (2010).
2. J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
3. H. Wang, Y. Dai, G.-M. Chow, and J. Chen, *Prog. Mater. Sci.* **130**, 100971 (2022).
4. L. Šmejkal, A. H. MacDonald, J. Sinova, S. Nakatsuji, and T. Jungwirth, *Nat. Rev. Mater.* **7**, 482 (2022).
5. L. Šmejkal, J. Sinova, S. Nakatsuji, and T. Jungwirth, *Phys. Rev. X* **12**, 040501 (2022).
6. S. A. Tarasenko, V. I. Perel, and I. N. Yassievich, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 056601 (2004).
7. A. Vedyayev, N. Ryzhanova, N. Strelkov, and B. Dieny, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 247204 (2013).
8. A. V. Vedyayev, M. S. Titova, N. V. Ryzhanova, M. Y. Zhuravlev, and E. Y. Tsymbal, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 032406 (2013).
9. A. Matos-Abiague and J. Fabian, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 056602 (2015).
10. Е. А. Караштин, Н. С. Гусев, И. Ю. Пашенькин, М. В. Сапожников, А. А. Фраерман, *ЖЭТФ* **163**, 5 (2023).
11. V. V. Rylkov, S. N. Nikolaev, K. Yu. Chernoglazov, V. A. Demin, A. V. Sitnikov, M. Yu. Presnyakov, A. L. Vasiliev, N. S. Perov, A. S. Vedeneev, Yu. E. Kalinin, V. V. Tugushev, and A. B. Granovsky, *Phys. Rev. B* **95**, 144202 (2017).
12. В. В. Рыльков, С. Н. Николаев, В. А. Демин, А. В. Емельянов, А. В. Ситников, К. Э. Никируй, В. А. Леванов, М. Ю. Пресняков, А. Н. Талденков, А. Л. Васильев, К. Ю. Черноглазов, А. С. Веденеев, Ю. Е. Калинин, А. Б. Грановский, В. В. Тугушев, А. С. Бугаев, *ЖЭТФ* **153**, 424 (2018).
13. Е. В. Кучис, *Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования*, Радио и связь, М. (1990), 264 с.
14. С. Н. Николаев, К. Ю. Черноглазов, А. В. Емельянов, А. В. Ситников, А. Н. Талденков, Т. Д. Пацаев, А. Л. Васильев, Е. А. Ганьшина, В. А. Демин, Н. С. Аверкиев, А. Б. Грановский, В. В. Рыльков, *Письма в ЖЭТФ* **118**, 46 (2023).
15. I. S. Beloborodov, A. V. Lopatin, V. M. Vinokur, and K. V. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 469 (2007).
16. A. Pakhomov, X. Yan, and B. Zhao, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3497 (1995).

17. S. Onoda, N. Sugimoto, and N. Nagaosa, *Phys. Rev. B* **77**, 165103 (2008).
18. Б. А. Аронзон, Д. Ю. Ковалев, А. Н. Лагарьков, Е. З. Мейлихов, В. В. Рыльков, М. В. Седова, N. Negre, M. Goiran, J. Leotin, *Письма в ЖЭТФ* **70**, 87 (1999).
19. А. В. Ведряев, А. Б. Грановский, О. А. Котельникова, *Кинетические явления в неупорядоченных ферромагнитных сплавах*, изд-во МГУ, М. (1992).
20. А. В. Ведряев, А. Б. Грановский, А. В. Калицов, Ф. Брауэрс, *ЖЭТФ* **112**, 2198 (1997).
21. Y. Tian, L. Ye, and X. Jin, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 087206 (2009).
22. D. Hou, G. Su, Y. Tian, X. Jin, S. A. Yang, and Q. Niu, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 217203 (2015).
23. Л. В. Луцев, М. Н. Копытин, А. В. Ситников, О. В. Стогней, *ФТТ* **47**, 2080 (2005).
24. H. Meier, M. Y. Kharitonov, and K. V. Efetov, *Phys. Rev. B* **80**, 045122 (2009).
25. X. Liu, S. Shen, Z. Ge, W. L. Lim, M. Dobrowolska, and J. K. Furdyna, *Phys. Rev. B* **83**, 144421 (2011).
26. A. Shitade, and N. Nagaosa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **81**, 083704 (2012).
27. A. V. Vedyayev and A. B. Granovsky, *Sov. Phys. Solid State* **28**, 1293 (1986).
28. X.-J. Liu, X. Liu, and J. Sinova, *Phys. Rev. B* **84**, 165304 (2011).