Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 8, с. 645 – 654 © 2026 г. 25 октября

Планарный магнитотранспорт как индикатор киральной аномалии и слабой антилокализации в ультрачистом монокристалле HgSe

А. Т. Лончаков, С. Б. Бобин[1)], *С. Д. Попов*

Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620077 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 4 августа 2026 г.
После переработки 16 сентября 2026 г.
Принята к публикации 22 сентября 2026 г.

Экспериментально исследованы планарный эффект Холла и анизотропное магнитосопротивление в ультрачистом монокристалле HgSe при температуре 80 K в слабых магнитных полях (0.2–2 Тл). Впервые выявлена квадратичная зависимость амплитуды анизотропного магнитосопротивления от поля, характерная для киральной аномалии. Сравнение с теорией дает оценку отношения времен междолинного и транспортного рассеяния ≈ 2, согласующуюся с наблюдением в HgSe кирального магнитного эффекта. Обнаружено различие амплитуд планарного эффекта Холла и анизотропного магнитосопротивления. Это различие, несовместимое с моделью единственного источника анизотропии, объясняется суперпозицией киральной аномалии и слабой антилокализации с разными коэффициентами для продольной и поперечной компонент тензора удельного сопротивления. Результаты показывают, что планарный магнитотранспорт в слабых полях является чувствительным индикатором как киральной аномалии, так и квантово-интерференционных эффектов, а именно, слабой антилокализации.

DOI: 10.7868/S3034576626100203

Введение. Планарный эффект Холла (ПЭХ) заключается в появлении поперечной разности потенциалов V_{xy} в случае, когда приложенные к образцу электрическое и магнитное поля лежат строго в одной плоскости и образуют между собой угол, отличный от $0(\pi)$ или $\frac{\pi}{2}\left(\frac{3}{2}\pi\right)$. Условием возникновения ПЭХ является анизотропия компонент тензора магнитосопротивления (МС), которая может иметь различное происхождение. При повороте магнитного поля в плоскости образца на угол α (рис. 1) ПЭХ проявляется в виде характерных π-периодических осцилляций напряжения,измеряемого как поперек протекания тока, так и вдоль него. Нормированные на плотность тока j_x, они определяют соответственно планарное холловское сопротивление $\rho_{xy}(\alpha)$ и планарное анизотропное магнитосопротивление (АМС) $\rho_{xx}(\alpha)$.

Первоначально ПЭХ активно изучался в материалах с анизотропией орбитального МС и в ферромагнитных системах, имеющих магнитную анизотропию. Классическим примером системы с анизотропией орбитального МС является германий – полупроводник, носители заряда в котором обладают существенно анизотропным спектром. Именно в n- и p-Ge в 1954 г. и был открыт ПЭХ как самостоятельное гальваномагнитное явление [1].

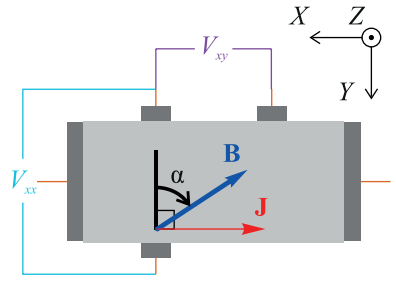

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое представление образца и геометрии измерения ПЭХ и АМС в плоскости XY четырехзондовым методом

Интерес к этому эффекту возродился в последнее десятилетие после открытия топологических полуметаллов Дирака и Вейля. Теоретические основы анизотропного магнитотранспорта, обусловленного киральной аномалией в полуметаллах Вейля (ПМВ), были заложены в работах [2–4], где установлена общая структура тока, включающая как продольную, так и поперечную (планарную) компоненты. Впоследствии эти идеи были развиты в работах [5, 6], где происхождение ПЭХ было непосредственно связано с киральной аномалией и нетривиальной кривизной Берри. Таким образом, появилась возможность использовать ПЭХ в качестве инструмента для зондирования нетривиальных топологических фаз. Помимо фундаментальной значимости, ПЭХ имеет важное прикладное значение для высокочувствитель-

[1)]e-mail: bobin@imp.uran.ru

ных ПЭХ-сенсоров магнитного поля с низким пределом обнаружения и низким уровнем шума [7]. Кроме того, ПЭХ активно применяется при разработке устройств магниторезистивной оперативной памяти [8] и в биомедицине [9].

В недавней работе [10] нами был обнаружен гигантский ПЭХ в ультрачистом монокристалле HgSe – кандидате в семейство ПМВ с нарушенной пространственной инверсией [11–16]. Смысл термина "ультрачистый" раскрывается ниже. Измерения $\rho_{xy}(\alpha)$ и $\rho_{xx}(\alpha)$ в [10] проводились при $T = 80\,\text{K}$ в магнитных полях $B \geq 2\,\text{Тл}$. При $B = 10\,\text{Тл}$ амплитуда ПЭХ составила $\approx 50\,\text{мОм см}$, что на порядки превышало типичные значения для других топологических материалов. Столь большая величина эффекта принципиально расширяла экспериментальные возможности: сигнал ПЭХ можно было надежно регистрировать вплоть до слабых полей $\sim (0.1{-}0.2)\,\text{Тл}$. В предшествующих исследованиях ПЭХ в топологических системах из-за малой амплитуды эффекта измерения в лучшем случае выполнялись при $B \geq 1\,\text{Тл}$ с шагом по полю $(1{-}2)\,\text{Тл}$ [17–29].

Между тем для понимания природы ПЭХ принципиально важным было надежно выявить квадратичную магнитополевую зависимость амплитуды эффекта в HgSe в слабых полях, предсказанную квазиклассической теорией [5]. Это дало бы весомый аргумент в пользу киральной аномалии как источника анизотропии МС и тем самым подтвердило бы наличие в HgSe узлов Вейля с противоположной киральностью. Следует также учесть, что до настоящего времени, несмотря на ряд попыток [17–20], так и не удалось получить убедительные доказательства параболического закона для амплитуды ПЭХ в топологических материалах. Кроме того, оставалось неизученным влияние на амплитуду ПЭХ других явлений, существенных в слабых магнитных полях, – квантово-интерференционных эффектов слабой локализации и антилокализации [30–35]. Таким образом, существовал явный пробел в экспериментальных исследованиях планарного магнитотранспорта в топологических полуметаллах, который необходимо было восполнить. Поэтому с фундаментальной точки зрения назрела необходимость распространить измерения [10] в область слабых магнитных полей.

Термин "слабые магнитные поля" в настоящей работе имеет двоякий смысл: формально это поля $B \leq 2\,\text{Тл}$ в противоположность "сильным полям" $B \geq 2\,\text{Тл}$ в [10]; кроме того,эти поля удовлетворяют критерию слабого поля в рамках теории [5], который будет приведен для образца HgSe при обсуждении результатов. Главной целью настоящей работы являлось выявление квадратичной магнитополевой зависимости амплитуды АМС и ПЭХ в ультрачистом образце HgSe в слабых магнитных полях, обусловленной киральной аномалией, а также выяснение роли квантово-интерференционных эффектов в планарном магнитотранспорте.

Детали эксперимента. Под термином "ультрачистый" подразумевается,что образец имел рекордно низкую для HgSe концентрацию электронов $n_e = 5.5 \times 10^{15}\,\text{см}^{-3}$ и рекордно высокую подвижность $\mu_e = 3.4 \times 10^5\,\text{см}^2\,\text{В}^{-1}\,\text{с}^{-1}$ (данные относятся к $T = 4.2\,\text{K}$). Оценка показывает,что при такой n_e доля сферы Ферми в объеме зоны Бриллюэна составляет $\sim 10^{-6}$ – на порядок меньше, чем в кристалле висмута высокой чистоты [36]. Другие электронные параметры образца HgSe приведены в [14].

Исследованный образец имел форму прямоугольного параллелепипеда с размерами (ширина × толщина × длина) $= (0.68 \times 0.56 \times 5.5)\,\text{мм}^3$ и не был специально ориентирован. Расстояние между потенциальными контактами (рис. 1) составляло 1.5 мм. Образец был вырезан из однородной части слитка, выращенного методом Бриджмена,более 40 лет назад. Тогда же он был подвергнут отжигу в парах Se. Очевидно, что последовавший затем длительный пассивный отжиг (хранение образца при комнатной температуре и атмосферном давлении) привел к дальнейшему уменьшению в нем дефектов донорного типа, обеспечив тем самым столь низкую n_e. Стандартная для HgSe процедура травления поверхности и приготовления омических контактов описана в [11, 14].

Исследование планарных магнитотранспортных коэффициентов было выполнено при $T = 80\,\text{K}$ в интервале магнитных полей $(0.2{-}2)\,\text{Тл}$ стандартным четырехзондовым методом (рис. 1). Величина тока через образец составляла 10 мА. Отметим,что токовые контакты полностью покрывали торцы образца, чтобы минимизировать влияние эффекта "current jetting" (токовой струи) [22]. Поворот образца производился в интервале α от 0 до π при двух противоположных направлениях магнитного поля $+\mathbf{B}$ и $-\mathbf{B}$, что эквивалентно вращению от 0 до 2π. Из-за особенностей конструкции ротатора угол α было удобно отсчитывать от направления,перпендикулярного электрическому току (рис. 1). Отметим хорошую воспроизводимость эффектов при разных установках образца: например, в поле 2 Тл различие между результатами измерений $\rho_{xy}(\alpha)$ и $\rho_{xx}(\alpha)$ в настоящей работе и в [10] не превышало 10 %.

Прежде чем представить экспериментальные результаты, укажем на два основных фактора, искажа-

ющих зависимости $\rho_{xy}(\alpha)$ и $\rho_{xx}(\alpha)$. Первый источник погрешности – вклад обычного эффекта Холла в ρ_{xy} из-за наличия некоторой компоненты вектора **B**, перпендикулярной к плоскости образца (неидеальная ориентация). Этот вклад является нечетным по магнитному полю. Второй тип погрешности связан с неизбежным смещением холловских контактов относительно друг друга в процессе приготовления образца. Возникающая неэквипотенциальность холловских контактов приводит к вкладу в ПЭХ продольного МС, четного по магнитному полю. В настоящей работе эти и другие факторы при обработке данных были учтены так, как подробно описано в [10]. Поэтому здесь мы не будем повторять процедуру обработки, а приведем окончательные результаты.

Результаты эксперимента и обсуждение. Экспериментальные зависимости $\rho_{xy}(\alpha)$ и $\rho_{xx}(\alpha)$ при $T = 80\,\mathrm{K}$ показаны на рис. 2 символами. Если МС имеет источник планарной анизотропии, то при повороте магнитного поля в плоскости образца (рис. 1) ρ_{xy} и ρ_{xx} удовлетворяют следующим уравнениям [28]:

$$\rho_{xy} = -\Delta\rho \sin\alpha \cos\alpha, \tag{1}$$

$$\rho_{xx} = \rho_{\perp} - \Delta\rho \sin^2\alpha, \tag{2}$$

где $\Delta\rho = \rho_{\perp} - \rho_{\parallel}$ – амплитуда ПЭХ (или параметр анизотропии МС), $\rho_{\perp}$ и $\rho_{\parallel}$ – МС в случае, когда магнитное поле **B** перпендикулярно и параллельно электрическому току **J**, соответственно, находясь при этом в плоскости образца (рис. 1). Уточним, что выражения (1) и (2) записаны для случая, когда угол поворота отсчитывается от направления, перпендикулярного току. Из рисунка 2 видно, что в согласии с (1) и (2) зависимости $\rho_{xy}(\alpha)$ и $\rho_{xx}(\alpha)$ осциллируют с периодом π и сдвинуты по фазе на $\frac{\pi}{4}$. Кроме того,при анализе ПЭХ представляют интерес так называемые параметрические кривые – зависимости ρ_{xy} от ρ_{xx} при фиксированном B (с использованием α в качестве параметра). Семейство таких кривых построено на рис. 3. Параметрические зависимости, как это характерно для топологических полуметаллов [22, 29], представляют собой вложенные друг в друга замкнутые выпуклые кривые. Следует также отметить качественное сходство параметрической картины для слабых и сильных магнитных полей [10]. Анализ представленных на рис. 2 и 3 данных позволяет выделить три основных момента.

1. Систематическое различие в амплитудах осцилляций $\rho_{xy}(\alpha)$ и $\rho_{xx}(\alpha)$, что исключает возможность одновременной подгонки экспериментальных данных формулами (1) и (2) с одной амплитудой. Определим амплитуду ПЭХ A_{xy} как размах от минимума до максимума синусоиды $\rho_{xy}(\alpha)$ и амплитуду АМС A_{xx} как размах $\rho_{xx}(\alpha)$ от впадины до вершины. На рисунке 2a, b сплошные кривые – подгонка $\rho_{xy}(\alpha)$ по формуле (1) с амплитудой, взятой из подгонки $\rho_{xx}(\alpha)$ по формуле (2) (сплошные кривые на рис. 2c, d). Видно, что их амплитуда меньше амплитуды экспериментальных осцилляций $\rho_{xy}(\alpha)$ (символы) при заданном B. Это означает, что $A_{xy} > A_{xx}$. Причем наибольшее превышение A_{xy} над A_{xx} (в ≈ 1.7 раза) имеет место при самом низком в данном эксперименте магнитном поле 0.2 Тл. С ростом B различие между A_{xy} и A_{xx} уменьшается (рис. 4a): в поле 2 Тл оно составляет $\approx 7\,\%$, а при $B > 2$ Тл величины амплитуд сравниваются [10]. Различие в A_{xy} и A_{xx} также наглядно демонстрирует рис. 3: из-за неравенства $A_{xy} > A_{xx}$ при $B \leq 1$ Тл параметрические кривые заметно вытянуты вдоль оси OY. С увеличением B, когда различие между A_{xy} и A_{xx} уменьшается, параметрические графики начинают больше напоминать окружности. Уместно отметить,что имеющиеся в литературе сведения о различии амплитуд ПЭХ и АМС относятся к дираковским полуметаллам [20] или топологическим изоляторам [37]. Насколько нам известно, о наблюдении различия этих амплитуд в ПМВ до настоящей работы не сообщалось.

2. Амплитуда A_{xx} в интервале (0.2–1) Тл хорошо описывается квадратичным законом AB^2 с параметром $A \approx 9.2\times10^{-6}\,\frac{\text{Ом см}}{\text{Тл}^2}$ (рис. 4b). В этом же интервале полей из-за различия A_{xx} и A_{xy} закон изменения амплитуды ПЭХ оказывается существенно другим – $A_{xy}(B) \sim |B|^{1.7}$.

3. Продольное МС $\rho_{\parallel}(B)$, извлеченное из данных рис. 2c, d при $\alpha = \frac{\pi}{2}$, не имеет выраженной зависимости от магнитного поля в интервале (0.2–2) Тл. Его среднее значение равно $(9.424 \pm 0.044) \times 10^{-4}\,\text{Ом см}$ (пунктирная линия на рис. 4c). Эта величина на $\approx 1.7\,\%$ больше сопротивления $\rho_0 = 9.27\times10^{-4}\,\text{Ом см}$ в нулевом поле. При $B > 3$ Тл, когда A_{xy} и A_{xx} сравниваются, в продольной геометрии наблюдается отрицательное МС [10].

Полученные экспериментальные данные по планарному магнитотранспорту в HgSe при $T = 80\,\mathrm{K}$ представляют собой совокупность взаимосвязанных результатов, требующих выхода за рамки стандартных моделей с единственным анизотропным механизмом. Если бы источником анизотропии была только киральная аномалия, как это предполагалось в [10] для сильных полей, тогда амплитуды ПЭХ и АМС в (1) и (2) были бы равны. Наблюдаемое различие амплитуд в слабых полях (рис. 4a) одно-

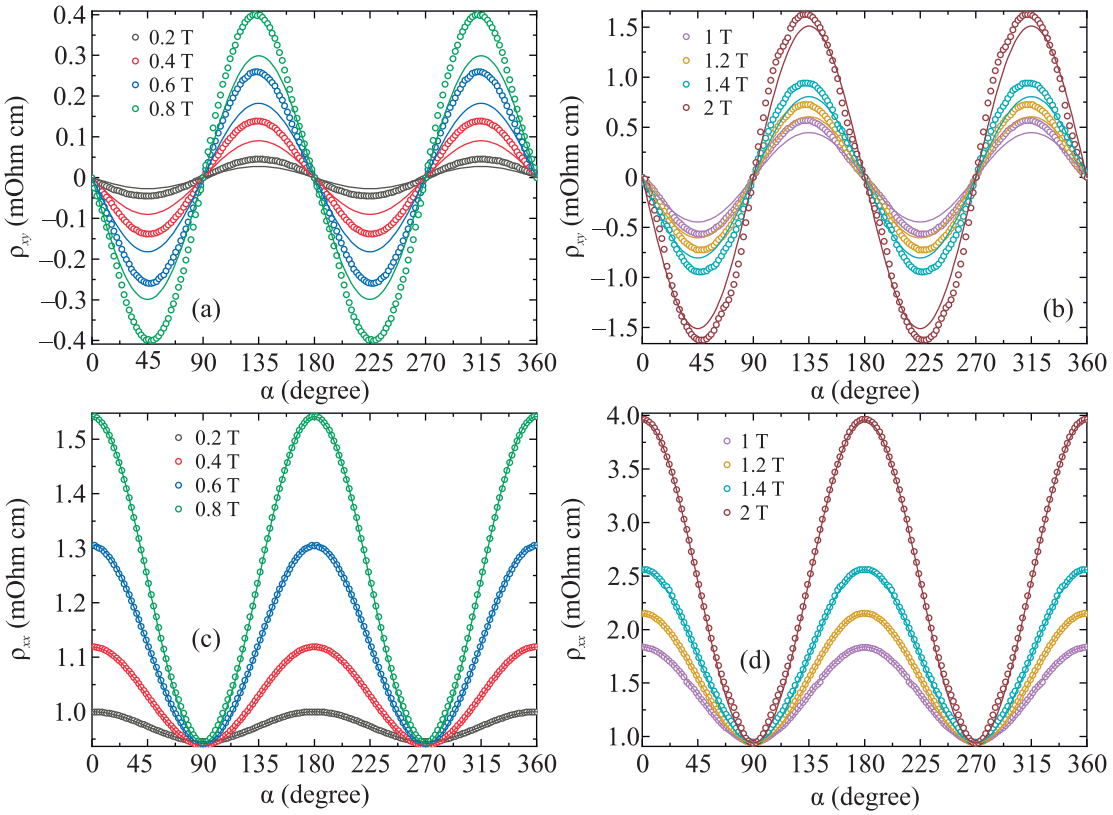

Рис. 2. (Цветной онлайн) Планарный магнитотранспорт в ультрачистом образце HgSe при $T = 80$ K в слабых магнитных полях. (a), (b) – Угловая зависимость удельного планарного холловского сопротивления $\rho_{xy}(\alpha)$ в разных магнитных полях. Символы – эксперимент, сплошные линии – подгонка по формуле (1) с использованием амплитуды для АМС. (c), (d) – Угловая зависимость удельного планарного АМС $\rho_{xx}(\alpha)$ в разных магнитных полях. Символы — эксперимент, сплошные линии – подгонка по формуле (2)

значно свидетельствует о том, что анизотропия имеет, по меньшей мере, два независимых источника. Мы интерпретируем их как киральную аномалию и слабую антилокализацию (САЛ). Для обоснования анизотропии САЛ в кристаллографически изотропном селениде ртути следует учесть его специфическую морфологию. Основной ее внутренний аспект в HgSe – нестехиометрия (наличие междоузельных атомов Hg, вакансий Se и т.д. [38]). Этот фактор приобретает особую актуальность в ультрачистом HgSe, где именно дефекты акцепторного и донорного типа являются основными центрами рассеяния. Поскольку они распределены неравномерно (например, вдоль и поперек направления роста кристалла возникают области с разной концентрацией дефектов), можно предположить, что и рассеяние электронов окажется анизотропным. Это напрямую повлияет на время релаксации импульса и, как следствие, на вклад САЛ.

Гипотеза о втором источнике анизотропии требует отдельного обоснования самой возможности наблюдения САЛ в HgSe при $T = 80$ K, поскольку в ПМВ с ростом температуры активируется междолинное рассеяние и можно ожидать перехода от САЛ к слабой локализации (СЛ). Согласно квантовой теории магнитотранспорта в ПМВ [35], критерий такого перехода от САЛ к СЛ имеет вид $\eta_V + \eta_S = \frac{3}{2}$, где $\eta_V = \frac{\tau}{\tau_V}$ – безразмерный параметр, характеризующий относительную силу междолинного рассеяния (τ – полное время релаксации импульса, определяемое через суммарную вероятность междолинного τ_V^{-1} и внутридолинного (транспортного) τ_{tr}^{-1} рассеяния), а η_S – параметр корреляции внутридолинного рассеяния. Оба параметра могут меняться в интервале от 0 до 1. Ниже мы покажем, что для нашего образца выполняется отношение $\frac{\tau_V}{\tau_{tr}} \approx 2$. Если приближенно положить $\tau \approx \tau_{tr}$, то это отношение можно использовать как оценку η_V^{-1}. Тогда для выполнения критерия потребовалось бы $\eta_S = 1$, что подразумевает крайне специфические и сильные корреляции в рассеянии, маловероятные в реальных образцах. В действительности в случае пре-

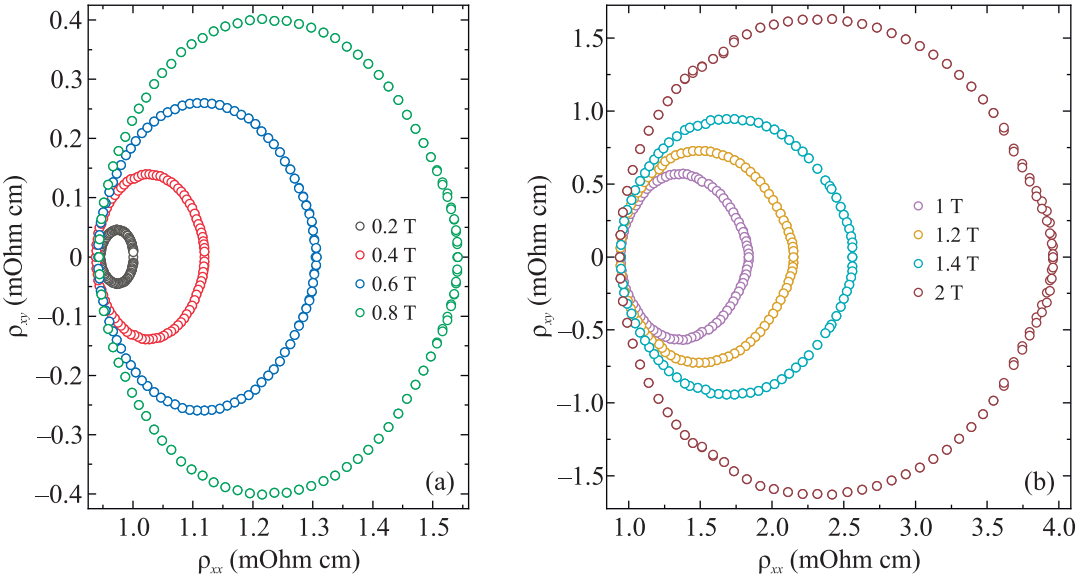

Рис. 3. (Цветной онлайн) Семейство параметрических кривых, демонстрирующих зависимость ρ_{xy} от ρ_{xx} при $T = 80$ K в разных магнитных полях

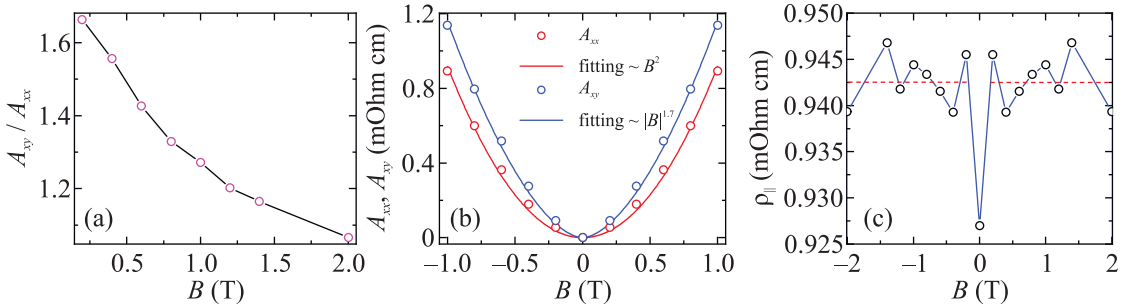

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость отношения амплитуд ПЭХ и АМС $\frac{A_{xy}}{A_{xx}}$ от магнитного поля. (b) – Магнитополевая зависимость амплитуд A_{xx} и A_{xy} в слабых полях (0.2–1) Тл, удовлетворяющих критерию $0.75\,B < 1$. Символы – эксперимент, сплошные кривые – подгонка квадратичным ($A_{xx} \sim B^2$) и степенным ($A_{xy} \sim |B|^{1.7}$) законом. (c) – Магнитосопротивление $\rho_{\parallel}$ при разных значениях параллельного магнитного поля (символы). Пунктирная линия – среднее значение $\rho_{\parallel}$ в интервале (0.2–2) Тл. Также приведено удельное сопротивление в нулевом поле $\rho_0 = 9.27 \times 10^{-4}$ Ом см

имущественно малоуглового рассеяния (которое характерно для фермионов Вейля из-за топологического запрета на обратное рассеяние) транспортное время всегда больше полного: $\tau_{tr} = \frac{\tau}{1-\langle\cos\varphi\rangle}$, где при малых углах средний косинус угла рассеяния $\langle\cos\varphi\rangle \lesssim 1$. Следовательно, наша оценка $\eta_V = 0.5$ является верхней границей для истинного параметра $\eta_V = \tau/\tau_V$. Реальное значение η_V меньше 0.5, и тем более не достигает критического значения, необходимого для перехода САЛ $\to$ СЛ. Таким образом, $\eta_V + \eta_S < \frac{3}{2}$, и система остается в режиме САЛ. В результате можно констатировать,что в HgSe при $T = 80$ K умеренно сильное междолинное рассеяние частично подавляет, но не полностью "убивает" САЛ.

Этот вывод подтверждается также независимой оценкой характерных длин, фигурирующих в квантовой теории магнитотранспорта. В трехмерных ПМВ, согласно теории [35], САЛ приводит к поправке к проводимости, которая в слабых полях ведет себя как $\Delta\sigma_{WAL} \sim -\sqrt{B}$, а при $l_B \ll l_\phi$ выходит на насыщение (l_B – магнитная длина, l_ϕ – длина фазовой когерентности). Для нашего образца с подвижностью $\mu_e = 8 \times 10^4$ см^2/(В·с) при $T = 80$ K и эффективной массой $m_e^* \approx 0.03\,m_0$ [14] (m_0 – масса свободного электрона) длина свободного пробега составляет $l \approx 380$ нм. Длина фазовой когерентности,оцененная из соотношения $l_\phi = CT^{-\frac{3}{4}}$, где $C \approx (300–1000)$ нм·K$^{3/4}$ [35], лежит в диапазоне $\approx (11–37)$ нм. При $B \gtrsim 0.2$ Тл длина $l_B \lesssim 29$ нм ста-

новится сравнимой или меньше l_ϕ, что согласно [35] означает переход в режим насыщения САЛ. Именно этим насыщением можно объяснить "плато" на продольном МС (пунктирная линия на рис. 4c).

Кроме того, подчеркнем, что наблюдение САЛ при температурах порядка 80 K не является особенностью HgSe. В хорошо изученных ПМВ семейства моноарсенида тантала (TaAs, TaP, NbP, NbAs) САЛ устойчиво регистрируется вплоть до температур ~ 100 K [39–42]. Исходя из общих соображений, такую "живучесть" САЛ можно связать с преимущественно малоугловым характером рассеяния в ПМВ, при котором для существенного изменения фазы волновой функции требуется много последовательных актов рассеяния. Как следствие, дефазировка после столкновения с тепловым фононом или дефектом происходит медленнее, и длина фазовой когерентности остается достаточно большой даже при повышенных температурах.

К отрицательному вкладу САЛ в проводимость в режиме насыщения $\Delta\sigma^{sat}_{WAL}$ добавляется малый положительный вклад киральной аномалии, квадратичный по магнитному полю [43, 44], который имеет угловую зависимость $\Delta\sigma_{CA}(\alpha) \sim B^2 \sin^2\alpha$: когда поле параллельно электрическому току, вклад максимален, а когда перпендикулярно – равен нулю. Используя данные [14], можно получить, что при $T \sim 100$ K в поле 1 Тл поправка $\Delta\sigma_{CA}$ в параллельной геометрии не превышает 0.5 % от $\sigma_0 = \rho_0^{-1}$. Эта оценка независимо подтверждает данные на рис. 4c. Если в диапазоне (0.2–2) Тл $\Delta\sigma_{CA} \ll |\Delta\sigma^{\rm sat}_{WAL}|$, то при $B > 3$ Тл вклад киральной аномалии становится доминирующим. Как только в продольной геометрии он превысит порог чувствительности, проводимость начнет расти как B^2, что проявится в виде отрицательного МС [10].

Киральная аномалия согласно [5] индуцирует ПЭХ, амплитуда которого в слабом поле также $\sim B^2$ и определяется отношением времени междолинного рассеяния τ_V к транспортному времени релаксации τ_{tr}. Важно, что в [5] приводится критерий слабого магнитного поля через отношение характерных "киральных" длин, что в деталях обсуждалось в [10]. Для нашего образца HgSe при $T = 80$ K этот критерий преобразуется к виду $0.75\,B < 1$, где B берется в теслах. Чтобы удовлетворить этому критерию, нам пришлось на рис. 4b уменьшить максимальное поле с 2 до 1 Тл. Приравняв полученное выше из подгонки $A_{xx}(B)$ значение параметра квадратичности $9.2 \times 10^{-6}\ \frac{\text{Ом см}}{\text{Тл}^2}$ теоретическому коэффициенту перед B^2, рассчитанному в [1], мы нашли отношение $\frac{\tau_V}{\tau_{tr}} \approx 2$. Эта оценка подтверждает выполнение критерия для кирального магнитного эффекта, выявленного нами в HgSe [10, 14].

Таким образом, полученные данные не только подтверждают предсказания теории [5], но и количественно связывают амплитуду анизотропных эффектов с микроскопическими параметрами рассеяния. При этом постоянный вклад САЛ в интервале (0.2–1) Тл не влияет на квадратичную магнитополевую зависимость амплитуды АМС: она в основном определяется киральной аномалией. Другой важный результат состоит в том,что в HgSe амплитуда ПЭХ в слабых полях служит гораздо более чувствительным индикатором киральной аномалии, чем отрицательное продольное МС.

В качестве промежуточного итога имеет смысл сравнить настоящее исследование с нашей предыдущей работой [10]. В ней мы изучали ПЭХ в том же образце HgSe в сильных магнитных полях, где амплитуды ПЭХ и АМС совпадают. Основным результатом той работы было обнаружение гигантского ПЭХ и его описание в рамках квазиклассической теории [5]. В настоящей работе мы перешли в область слабых полей (0.2–2 Тл), где поведение системы оказалось принципиально иным. Именно здесь мы впервые обнаружили, что амплитуда АМС следует квадратичному закону, подтверждая тем самым предсказание теории для слабых полей при учете киральной аномалии. Кроме того, возникает различие амплитуд ПЭХ и АМС, которое невозможно объяснить в рамках модели с единственным источником анизотропии (киральной аномалией). Это различие мы связываем с проявлением САЛ.

Перейдем теперь к конкретному анализу того, как дополнительный источник анизотропии может вызвать различие в амплитудах ПЭХ и АМС. Обратим внимание, что, несмотря на отличие величин A_{xy} и A_{xx}, положения экстремумов осцилляций остаются неизменными при вариации магнитного поля (рис. 2). Это значит, что САЛ как независимый источник анизотропии, не может привести к угловой зависимости, отличной от стандартной (выражения (1) и (2)). Мы исходим из того, что при наличии анизотропии САЛ в общем случае дает вклад, насыщающийся по полю, в обе компоненты тензора проводимости (и, следовательно, сопротивления) с такой же угловой зависимостью, как и киральная аномалия, но с разными коэффициентами A_{WAL} и B_{WAL}. Их различие может быть обусловлено, например, упомянутой выше анизотропией рассеяния из-за неоднородного распределения дефектов. Важно понимать, что для возникновения различия A_{WAL} и B_{WAL} не требуется экстремально сильной анизо-

тропии. Достаточно любого нарушения изотропии рассеяния, которое приводит к тому, что диффузия вдоль и поперек тока отличается. В ультрачистом HgSe с его дефектной структурой (нестехиометрия, неравномерное распределение дефектов) такая анизотропия вполне достижима, несмотря на высокосимметричную структуру цинковой обманки. Киральная аномалия, напротив, дает вклад с равными коэффициентами для ρ_{xx} и ρ_{xy} ($A_{CA} = B_{CA} \equiv \equiv \Delta\rho_{CA}(B) \sim B^2$). С учетом сказанного можно предложить следующее феноменологическое обобщение для компонент тензора удельного сопротивления на случай двух источников анизотропии – САЛ и киральной аномалии:

$$\rho_{xy}(\alpha) = -(B_{WAL} + \Delta\rho_{CA}(B)) \sin\alpha \cos\alpha, \quad (3)$$

$$\rho_{xx}(\alpha) = \rho_{\perp} - (A_{WAL} + \Delta\rho_{CA}(B)) \sin^2\alpha, \quad (4)$$

где A_{WAL} и B_{WAL} – слабо зависящие от B параметры. Из выражений (3), (4) следует отношение

$$\frac{A_{xy}}{A_{xx}} = \frac{B_{WAL} + \Delta\rho_{CA}(B)}{A_{WAL} + \Delta\rho_{CA}(B)}. \quad (5)$$

Как мы выяснили, в интервале (0.2–1) Тл зависимость $A_{xx}(B)$ хорошо описывается теорией [1], в которой учтена только киральная аномалия. Это значит, что в этих полях вклад САЛ в продольном канале пренебрежимо мал, и (5) преобразуется к виду:

$$\frac{A_{xy}}{A_{xx}} \approx \frac{B_{WAL} + \Delta\rho_{CA}(B)}{\Delta\rho_{CA}(B)}. \quad (6)$$

Тогда в слабых полях, где $\Delta\rho_{CA}(B) < B_{WAL}$, отношение $A_{xy}/A_{xx} < B_{WAL}/\Delta\rho_{CA}$. Этим можно объяснить фактор 1.7 при 0.2 Тл, если принять $B_{WAL} \approx \approx 1 \times 10^{-6}$ Ом см. На другом конце интервала (при $B = 1$ Тл) оценка с помощью (6) дает $B_{WAL} \approx \approx 2\times10^{-6}$ Ом см. С ростом B вклад $\Delta\rho_{CA}$ увеличивается $\sim B^2$, и при $B \sim 2$ Тл он становится сравнимым с постоянным вкладом от САЛ, что приводит согласно (5) к сближению A_{xx} и A_{xy} (уменьшению их различия до $\approx 7\,\%$). При $B > 3$ Тл $\Delta\rho_{CA}(B) \gg A_{WAL}$, B_{WAL}, и амплитуды становятся практически равными. С учетом сказанного можно отметить важную корреляцию между ролью параметра B_{WAL} в поперечном канале (уравнение (3)) и отклонением зависимости $A_{xy}(B)$ от квадратичной (рис. 4b). Действительно, в поперечном эффекте амплитуда испытывает сильное возмущение со стороны САЛ из-за значительной величины B_{WAL}, что и приводит к заметному отклонению $A_{xy}(B)$ от квадратичного закона. Напротив, в продольном канале (уравнение (4)) возмущение амплитуды за счет САЛ незначительно, поскольку параметр A_{WAL} мал. Как следствие, зависимость $A_{xx}(B)$ остается близкой к квадратичной (рис. 4b).

Еще раз подчеркнем, что параметры A_{WAL} и B_{WAL} в выражениях (3) и (4) являются феноменологическими коэффициентами, описывающими вклад САЛ в продольную и поперечную компоненты тензора сопротивления, соответственно. Их различие может быть следствием разных микроскопических причин, включая анизотропию рассеяния, но сами по себе они не являются прямыми мерами анизотропии рассеяния. Это просто коэффициенты разложения угловой зависимости. Однако для качественного описания динамики отношения амплитуд нам достаточно предположить, что в исследуемом диапазоне полей $A_{WAL} \ll \Delta\rho_{CA}$, тогда как B_{WAL} остается сравнимым с $\Delta\rho_{CA}$. Это предположение не означает экстремально сильной анизотропии рассеяния, а лишь констатирует, что квантово-интерференционная поправка по-разному проявляется в разных компонентах тензора удельного сопротивления.

Чтобы подтвердить природу этой поправки, сравним оцененную величину $B_{WAL} \sim (1–2) \times \times 10^{-6}$ Ом см с характерным масштабом квантовой поправки САЛ в сопротивление [35]: $\Delta\rho_{WAL} \approx \rho_0^2 \frac{e^2}{h} \frac{1}{\pi^2 l_\phi}$, где h – постоянная Планка, e – заряд электрона. С учетом возможной вариации l_ϕ (от 15 до 40 нм) получим для $\Delta\rho_{WAL}$ диапазон $\sim(0.7–2) \times 10^{-6}$ Ом см. Таким образом, экспериментальное B_{WAL} в нашем образце с учетом погрешностей находится в пределах теоретических ожиданий для изменения сопротивления от САЛ при $T = 80$ K. Это служит самостоятельным подтверждением того, что наблюдаемое различие амплитуд действительно связано с квантовой интерференцией (САЛ), а не с каким-то другим механизмом.

Заключение. В настоящей работе на примере ультрачистого монокристаллического HgSe впервые выполнено экспериментальное исследование ПЭХ и АМС в топологическом полуметалле в магнитных полях ниже 2 Тл. Полученные результаты позволяют заключить, что планарный магнитотранспорт в ультрачистом HgSe в слабых магнитных полях выступает индикатором как киральной аномалии, так и САЛ. Киральная аномалия проявляется в квадратичной магнитополевой зависимости амплитуды АМС, а САЛ – в появлении различия амплитуд АМС и ПЭХ и существенном отклонении магнитополевой зависимости амплитуды ПЭХ от параболическо-

го закона. Вывод о киральной аномалии основан на сравнении результатов эксперимента с теорией [5], а вывод о САЛ – на анализе критерия перехода САЛ → СЛ для HgSe при 80 K и соответствии масштаба квантовой поправки экспериментальному вкладу САЛ в удельное сопротивление. Результаты работы заметно расширяют диапазон исследования ПЭХ в топологических материалах в сторону слабых магнитных полей, способствуют более глубокому пониманию физики планарного транспорта в топологических полуметаллах. Кроме того,они показывают,что ультрачистый HgSe благодаря гигантской амплитуде ПЭХ и ее заметной чувствительности к киральной аномалии в слабых полях является перспективным материалом для создания высокочувствительных сенсоров магнитного поля.

Магнитотранспортные измерения выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования "Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов" ИФМ УрО РАН.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 25-22-00592).

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

1. C. Goldberg and R. E .Davis, "New Galvanomagnetic Effect", Phys. Rev. **94**,1121 (1954); https://doi.org/10.1103/PhysRev.94.1121.
2. S.-K. Yip, "Kinetic equation and magneto-conductance for Weyl metal in the clean limit", arXiv:1508.01010 (2015); DOI: 10.48550/arXiv.1508.01010.
3. Q. Li, D. E. Kharzeev, C. Zhang, Y. Huang, I. Pletikosić, A. V. Fedorov, R. D. Zhong, J. A. Schneeloch, G. D. Gu, and T. Valla, "Chiral magnetic effect in ZrTe5", Nat. Phys. **12**, 550 (2016); DOI: 10.1038/nphys3648.
4. V. A. Zyuzin, "Magnetotransport of Weyl semimetals due to the chiral anomaly", Phys. Rev. B **95**, 245128 (2017); DOI: 10.1103/PhysRevB.95.245128.
5. A. A.Burkov, "Giant planar Hall effect in topological metals", Phys. Rev. B **96**, 041110(R) (2017); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.041110.
6. S. Nandy, G. Sharma, A. Taraphder, and S. Tewari, "Chiral Anomaly as the Origin of the Planar Hall Effect in Weyl Semimetals", Phys. Rev. Lett. **119**, 176804 (2017); https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.176804.
7. D. Lahav, M. Schultz, S. Amrusi, A. Grosz, and L. Klein, "Planar Hall Effect Magnetic Sensors with Extended Field Range", Sensors **24**, 4384 (2024); https://doi.org/10.3390/s24134384.
8. Y. Bason, L. Klein, J.-B. Yau, X. Hong, J. Hoffman, and C. H. Ahn, "Planar Hall-effect magnetic random access memory", J. Appl. Phys. **99**, 08R701 (2006); https://doi.org/10.1063/1.2162824.
9. S. M. Uddin, A. Sayad, J. Chan, E. Skafidas, and P. Kwan, "Design and Optimisation of Elliptical-Shaped Planar Hall Sensor for Biomedical Applications", Biosensors **12**, 108 (2022); https://doi.org/10.3390/bios12020108.
10. С. Б. Бобин, А. Т. Лончаков, "Гигантский планарный эффект Холла в ультрачистом монокристаллическом образце селенида ртути", Письма в ЖЭТФ **118**, 506 (2023) [S. B. Bobin and A. T. Lonchakov, "Giant planar Hall effect in an ultra-pure mercury selenide single crystal sample", JETP Lett. **118**, 495 (2023)]; https://doi.org/10.1134/S0021364023602658.
11. A. T. Lonchakov, S. B. Bobin, V. V. Deryushkin, V. I. Okulov, T. E. Govorkova, and V. N. Neverov, "Peculiar behavior of magnetoresistance in HgSe single crystal with low electron concentration", Appl. Phys. Lett. **112**, 082101 (2018); https://doi.org/10.1063/1.5018357.
12. S. B. Bobin, A. T. Lonchakov, V. V. Deryushkin, and V. N. Neverov, "Nontrivial topology of bulk HgSe from the study of cyclotron effective mass, electron mobility and phase shift of Shubnikov-de Haas oscillations", J. Phys.: Condens. Matter **31**, 115701 (2019); https://doi.org/10.1088/1361-648X/aafcf4.
13. A. T. Lonchakov, S. B. Bobin, V. V. Deryushkin, and V. N. Neverov, "Observation of quantum topological Hall effect in the Weyl semimetal candidate HgSe", J. Phys.: Condens. Matter **31**, 405706 (2019); https://doi.org/10.1088/1361-648X/ab2b30.
14. A. T. Lonchakov and S. B. Bobin, "Positive longitudinal magnetoconductivity induced by chiral magnetic effect in mercury selenide", J. Phys.: Condens. Matter **35**, 065501 (2023); https://doi.org/10.1088/1361-648X/aca30a.
15. A. T. Lonchakov and S. B. Bobin, "Quantum linear magnetoresistance and magnetic-field-induced metal-insulator transition in the Weyl semimetal candidate HgSe", J. Appl. Phys. **135**, 235703 (2024); https://doi.org/10.1063/5.0213546.
16. С. Б. Бобин, А. Т. Лончаков, "Фаза Берри и магнитотранспортные свидетельства нетривиальной топологии электронного спектра в селениде ртути", Физика металлов и металловедение **126**, 535 (2025); https://doi.org/10.31857/S0015323025050038.
17. M. Wu, G. Zheng, W. Chu, Y. Liu, W. Gao, H. Zhang, J. Lu, Y. Han, J. Zhou, W. Ning, and M. Tian, "Probing the chiral anomaly by planar Hall effect in Dirac semimetal Cd_3As_2 nanoplates", Phys. Rev. B **98**, 161110(R) (2018); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.98.161110.
18. F. C. Chen, X. Luo, J. Yan, Y. Sun, H. Y. Lv, W. J. Lu, C. Y. Xi, P. Tong, Z. G. Sheng, X. B. Zhu, W. H. Song, and Y. P. Sun, "Planar Hall effect in the type-II Weyl semimetal Td-$MoTe_2$", Phys. Rev. B **98**, 041114(R) (2018); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.98.041114.

19. P. Li, C. H. Zhang, J. W. Zhang, Y. Wen, and X. X. Zhang, "Giant planar Hall effect in the Dirac semimetal $ZrTe_{5-\delta}$", Phys. Rev. B **98**, 121108(R) (2018); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.98.121108.
20. J. Yan, X. Luo, H. Y. Lv, Y. Sun, W. J. Lu, C. Y. Xi, P. Tong, Z. G. Sheng, X. B. Zhu, W. H. Song, and Y. P. Sun, "The giant planar Hall effect and anisotropic magnetoresistance in Dirac node arcs semimetal $PtSn_4$", J. Phys.: Condens. Matter **32**, 315702 (2020); https://doi.org/10.1088/1361-648X/ab851f.
21. N. Kumar, S. N. Guin, C. Felser, and C. Shekhar, "Planar Hall effect in the Weyl semimetal GdPtBi", Phys. Rev. B **98**, 041103 (2018); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.98.041103.
22. S. Liang, J. Lin, S. Kushwaha, J. Xing, N. Ni, R. J. Cava, and N. P. Ong, "Experimental Tests of the Chiral Anomaly Magnetoresistance in the Dirac-Weyl Semimetals Na_3Bi and GdPtBi", Phys. Rev. X **8**, 031002 (2018); https://doi.org/10.1103/PhysRevX.8.031002.
23. R. Singha, S. Roy, A. Pariari, B. Satpati, and P. Mandal, "Planar Hall effect in the type-II Dirac semimetal VaI_3, Phys. Rev. B **98**, 081103(R) (2018); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.98.081103.
24. H. Li, H.-W. Wang, H. He, J. Wang, and S.-Q. Shen, "Giant anisotropic magnetoresistance and planar Hall effect in the Dirac semimetal Cd_3As_2, Phys. Rev. B **97**, 201110 (R) (2018); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.97.201110.
25. J. Yan, W. L. Zhen, D. D. Liang, Y. J. Wang, X. Yan, S. R. Weng, J. R. Wang, W. Tong, L. Pi, W. K. Zhu, and C. J. Zhang, "Current jetting distorted planar Hall effect in a Weyl semimetal with ultrahigh mobility", Phys. Rev. Mater. **3**, 014201 (2019); https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.3.014201.
26. Z. Li, T. Xiao, R. Zou, J. Li, Y. Zhang, Y. Zeng, M. Zhou, J. Zhang, and W. Wu, "Planar Hall effect in $PtSe_2$", J. Appl. Phys. **127**, 054306 (2020); https://doi.org/10.1063/1.5133809.
27. W. Gao, M. Han, Z. Chen, A. Zhu, Y. Han, M. Zhu, X. Zhu, and M. Tian, "Planar Hall effect in the quasi-two-dimensional topological semimetal candidate $In_{0.93}TaSe_2$, Appl. Phys. Lett. **122**, 173102 (2023); https://doi.org/10.1063/5.0141566.
28. J. Zhong, J. Zhuang, and Y. Du, "Recent progress on the planar Hall effect in quantum materials", Chin. Phys. B **32**, 047203 (2023); https://doi.org/10.1088/1674-1056/acb91a.
29. F. Cai, M. Chi, Y. Hu, H. Liu, Y. Chen, C. Jing, W. Ren, and H. Wang, "Investigation on high-order planar Hall effect in trigonal $PtBi_2$", Appl. Phys. Lett. **126**, 233101 (2025); https://doi.org/10.1063/5.0258340.
30. H. Zhang, M. Wu, Y. Han, X. Zhu, J. Zhou, and W. Ning, "Competition between chiral anomaly and weak antilocalization in Cd_3As_2 nanoplates", J. Solid State Chem. **333**,124628 (2024); https://doi.org/10.1016/j.jssc.2024.124628.
31. B. Zhao, P. Cheng, H. Pan, S. Zhang, B. Wang, G. Wang, F. Xiu, and F. Song, "Weak antilocalization in Cd_3As_2 thin films, Sci. Rep. **6**, 22377 (2016); https://doi.org/10.1038/srep22377.
32. Y. A. Salawu, J. H. Yun, J.-S. Rhyee, M. Sasaki, and H.-J. Kim, "Weak antilocalization, spin-orbit interaction, and phase coherence length of a Dirac semimetal $Bi_{0.97}Sb_{0.03}$", Sci. Rep. **12**, 2845 (2022); https://doi.org/10.1038/s41598-022-06776-6.
33. T. B. Nikulicheva, V. S. Zakhvalinskii, E. A. Pilyuk, O. N. Ivanov, A. A. Morocho, V. B. Nikulichev, and M. N. Yapryntsev, "Weak antilocalization and localization in Cd_3As_2 thin film", Chin. J. Phys. **83**, 287 (2023); https://doi.org/10.1016/j.cjph.2023.03.020.
34. I. A. Leahy, A. D. Rice, C.-S. Jiang, G. Paul, K. Alberi, and J. N. Nelson, "Anisotropic weak antilocalization in thin films of the Weyl semimetal TaAs", Phys. Rev. B **110**, 054206 (2024); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.110.054206.
35. H.-Z. Lu and S.-Q. Shen, "Weak antilocalization and localization in disordered and interacting Weyl semimetals", Phys. Rev. B **92**,035203 (2015); https://doi.org/10.1103/PhysRevB.92.035203.
36. K. Behnia, L. Balicas, and Y. Kopelevich, "Signatures of Electron Fractionalization in Ultraquantum Bismuth", Science **317**, 1729 (2007); https://doi.org/10.1126/science.1146509.
37. J. Zhong, M. Yang, J. Wang, Y. Li, C. Liu, D. Mu, Y. Liu, N. Cheng, Z. Shi, L. Yang, J. Zhuang, Y. Du, and W. Hao, "Observation of Anomalous Planar Hall Effect Induced by One-Dimensional Weak Antilocalization", ACS Nano **18**, 4343 (2024); https://doi.org/10.1021/acsnano.3c10120.
38. I. M. Tsidilkovski, *Electron Spectrum of Gapless Semiconductors, Springer Series* in Solid State Sciences (Springer, Berlin, N.Y., 1996), v. 116; https://doi.org/10.1007/978-3-642-60403-4.
39. X. Huang, L. Zhao, Y. Long, P. Wang, D. Chen, Z. Yang, H. Liang, M. Xue, H. Weng, Z. Fang, X. Dai, and G. Chen, "Observation of the Chiral-Anomaly-Induced Negative Magnetoresistance in 3D Weyl Semimetal TaAs", Phys. Rev. X **5**, 031023 (2015); https://doi.org/10.1103/PhysRevX.5.031023.
40. J. Hu, J. Y. Liu, D. Graf, S. M. A. Radmanesh, D. J. Adams, A. Chuang, Y. Wang, I. Chiorescu, J. Wei, L. Spinu, and Z. Q. Mao, "π Berry phase and Zeeman splitting of Weyl semimetal TaP", Sci. Rep. **6**, 18674 (2016); https://doi.org/10.1038/srep18674.
41. X. Yang, Y. Li, Z. Wang, Y. Zheng, and Z.-A. Xu, "Chiral anomaly induced negative magnetoresistance in

topological Weyl semimetal NbAs", arXiv:1506.03190 (2015);
https://doi.org/10.48550/arXiv.1506.03190.

42. Z. Wang, Y. Zheng, Z. Shen, Y. Lu, H. Fang, F. Sheng, Y. Zhou, X. Yang, Y. Li, C. Feng, and Z.-A. Xu, "Helicity-protected ultrahigh mobility Weyl fermions in NbP", Phys. Rev. B **93**, 121112(R) (2016);
https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.121112.
43. D. T. Son and B. Z. Spivak, "Chiral anomaly and classical negative magnetoresistance of Weyl metals", Phys. Rev. B **88**, 104412 (2013);
https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.104412.
44. B. Z. Spivak and A. V. Andreev, "Magnetotransport phenomena related to the chiral anomaly in Weyl semimetals", Phys. Rev. B **93**, 085107 (2016);
https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.085107.