

Аномальный эффект Холла в эпитаксиально напряженных тонких пленках иридата стронция

Г. Д. Ульев^{1b+*}), Г. А. Овсянников^{1b+1)}, К. И. Константиан^{1b+}, А. М. Петржик^{1b+}, А. В. Маширов^{1b+}

⁺Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) 141701 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 17 июня 2026 г.

После переработки 24 июня 2026 г.

Принята к публикации 25 июня 2026 г.

Исследован низкотемпературный магнетотранспорт тонких эпитаксиальных пленок топологического полуметалла (SrIrO_3), выращенных на подложках $(110)\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$ (PMN-PT) и $(001)\text{SrTiO}_3$, создающих растягивающую ($\varepsilon = +1.5\%$) и сжимающую ($\varepsilon = -1.4\%$) деформации соответственно. В обеих пленках обнаружен аномальный эффект Холла, обусловленный присутствием в электронном спектре кривизны Берри состояний $J_{\text{eff}} = 1/2$. Для пленки $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ аномальный эффект Холла обнаружен впервые, при этом эпитаксиальная деформация меняет знак коэффициента Холла и многократно увеличивает аномальную холловскую проводимость по сравнению с пленкой $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$. Магнетосопротивление качественно различается: пленка $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ демонстрирует V-образное отрицательное магнетосопротивление -3.3% , описываемое суперпозицией слабой локализации и классического орбитального фона, пропорционального квадрату внешнего магнитного поля; пленка $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ показывает пик проводимости при нулевом внешнем поле, типично для САЛ. Аппроксимация магнитно-полевой зависимости сопротивления пленок по модели Маэкавы–Фукуямы с квадратичным фоном магнитного поля дает длину сбоя фазы $L\varphi = 10\text{--}40$ нм, а показатель дефазировки ($p \approx 1$), который соответствует двумерному кулоновскому механизму взаимодействия электронов. Знак эпитаксиальной деформации определяет тип квантовых поправок к проводимости (слабая антилокализация или локализация) и величину аномального эффекта Холла.

DOI: 10.7868/S3034576626080090

1. Введение. Иридат стронция SrIrO_3 является топологическим полуметаллом с сильным спин-орбитальным взаимодействием (COB) ~ 0.5 эВ. В идеальной centrosymmetric орторомбической структуре (пространственная группа Pbnm) зоны, образованные состояниями $J_{\text{eff}} = 1/2$, пересекаются вдоль замкнутой узловой линии (*nodal line*), защищенной несимморфной симметрией скользящего отражения [1–3]; ARPES для пленок SrIrO_3 подтверждает дираковскую дисперсию с узлом примерно на 50 мэВ ниже уровня Ферми [4, 5]. Поскольку centrosymmetric немагнитный кристалл сохраняет инверсию и обращение времени, все зоны крамерово вырождены, и защищенные пересечения образуют дираковскую узловую линию, а не изолированные вейлевские точки [6]. Эпитаксиальная деформация при росте пленок на подложках понижает симметрию и снимает защиту узловой линии: она расщепляется на узлы вейлевского типа или создает щель [3, 7], так что напряженные пленки

корректнее описывать как топологический полуметалл дирак-вейлевского типа с сильной кривизной Берри вблизи (бывших) узлов [6, 7]. В результате в зоне Бриллюэна вблизи этих узлов образуются “горячие точки” кривизны Берри, что создает предпосылки для аномального эффекта Холла (АЭХ) при нарушении симметрии обращения времени [8].

В большинстве работ нарушение симметрии обращения времени в SrIrO_3 обеспечивается магнитным близкодействием со стороны ферромагнитного “партнера” – $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ [8], SrRuO_3 [9] или NiCo_2O_4 [10]. Вместе с тем в эпитаксиальных пленках SrIrO_3 без магнитного партнера также наблюдается спонтанный АЭХ при низких температурах: структурные искажения октаэдров IrO_6 , усиленные эпитаксиальной деформацией, приводят к сообщаемому в литературе слабому ферромагнитному упорядочению ниже ~ 20 К, предположительно, обусловленному антисимметричным обменом Дзялошинского–Мории, которое через механизм кривизны Берри в зонной структуре формирует аномальный холловский отклик [11]. Отметим, что

¹⁾e-mail: gdulev@edu.hse.ru; gena@hitech.cplire.ru

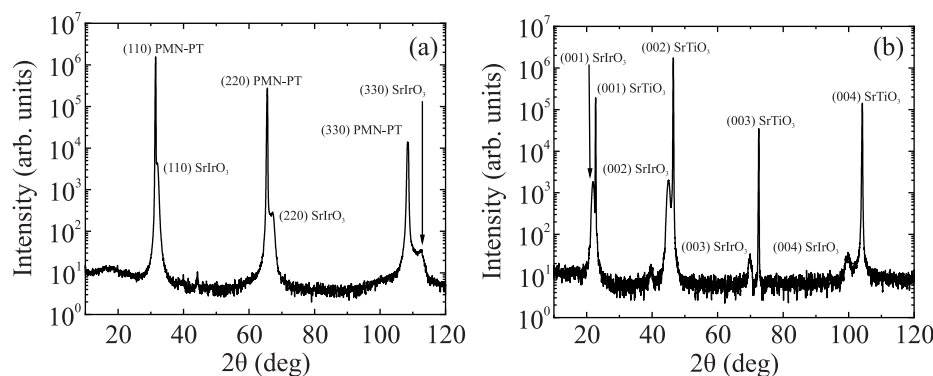


Рис. 1. Рентгеноструктурная дифракция: (а) – пленок $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ и (б) – $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$

в исследованных нами пленках гистерезис и остаточная намагниченность не разрешаются в пределах чувствительности; это согласуется как со слабым ферромагнетизмом с малой (ниже порога) остаточной намагниченностью, так и с наведенным полем парамагнитным откликом моментов $J_{\text{eff}} = 1/2$. Такая ситуация свидетельствует о том, что транспортные свойства пленок SrIrO_3 принципиально чувствительны к величине и знаку деформации, задаваемой подложкой.

При низких температурах в пленках SrIrO_3 наблюдаются также квантовые поправки к проводимости в виде слабой антилокализации (САЛ) – прямого проявления сильного СОВ [12, 13]. Характеристические длины, которые возникают в модели Маэкавы–Фукуямы, позволяют количественно оценить эффективное СОВ и дефазировку. Вместе с тем вопрос о том, как выбор подложки влияет на интенсивность САЛ и величину проводимости АЭХ в пленках иридата стронция, остается не исследованным. Ранее работы были выполнены на пленках, SrIrO_3 , выращенных на подложках SrTiO_3 или $(\text{LaAlO}_3)_{0.3}(\text{Sr}_2\text{TaAlO}_6)_{0.7}$ [11–13], тогда как подложки $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{--PbTiO}_3$ (PMN-PT), обеспечивающие существенно иные условия для эпитаксиального роста пленок SrIrO_3 , ранее не применялись.

В настоящей работе представлены результаты сравнительного исследования АЭХ и квантовых поправок к проводимости в эпитаксиальных пленках $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ и $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ в диапазоне температур 2–50 К. Показано, что различие в знаке эпитаксиальной деформации приводит к качественно различному низкотемпературному транспорту: пленка $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ (эпитаксиальная деформация $\varepsilon = +1.5\%$) демонстрирует устойчивый режим САЛ при всех исследованных температурах и большее значение проводимости АЭХ, тогда как в пленке $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ ($\varepsilon = -1.4\%$) при $T \geq 5$ К реализуется

режим слабой локализации, а магнетосопротивление при высоких полях определяется классическим вкладом, пропорциональным квадрату магнитного поля (B^2).

2. Образцы и методика. Эпитаксиальные пленки SrIrO_3 толщиной $d = 35$ нм были изготовлены методом высокочастотного магнетронного напыления на подложках (001) SrTiO_3 и (110) PMN-PT в атмосфере смеси аргона и кислорода в соотношении 10/35 при рабочем давлении 0.25 мбар. Температура подложки во время напыления была равна 750 °С. Качество роста пленок и их структурные параметры контролировались с использованием рентгеновской дифрактографии [14].

Для проведения магнетотранспортных измерений из тонких пленок иридата с помощью оптической литографии изготавливались мостики в холловской конфигурации. Исследования магнетосопротивления и эффекта Холла проводились при низких температурах 2–50 К с использованием сверхпроводящего соленоида с магнитным полем до 10 Тл.

Рентгеноструктурный анализ подтвердил эпитаксиальный рост пленок SrIrO_3 на обоих типах подложек (рис. 1). На рентгеновских дифрактограммах наблюдаются только рефлексы пленки SrIrO_3 и подложек без посторонних фаз. Для пленки $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ в θ – 2θ скане зафиксированы рефлексы (001), (002), (003) и (004) пленки SrIrO_3 , для пленки $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ – рефлексы (110), (220) и (330), которые определяются ориентацией подложки (рис. 1).

Из рентгеновских дифрактограмм определен параметр решетки пленки SrIrO_3 вдоль нормали к поверхности: для пленки $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ $c = 4.03$ Å, а для пленки на $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ $c = 3.94$ Å. Отметим, что значение псевдокубического параметра решетки иридата SrIrO_3 : $a_0 = 3.96$ Å. При эпитаксиальном росте пленка в плоскости повторяет параметр подложки

ки a_{sub} , эпитаксиальная деформация определяется как $\varepsilon = (a_{\text{sub}} - a_0)/a_0$. Для пленки $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ ($a_{\text{sub}} = 3.905 \text{ \AA} < a_0$) пленка испытывает двукратное сжатие в плоскости $\varepsilon = -1.4\%$, при этом размер ячейки увеличивается вдоль нормали. Для пленки $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ ($a_{\text{sub}} \approx 4.02 \text{ \AA} > a_0$) реализуется обратная ситуация: двукратное растяжение в плоскости $\varepsilon = +1.5\%$ сопровождается сжатием вдоль нормали. Таким образом, два образца находятся в качественно различных деформационных состояниях с противоположными знаками ε , что, как будет показано ниже, принципиально сказывается на их транспортных свойствах и может быть причиной возникновения АЭХ [15].

3. Результаты и обсуждение. На рисунке 2 представлены температурные зависимости удельного сопротивления пленок $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ и $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ в диапазоне 2–50 К. В обоих случаях $\rho(T)$ монотонно возрастает при понижении температуры. Удельное сопротивление пленки $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ при $T = 2 \text{ К}$ существенно выше: $\rho = 3690 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$, а для пленки $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ $\rho \approx 1100 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$. Относительное изменение сопротивления в исследованном диапазоне температур невелико и составляет ~ 3 и $\sim 2.5\%$ соответственно. Характер роста $\rho(T)$ согласуется с логарифмической зависимостью $\rho(T) = \rho_0 - A \cdot \ln(T/T_0)$, характерной для квантовых поправок проводимости в двумерном разупорядоченном проводнике [16, 17], где $T_0 = 1 \text{ К}$ нормировочная величина. Для пленки $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ логарифмический закон описывает данные с коэффициентом детерминации $R^2 = 0.997$ при $A = 8.7 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$, тогда как для пленки $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ отклонения от логарифмической зависимости более значительны: $A = 122 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ при $R^2 = 0.993$, что может свидетельствовать о дополнительных механизмах рассеяния.

Магнитнополевые зависимости представлены на рис. 3, левая панель, поперечного удельного сопротивления $\rho_{xy}(B) = R_{xy}d$, где $R_{xy} = V_{xy}/I$, V_{xy} – поперечное току I напряжение при температурах 2.5 и 10 К. Аномальная холловская составляющая $R_{\text{АНЕ}} \cdot M$ получена из выражения для поперечного удельного сопротивления:

$$\rho_{xy} = R_{\text{ОНЕ}} \cdot B + R_{\text{АНЕ}} \cdot M, \quad (1)$$

где $R_{\text{ОНЕ}}$ – коэффициент “обыкновенного” эффекта Холла, $R_{\text{АНЕ}}$ – коэффициент аномального эффекта Холла и M – намагниченность [18]. Составляющая $R_{\text{АНЕ}} \cdot M$ выделялась вычитанием линейного эффекта Холла $R_{\text{ОНЕ}} \cdot B$, определенного по наклону $\rho_{xy}(B)$ в области высоких полей $H > 5 \text{ Тл}$.

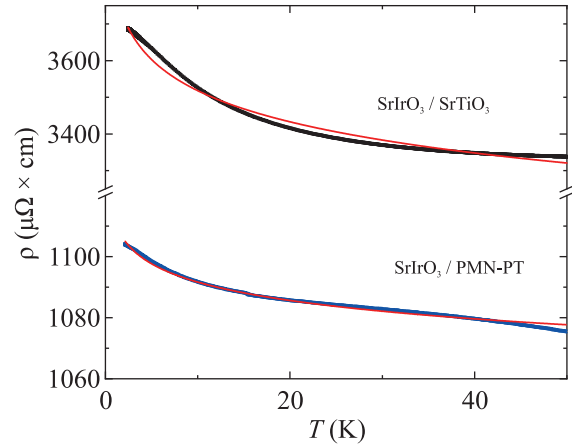


Рис. 2. (Цветной онлайн) Температурные зависимости удельного сопротивления пленок $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ (верхний фрагмент) и пленок $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ (внизу) в диапазоне температур 2–50 К. Красными линиями показаны аппроксимации логарифмической зависимостью

Для пленки $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ коэффициент “обыкновенного” эффекта Холла отрицателен во всем исследованном диапазоне температур, что соответствует электронному типу проводимости с концентрацией носителей $n = 2.32 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ при $T = 2 \text{ К}$. Для пленки $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ знак $R_{\text{ОНЕ}}$ положителен ($n = 2.46 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$), что свидетельствует о доминировании дырочных носителей. Наблюдаемая смена знака $R_{\text{ОНЕ}}$ при переходе от сжимающей деформации в пленке $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ ($\varepsilon = -1.4\%$) к растягивающей $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ ($\varepsilon = +1.5\%$) согласуется с расчетами зонной структуры SrIrO_3 [4, 19, 20]. При эпитаксиальной деформации: сжатие смещает дырочную ветвь ниже уровня Ферми, делая электронный тип проводимости доминирующим, тогда как растяжение восстанавливает баланс в пользу дырок. Эпитаксиальная деформация смещает эти карманы относительно уровня Ферми, изменяя относительный вклад электронов и дырок в транспорт и знак суммарного коэффициента Холла [4, 19, 20].

Принципиально важным результатом является наблюдение АЭХ в обеих пленках. Пленки SrIrO_3 являются парамагнетиками и не обладают спонтанной намагниченностью. В рамках классических представлений, связывающих АЭХ исключительно со спонтанной намагниченностью, АЭХ в таком материале не должен проявляться, хотя существуют публикации о наведенном АЭХ в гетероструктурах иридата с ферромагнетиком [20]. Тем не менее, на левой панели рис. 3 отчетливо виден нелинейный вклад $R_{\text{АНЕ}} \cdot M$, не описываемый обыкновенным эффектом Холла. Зависимость $R_{\text{АНЕ}} \cdot M$ на правой панели рис. 3 имеет S-образную форму без разрешаемо-

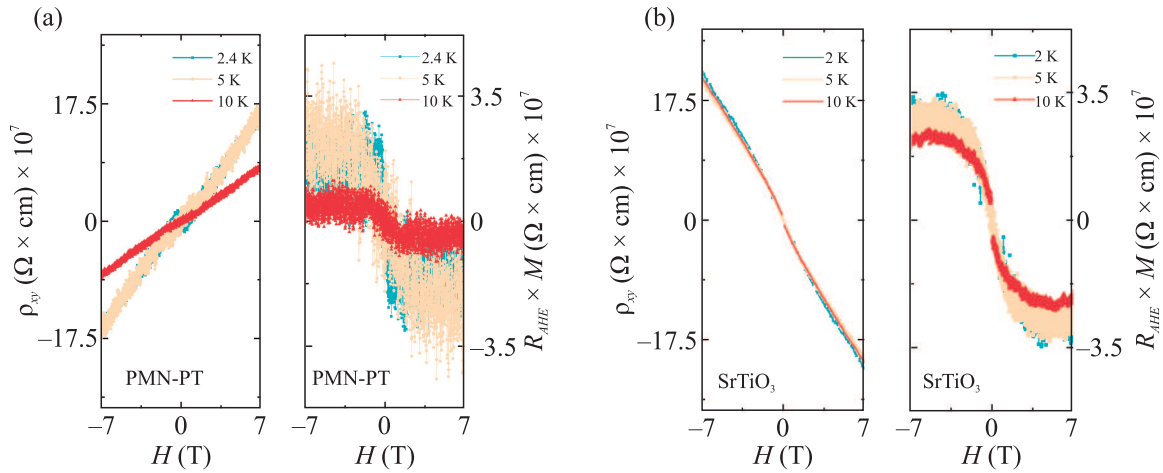


Рис. 3. (Цветной онлайн) Поперечное удельное магнетосопротивление и АЭХ для двух пленок: (а) — SrIrO₃/PMN-PT и (б) — SrIrO₃/SrTiO₃ при трех температурах

го гистерезиса, отражающую намагниченность, наведенную полем или слабую спонтанную (с остаточной намагниченностью ниже порога чувствительности), и монотонно нарастает при понижении температуры. Отсутствие характерного “горба” на $\rho_{xy}(B)$ позволяет исключить топологический эффект Холла (связанный с реально-пространственной киральностью спинов, например, скирмионами) и трактовать наблюдаемый сигнал как обычный АЭХ, связанный с кривизной Берри в импульсном пространстве. В отличие от гетероструктур SrIrO₃/LaCoO₃, где за счет эффекта близости ферромагнетизм приводит к появлению АЭХ с выраженным гистерезисом [21], в исследуемых пленках SrIrO₃ гистерезис не разрешается в пределах чувствительности, что указывает либо на слабый ферромагнетизм с малой остаточной намагниченностью, либо на наведенный полем (парамагнитный) характер наблюдаемого АЭХ. Для пленки SrIrO₃/SrTiO₃ значение $R_{AHE} \cdot M$ при насыщении увеличивается от $-0.23 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ при 10 К до $-0.29 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ при 2 К. Для пленки SrIrO₃/PMN-PT сигнал АЭХ значительно меньше и хорошо различим лишь при низких температурах $R_{AHE} \cdot M \approx -0.17 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ при 2.4 К.

Появление АЭХ в парамагнитном проводнике с сильным СОВ может быть вызвано появлением ненулевой кривизны Берри, источником которой служат узлы вейлевского типа вблизи дираковской узловой линии зон $J_{\text{eff}} = 1/2$ $5d$ -состояний иридия [7, 18]. В системе с эффективным моментом $J_{\text{eff}} = 1/2$ приложенное поле частично ориентирует локальные моменты, и сильное СОВ преобразует эту наведенную полем (или слабую спонтанную) намагниченность в поперечный холловский отклик через внут-

ренний механизм Карплуса–Латтинжера – аномальную скорость носителей, обусловленную кривизной Берри заполненных зон $J_{\text{eff}} = 1/2$ [18]. В полуметалле дирак-вейлевского типа эта кривизна сосредоточена вблизи узлов, и нарушение симметрии обращения времени приложенным полем делает суммарную кривизну Берри заполненных зон ненулевой, что и задает аномальную холловскую проводимость σ_{xy} , этот поперечный берриевский отклик не связан ни с киральной аномалией, ни с поверхностными фермидугами. Рост R_{AHE} при понижении температуры отражает увеличение намагниченности (близкое к закону Кюри) и усиление квантовых вкладов в АЭХ при низких T . Это согласуется с данными по пленкам SrIrO₃, где АЭХ идентифицирован как преимущественно внутренний, определяемый фазами Берри зонной структуры, а не примесным рассеянием [3].

Аномальная холловская проводимость $\sigma_{AHE} = \rho_{AHE}/\rho^2$ пленки SrIrO₃/PMN-PT $\sigma_{AHE} \sim 0.04\text{--}0.18 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ на порядок превышает аналогичную величину для пленки SrIrO₃/SrTiO₃ $\sigma_{AHE} \sim 0.01\text{--}0.02 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, что обусловлено как меньшим ρ у пленки SrIrO₃/PMN-PT, так и большей кривизной Берри при растягивающей деформации [15]. Подчеркнем, что АЭХ наблюдается не при любой деформации: в пленках SrIrO₃, выращенных нашей группой на подложках NdGaO₃, LSAT и LaAlO₃ и испытывающих большие по модулю деформации, АЭХ в пределах чувствительности измерений не регистрировался. Это указывает на существование ограниченного деформационного окна, в котором положение уровня Ферми относительно узлов и кривизна Берри благоприятны для возникновения АЭХ.

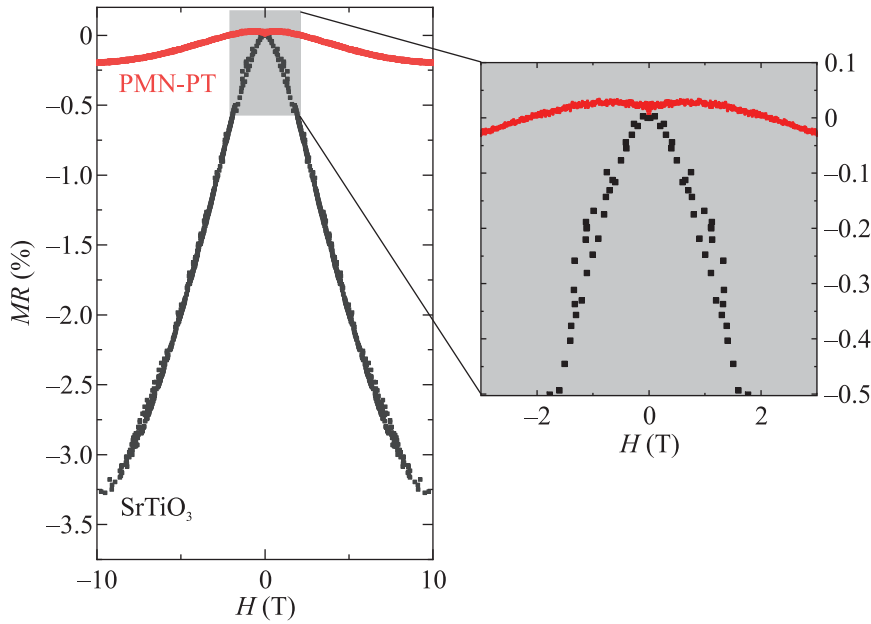


Рис. 4. (Цветной онлайн) Магнетосопротивление пленки $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$, $T = 2$ К (черные точки), $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$, $T = 2.4$ К (красные точки) представлено в левой части рисунка. Данные для низких полей представлены справа

На рисунке 4 представлены зависимости магнетосопротивления $\text{MC} = [\rho(H) - \rho(0)]/\rho(0)$ для пленок $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ и $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ в диапазоне полей ± 10 Тл. Поведение МС качественно и количественно различается для двух пленок.

В пленке $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ МС является отрицательным во всем диапазоне полей и достигает $\sim -3.3\%$ при $H = \pm 10$ Тл. Зависимость имеет V-образную форму с нарастанием модуля $|\text{МС}|$ при увеличении величины H , без выраженного квантового пика вблизи $H = 0$. Подобное поведение описывается суперпозицией квантовой поправки (слабая локализация в режиме $B_{\text{SO}} < B_\varphi/2$ при $T = 2$ К, САЛ при $T = 2$ К) и классического орбитального МС, пропорционального B^2 , что отражает рассеяние на орбитальных степенях свободы при компрессионной деформации $\varepsilon = -1.4\%$.

В пленке $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ МС на порядок меньше по абсолютному значению ($\sim -0.1\%$ при 10 Тл). В области низких полей (выноска на рис. 4) отчетливо виден излом проводимости при $H = 0$ с последующим переходом к слабо отрицательному МС при увеличении поля, что указывает на САЛ в системе с сильным СОВ. Таким образом, растягивающая деформация в пленке $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ ($\varepsilon = +1.5\%$) активирует режим САЛ, тогда как в пленке $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ квантовый пик при $H = 0$ отсутствует, а магнетосопротивление при высоких полях определяется классическим орбитальным вкладом, пропорциональным B^2 .

Для количественного анализа квантовых поправок к проводимости и определения типа квантовых поправок были построены зависимости магнетопроводимости $\Delta\sigma = \sigma(B) - \sigma(0)$ при трех температурах для обеих пленок (рис. 5). Экспериментальные данные аппроксимировались суммой двумерной модели Маэкавы–Фукуямы (МФ) и классического квадратичного вклада [22]:

$$\Delta\sigma(B) = \left(\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\right) \times \left[-\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_e}{B}\right) + \left(\frac{3}{2}\right) \times \right. \\ \times \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{(B_\varphi + B_{\text{SO}})}{B}\right) - \frac{1}{2} \times \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_\varphi}{B}\right) - \\ \left. - \ln\left[\frac{(B_\varphi + B_{\text{SO}})}{B_e}\right] - \frac{1}{2} \times \ln\left[\frac{(B_\varphi + B_{\text{SO}})}{B_\varphi}\right] \right] + C \times B^2, \quad (2)$$

где $B_\varphi = \hbar/(4eL_\varphi^2)$ и $B_{\text{SO}} = \hbar/(4eL_{\text{SO}}^2)$, $B_e = \hbar/(4eL_e^2)$ – характеристические поля дефазировки, спин-орбитального рассеяния и упругого рассеяния соответственно, Ψ – дигамма-функция. $C \cdot B^2$ описывает классическое орбитальное магнетосопротивление, доминирующее при высоких полях. Коэффициент C оценивался из поведения $\Delta\sigma$ в диапазоне $H > 4$ Тл, где квантовые поправки насыщаются. На рисунке 5 черными штриховыми кривыми показан вклад $C \cdot B^2$, цветными штриховыми – вклад $\Delta\sigma_{\text{МФ}}$, фиолетовыми сплошными линиями – суммарная ап-

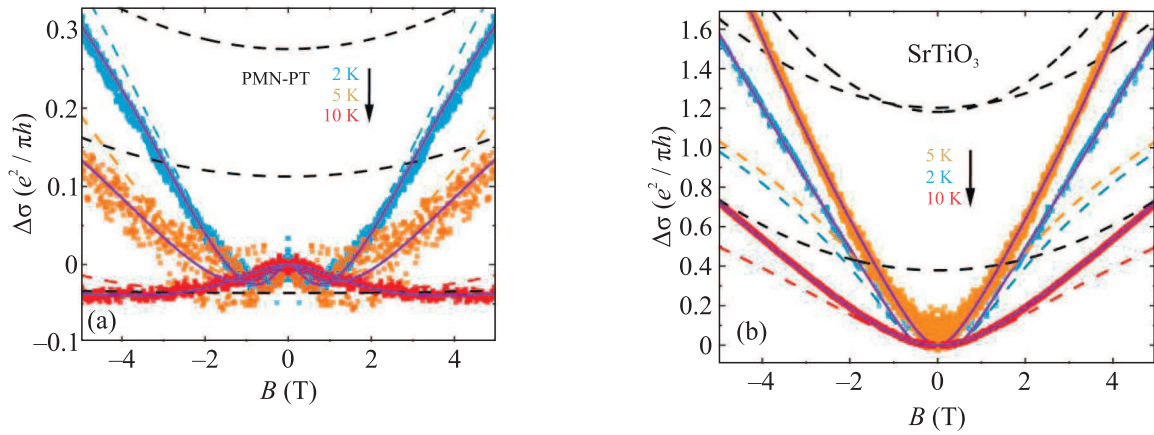


Рис. 5. (Цветной онлайн) Аппроксимация магнетопроводимости моделью МФ с учетом классического орбитального магнетосопротивления: (а) – для пленки SrIrO₃/PMN-PT; (б) – для пленки SrIrO₃/SrTiO₃. Пунктирные черные линии – вклад классического МС, описываемый $\sim B^2$, цветные пунктирные линии аппроксимация – МФ, фиолетовые линии – совместный вклад двух эффектов

проксимация $M\Phi + C \cdot B^2$. Извлеченные параметры сведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры длин, полученных в результате аппроксимации Мазкава–Фукуяма для низких температур

Film	SrIrO ₃ /PMN-PT			SrIrO ₃ /SrTiO ₃		
Temperature	2.4 K	5 K	10 K	2 K	5 K	10 K
$L\varphi$ (nm)	26.2	20.7	12.9	41.6	25.3	19.3
L_{SO} (nm)	22.0	18.0	14.8	35.9	57.8	28.8
L_e (nm)	0.9	0.9	6.1	1.0	1.3	1.3

В пленке SrIrO₃/PMN-PT (рис. 5а) аппроксимация по формуле (2) хорошо описывает экспериментальные данные при всех трех температурах. При $T = 2.4$ и 5 К длины спин-орбитального рассеяния $L_{SO} \approx 22.0$ и 18.0 нм не превышают длину фазовой когерентности $L\varphi \approx 26.2$ и 20.7 нм, а характеристическое поле $B_{SO} > B\varphi/2$ – условие режима САЛ выполняется. Соответствующий САЛ-пик отчетливо виден при $R = 2.4$ и 5 К. При $T = 10$ К значения $L_{SO} = 14.8$ нм и $L\varphi = 12.9$ нм остаются близкими ($B_{SO}/B\varphi \approx 0.76 > 0.5$), система находится вблизи кроссовера САЛ–СЛ и сохраняет САЛ-режим. Длина упругого рассеяния $L_e \approx 0.9$ –6.1 нм во всем диапазоне температур значительно меньше $L\varphi$, что свидетельствует об отсутствии существенного упругого рассеяния.

В пленке SrIrO₃/SrTiO₃ (рис. 5б) классический вклад $C \cdot B^2$ на порядок превышает таковой для PMN-PT и доминирует при всех полях, полностью маскируя САЛ-пик. Несмотря на это, подгонка $M\Phi + C \cdot B^2$ хорошо воспроизводит форму кривых при всех температурах (табл. 1). При $T = 2$ К длины $L\varphi = 41.6$ нм и $L_{SO} = 35.9$ нм дают $B_{SO}/B\varphi \approx 1.34 >$

> 0.5 , что формально соответствует САЛ-режиму, однако квантовая поправка полностью перекрывается классическим фоном. При $T = 5$ и 10 К ситуация меняется принципиально: $L_{SO} = 57.8$ и 28.8 нм существенно превышают $L\varphi = 25.3$ и 19.3 нм соответственно ($B_{SO}/B\varphi < 0.5$), что отвечает переходу в режим слабой локализации. Длина $L_e \approx 1.0$ –1.3 нм также значительно меньше $L\varphi$ – упругое рассеяние пренебрежимо мало в обоих образцах.

Сравнение параметров табл. 1 выявляет принципиальное влияние эпитаксиальной деформации на квантовые поправки. Длина фазовой когерентности пленки SrIrO₃/SrTiO₃ при всех температурах заметно превышает $L\varphi$ пленки SrIrO₃/PMN-PT (41.6 нм против 26.2 нм при 2 К), что отражает более низкий уровень дефазировки в условиях сжимающей деформации. Большая амплитуда логарифмической поправки у SrIrO₃/SrTiO₃ ($A = 122$ мкОм·см против $A = 8.7$ мкОм·см у SrIrO₃/PMN-PT) обусловлена тем, что в SrIrO₃/SrTiO₃ СЛ- и электрон-электронное взаимодействие-вклады (ЭЭВ) в $\rho(T)$ складываются, тогда как в SrIrO₃/PMN-PT САЛ-поправка частично компенсирует ЭЭВ-вклад. Вместе с тем определяющее различие состоит в длине спин-орбитального рассеяния: в пленке SrIrO₃/PMN-PT (растяжение $\varepsilon = +1.5\%$) L_{SO} сопоставима с $L\varphi$ и система сохраняет САЛ-режим вплоть до 10 К, тогда как в пленке на SrIrO₃/SrTiO₃ (сжатие $\varepsilon = -1.4\%$) L_{SO} значительно превышает $L\varphi$ при $T \geq 5$ К, и система переходит в режим СЛ. Растягивающая деформация модифицирует кристаллическое поле октаэдров IrO₆ и усиливает спин-орбитальное рассеяние носителей [3, 11], тогда как сжимающая деформация ослабляет эффектив-

ное СОВ в транспорте. Аналогичная корреляция между знаком деформации и характеристиками САЛ/СД наблюдалась в других системах на основе иридатов [9, 10]. Длина фазовой когерентности обоих образцов убывает с температурой по степенному закону $L\varphi \propto T^{(-p/2)}$. По данным табл. 1: полученные из $L\varphi(2.4\text{ K})/L\varphi(10\text{ K})$ для пленки $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ $p \approx 1.0$ и по данным $L\varphi(2\text{ K})/L\varphi(10\text{ K})$ для пленки $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ $p \approx 0.95$, оба значения близки к теоретически ожидаемому $p = 1$ для двумерного режима дефазировки за счет кулоновского взаимодействия [23], что подтверждает двумерный характер квантовых поправок в обоих образцах несмотря на толщину пленок 35 нм.

4. Заключение. В работе исследованы магнито-транспортные свойства тонких пленок SrIrO_3 нанометровой толщины, выращенных на подложках (001) SrTiO_3 и (110) PMN-PT , создающих деформации противоположного знака: сжимающую ($\varepsilon \approx -1.4\%$) и растягивающую ($\varepsilon \approx +1.5\%$) соответственно. Показано, что при низких температурах сопротивление обеих пленок следует логарифмическому закону, что свидетельствует о присутствии двумерных квантовых поправок к проводимости. Амплитуда логарифмической поправки для пленок $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ на порядок превышает аналогичную величину для пленок $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$, отражая различие в интенсивности квантового рассеяния. В обеих пленках обнаружен АЭХ, обусловленный кривизной Берри при намагниченности, наведенной полем и/или слабой спонтанной (ниже порога чувствительности) и указывающий на топологическое происхождение, обусловленное кривизной Берри вблизи дирак-вейловских узлов состояний $J_{\text{eff}} = 1/2$. Эпитаксиальная деформация пленок, вызванная подложками, меняет знак коэффициента Холла, что свидетельствует о деформационной перестройке электронного спектра вблизи уровня Ферми. Аномальная холловская проводимость пленки $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ на порядок превышает аналогичную величину для пленок $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$, что обусловлено прежде всего меньшим удельным сопротивлением пленки $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$. Трехкратная разница в удельном поперечном сопротивлении дает десятикратный выигрыш в проводимости, частично компенсированный меньшим значением коэффициента АЭХ у пленки PMN-PT . Возможна деформационная модификация кривизны Берри, рассмотренная ранее для перовскита SrRuO_3 . Магнетосопротивление качественно различается: для пленок $\text{SrIrO}_3/\text{SrTiO}_3$ наблюдается большое V-образное отрицательное МС, описываемое суперпозицией квантовой поправки и классического орбитального МС,

пропорционального квадрату внешнего магнитного поля (B^2). Для пленки $\text{SrIrO}_3/\text{PMN-PT}$ регистрируется малое отрицательное МС ($\sim 0.1\%$) с характерным максимумом проводимости при $H = 0$, соответствующим режиму САЛ. Аппроксимация магнетопроводимости обеих пленок формулой Маэкавы-Фукуямы с квадратичным орбитальным фоном позволила извлечь длины фазовой когерентности и спин-орбитального рассеяния. Полученные результаты показывают, что знак эпитаксиальной деформации, задаваемой подложкой, является определяющим фактором, контролирующим тип квантовых поправок к проводимости и величину АЭХ в тонких пленках иридата стронция.

Авторы благодарны В. А. Байдиковой, Н. В. Дубицкому, Ю. В. Кислинскому, И. Е. Москалю, А. В. Шадрину за изготовление образцов, помощь в рентгеноструктурном анализе и полезные обсуждения результатов. Авторы благодарны Д. Б. Мигасу и А. Л. Данилюку за полезные обсуждения результатов оценки квантовых поправок.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет гранта Российского научного фонда # 23-79-00010, <https://rscf.ru/project/23-79-00010>.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. J. M. Carter, V. V. Shankar, M. A. Zeb, and H.-Y. Kee, "Semimetal and topological insulator in perovskite iridates", *Phys. Rev. B* **85**, 115105 (2012); DOI: 10.1103/PhysRevB.85.115105.
2. J. H. Gruenewald, J. Nichols, J. Terzic, G. Cao, J. W. Brill, and S. S. A. Seo, "Compressive strain-induced metal-insulator transition in orthorhombic SrIrO_3 thin films", *J. Mater. Res.* **29**(21), 2491 (2014); DOI: <https://doi.org/10.1557/jmr.2014.288>.
3. M. Chen, S. Wang, Y. Chen, D. Ren, J. Wang, J. Yao, K. Jin, and H. Yan, "Review of structure-dependent transport properties in SrIrO_3 Chinese", *Phys. B* (2026), in press; DOI: <https://doi.org/10.1088/1674-1056/ae4b28>.
4. Y. F. Nie, P. D. C. King, C. H. Kim, M. Uchida, H. I. Wei, B. D. Faeth, J. P. Ruf, J. P. C. Ruff, L. Xie, X. Pan, C. J. Fennie, D. G. Schlom, and K. M. Shen, "Interplay of Spin-Orbit Interactions, Dimensionality, and Octahedral Rotations in Semimetallic SrIrO_3 ", *Phys. Rev. Lett.* **114**, 016401 (2015); DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.016401.
5. J. Fujioka, R. Yamada, M. Kawamura, S. Sakai, M. Hirayama, R. Arita, T. Okawa, D. Hashizume, M. Hoshino, and Y. Tokura, "Strong-correlation induced high-mobility electrons in Dirac semimetal of perovskite

- oxide”, *Nat. Commun.* **10**, 362 (2019); DOI: 10.1038/s41467-018-08149-y.
6. N. P. Armitage, E. J. Mele, and A. Vishwanath, “Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids”, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015001 (2018); DOI: 10.1103/RevModPhys.90.015001.
7. Z. T. Liu, M. Y. Li, Q. F. Li, J. S. Liu, W. Li, H. F. Yang, Q. Yao, C. C. Fan, X. G. Wan, Z. Wang, and D. W. Shen, “Direct observation of the Dirac nodes lifting in semimetallic perovskite SrIrO₃ thin films”, *Sci. Rep.* **6**, 30309 (2016); DOI: 10.1038/srep30309.
8. M.-W. Yoo, J. Tornos, A. Sander et al. (Collaboration), “Large intrinsic anomalous Hall effect in SrIrO₃ induced by magnetic proximity effect”, *Nat. Commun.* **12**, 3283 (2021); DOI: 10.1038/s41467-021-23489-y.
9. J. Matsuno, N. Ogawa, K. Yasuda, F. Kagawa, W. Koshibae, N. Nagaosa, Y. Tokura, and M. Kawasaki, “Interface-driven topological Hall effect in SrRuO₃-SrIrO₃ bilayer”, *Sci. Adv.* **2**, e1600304 (2016); DOI: 10.1126/sciadv.1600304.
10. P. H. Kang, G. W. Zhou, Y. Zhao, G. X. Ren, J. H. Ji, C. Jin, and X. H. Xu, “Enhancement of anomalous Hall effect in SrIrO₃/NiCo₂O₄ heterostructures induced by interfacial charge transfer”, *Sci. China Mater.* (2025); DOI: 10.1007/s40843-025-3380-6.
11. R. Chaurasia, K. Asokan, K. Kumar, and A. Pramanik, “Low-temperature ferromagnetism in perovskite SrIrO₃ films”, *Phys. Rev. B* **103**, 064418 (2021); DOI: 10.1103/PhysRevB.103.064418.
12. L. Zhang, Y. Chen, B.-B. Zhang, J. Zhou, S. Zhang, Z. Gu, S. Yao, and Y. Chen, “Sensitively Temperature-Dependent Spin-Orbit Coupling in SrIrO₃ Thin Films”, *J. Phys. Soc. Jpn.* **83**, 054707 (2014); DOI: 10.7566/JPSJ.83.054707.
13. D. J. Groenendijk, C. Autieri, J. Girovsky, M. Carmen Martinez-Velarte, N. Manca, G. Mattoni, A. M. R. V. L. Monteiro, N. Gauquelin, J. Verbeeck, A. F. Otte, M. Gabay, S. Picozzi, and A. D. Caviglia, “Spin-Orbit Semimetal in the Two-Dimensional Limit”, *PRL* **119**, 256403 (2017); DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.256403.
14. V. A. Baydikova, N. V. Dubitskiy, A. M. Petrzhik, G. A. Ovsyannikov, I. E. Moskal, A. V. Shadrin, and K. E. Nagornyykh, “Effect of Epitaxial Stresses on the Structure and Electron Transport in Strontium Iridate Thin Films”, *Phys. Met. Metallogr.* **126**(13), 1652 (2025); DOI: 10.1134/S0031918X25602069.
15. D. Tian, Z. Liu, S. Shen, Z. Li, Y. Zhou, H. Liu, H. Chen, and P. Yu, “Manipulating Berry curvature of SrRuO₃ thin films via epitaxial strain”, *PNAS* **118**, e2101946118 (2021); DOI: 10.1073/pnas.2101946118.
16. A. L. Danilyuk, D. A. Podryabinkin, A. B. Filonov, G. A. Ovsyannikov, G. D. Ulev, K. Y. Constantinian, and D. B. Migas, “Low temperature 2D quantum corrections to magnetoconductance in thin iridate films”, *Solid State Commun.* **406**, 116220 (2025); DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ssc.2025.116220>.
17. G. Bergmann, “Measurement of the magnetic scattering time by weak localization”, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 162 (1982); <https://doi.org/10.1103/physrevlett.49.162>.
18. N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, and N. P. Ong, “Anomalous Hall effect”, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1539 (2010); DOI: 10.1103/RevModPhys.82.1539.
19. L. Zhang, Q.-F. Liang, Y. Xiong, B. Zhang, L. Gao, H. Li, Y. B. Chen, J. Zhou, S. Zhang, Z. Gu, S. Yao, Z. Wang, Y. Lin, and Y. F. Chen, “Tunable semimetallic state in compressive-strained SrIrO₃ films revealed by transport behavior”, *Phys. Rev. B* **91**, 035110 (2015); DOI: 10.1103/PhysRevB.91.035110.
20. V. V. Demidov, N. V. Andreev, T. A. Shaikhulov, and G. A. Ovsyannikov, “Observation of ferromagnetism in a thin SrIrO₃ film contacting with a La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ film”, *J. of Magn. and Magn. Mat.* **497**, 165979 (2020); DOI: 10.1016/j.jmmm.2019.165979.
21. A. K. Jaiswal, D. Wang, V. Wollersen, R. Shneider, M. Le Tacon, and D. Fuchs, “Direct Observation of Strong Anomalous Hall Effect and Proximity-Induced Ferromagnetic State in SrIrO₃”, *Adv. Mater.* **34**, 2109163 (2022); DOI: 10.1002/adma.202109163.
22. S. Maekawa and H. Fukuyama, “Magnetoresistance in Two-Dimensional Disordered Systems: Effects of Zeeman Splitting and Spin-Orbit Scattering”, *J. Phys. Soc. Jpn.* **50**(8), 2516 (1981); <https://doi.org/10.1143/JPSJ.50.2516>.
23. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and D. E. Khmelnitsky, “Effects of Electron-Electron Collisions with Small Energy Transfers on Quantum Localization”, *J. Phys. C* **15**, 7367 (1982); DOI: 10.1088/0022-3719/15/36/018.