

08,10,15

Максимум магнетополовой зависимости продольного магнетосопротивления в тонких пленках висмута

© Е.В. Демидов, Н.С. Демидова, А.В. Суслов, В.М. Грабов, В.А. Комаров,
А.Н. Крушельницкий, В.А. Гергега

Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: demidov_evg@mail.ru

Поступила в Редакцию 13 октября 2024 г.

В окончательной редакции 14 октября 2024 г.

Принята к публикации 21 октября 2024 г.

Проведено исследование продольного магнетосопротивления в пленках висмута в зависимости от толщины и деформации в плоскости пленки. На магнетополовых зависимостях продольного магнетосопротивления было обнаружено наличие максимума, переходящего в отрицательное магнетосопротивление. Было показано, что различие размеров кристаллитов пленок вносит значительно меньший вклад в смещение максимума на магнетополовой зависимости, чем влияние деформации в плоскости пленки, обусловленной различием коэффициента температурного расширения висмута и материала подложки. Показана различная природа формирования максимума для пленок толщиной больше и меньше 100 nm.

Ключевые слова: Тонкие пленки, висмут, продольное магнетосопротивление, квантовый предел по магнитному полю, киральная аномалия, полуметалл Вейля, эффект слабой локализации электронов.

DOI: 10.61011/FTT.2024.11.59342.263

1. Введение

Узкозонные полупроводники и полуметаллы являются хорошими модельными материалами для экспериментального исследования квантовых эффектов. Это обусловлено малыми значениями энергии Ферми и малой эффективной массой электронов, что приводит к большим значениям длины волны де Бройля электронов. А возможность выращивания высокосвершенных кристаллов и пленок позволяет достигать высокой подвижности носителей заряда.

Висмут играет важную роль в физике твердого тела, так как многие эффекты были впервые обнаружены именно в нем (эффекты Шубникова–де Гааза, де Гааза–ван Альфена, циклотронный резонанс в металлах). В настоящее время висмут остается объектом активных исследований в связи с ростом интереса к когерентным явлениям в транспортных свойствах материалов [1–8], а также повышенным вниманием к дираковским материалам и топологическим изоляторам [9–19].

Несмотря на существенный интерес к транспортным свойствам тонких пленок висмута, немонотонный характер магнетополовых зависимостей магнетосопротивления в продольном магнитном поле (направление тока параллельно магнитному полю) не получил общепризнанной интерпретации [20].

В тонких пленках, также, как и в массивных кристаллах висмута в магнетополовых зависимостях продольного магнетосопротивления наблюдаются немонотонные изменения. В массивном кристалле висмута снижение сопротивления в сильном магнитном поле происходит

под влиянием увеличения концентрации носителей заряда в ультраквантовой области магнитных полей [21,22]. В тонких пленках висмута изменение электрического сопротивления в параллельном магнитном поле при низких температурах также характеризуется возрастанием в слабом поле и падением в сильном поле. В промежуточной области полей формируется максимум [23]. При этом в отличие от массивного монокристалла в тонких пленках существует несколько возможных причин возникновения максимума в зависимости продольного магнетосопротивления от величины магнитного поля.

Во-первых, максимум продольного магнетосопротивления в тонких пленках может возникать при реализации классического размерного эффекта в гальваномагнитных свойствах. Падение сопротивления с возрастанием поля происходит в связи с тем, что по мере уменьшения средних значений радиуса орбит электронов все большее число электронов избегает поверхностного рассеяния, что сопровождается уменьшением его вклада в сопротивление образца. Положение максимума определяется условием [3]:

$$B_{\max} \approx \frac{P_F}{e} (lt)^{-1/2}, \quad (1)$$

где t — толщина пленки, l — длина свободного пробега носителей заряда, P_F — импульс Ферми носителей заряда. При постоянстве P_F и l значение B_{\max} должно возрастать при уменьшении толщины пленки.

Второй причиной немонотонной зависимости магнетосопротивления при реализации продольного эффекта в случае тонких пленок, может являться аналогичная причина, что и в массивном монокристалле висмута,

связанная с увеличением концентрации носителей заряда в ультраквантовой области магнитных полей [21,22]. Увеличение концентрации дырок и электронов в ультраквантовой области продемонстрировано в расчетах, выполненных для случая направления магнитного поля вдоль бинарной оси кристалла ($H \parallel C_2$) в работе [24]. Минимальное значение магнитного поля для достижения квантового предела определяется ориентацией магнитного поля относительно кристаллографических осей и не зависит от длины свободного пробега носителей заряда. При этом переход в ультраквантовую область магнитных полей происходит при различных значениях поля для образцов имеющих различную концентрацию носителей заряда. Значение B_{\max} возрастает при увеличении концентрации носителей заряда.

Третьей причиной может являться эффект слабой локализации, который проявляется в слабо разупорядоченных металлах и обусловлен квантово-механической интерференцией электронов при их рассеянии. Этот эффект приводит к снижению подвижности носителей заряда и как следствие к повышению удельного сопротивления материала. В магнитном поле эффект слабой локализации разрушается, поэтому одной из характерных черт слабой локализации является отрицательное магнетосопротивление, т.е. уменьшение удельного сопротивления в магнитном поле [25,26].

Слабая локализация электронов приводит к различному уменьшению проводимости для трехмерного и двумерного случая. Для трехмерного случая:

$$\Delta\sigma_{3d} = G_0 L_\varphi^{-1}, \quad (2)$$

где $G_0 = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} = 1.23 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}$; L_φ — длина сбоя фазы электрона. Двумерный случай реализуется, если толщина пленки меньше L_φ и электроны упруго отражаются от поверхности пленки. В этом случае уменьшение проводимости тонкой пленки вследствие слабой локализации электронов определяется выражением:

$$\Delta\sigma_{2d} = G_0 \ln\left(\frac{\tau_\varphi}{\tau}\right). \quad (3)$$

где τ_φ — время релаксации фазы волновой функции электрона, τ — время релаксации импульса электрона.

При приложении магнитного поля эффект слабой локализации уменьшается. В случае параллельного магнитного поля поправка к проводимости тонкой пленки определяется следующим выражением:

$$\Delta\sigma_{2d}^{B\parallel} = G_0 \left[\frac{3}{2} \ln\left(\frac{t^2 e^2 B^2 D}{2\hbar^2} \tau_\varphi^* + 1\right) - \frac{1}{2} \ln\left(\frac{t^2 e^2 B^2 D}{2\hbar^2} \tau_\varphi + 1\right) \right], \quad (4)$$

где B — индукция магнитного поля, D — коэффициент диффузии, $\frac{1}{\tau_\varphi^*} = \frac{1}{\tau_\varphi} + \frac{4}{3} \frac{1}{\tau_{SO}}$, где τ_{SO} — время релаксации

спина, обусловленное спин-орбитальным взаимодействием [27]. В случае, когда $\tau_{SO} \gg \tau_\varphi$ квантовые поправки слабой локализации приводят к отрицательному магнетосопротивлению.

Четвертой причиной может являться вклад киральной аномалии в полуметаллах Вейля [28,29]. Подробно ознакомиться с теорией топологических полуметаллов можно в работе [30]. В полуметаллах Дирака и Вейля зона проводимости и валентная зона совпадают по энергии в некоторых точках зоны Бриллюэна. В вейлевских полуметаллах в отличие от дираковских, нарушена T -или P -симметрия, что приводит к снятию вырождения с дираковских точек, и они становятся разнесены в k -пространстве на пары вейлевских точек с различной киральностью. Поэтому вейлевские полуметаллы ищут среди кристаллов с нецентральносимметричной кристаллической структурой, либо среди магнитных материалов (с нарушенной T -симметрией).

Киральная аномалия в полуметаллах Вейля является результатом приложения параллельных электрического и магнитного полей. Аномальный вклад в электропроводность составляет [29]:

$$\sigma = N_W \frac{e^2 v \tau}{4\pi\hbar L_B^2}, \quad (5)$$

где $L_B = \sqrt{\hbar/eB}$ — магнитная длина, v — фермиевская скорость электронов, N_W — число точек Вейля. Из выражения (5) видно, что киральная аномалия в полуметаллах Вейля может вносить линейный вклад в отрицательное продольное магнетосопротивление.

Энергетический спектр кристалла висмута в L точки зоны Брюллиэна имеет щель порядка 10 meV [31,32]. В многочисленных исследованиях продемонстрировано, что пленки висмута растут на различных (кристаллических и аморфных) подложках таким образом, что тригональная ось кристаллитов перпендикулярна плоскости подложки [33–39]. В соответствии в данной кристаллографической ориентацией, пленка висмута, расположенная на подложке с КТР отличающимся от висмута подвержена деформации растяжения или сжатия в плоскости, которая в общем случае эквивалентна одноосной деформации вдоль тригональной оси кристалла [40,41]. Величина деформации оценена методами рентгеноструктурного анализа в работе [42]. Указанная деформация в случае растяжения в тригональной плоскости приводит к изменению зонной структуры висмута с уменьшением и последующим закрытием щели в L точке зоны Бриллюэна, согласно моделированию из первых принципов [43]. Высокое давление, а соответственно и механические деформации могут также создавать нарушение P симметрии. Пример такого результата, полученный расчетом из первых принципов для твердого раствора висмут-сурьма, приведен в работе [44]. Таким образом, при определенной величине плоскостной деформации, создаваемой различием КТР материалов подложки и

пленки, изменения зонной структуры висмута в тонкопленочном состоянии могут привести к появлению фазы полуметалла Вейля.

В настоящей работе предпринята попытка установить основные причины, приводящие к немонотонности и отрицательному значению магнетосопротивления в зависимости от магнитного поля при низких температурах в пленках висмута. Для этого были исследованы магнетопольные зависимости магнетосопротивления пленок висмута сформированных на подложках с различным коэффициентом температурного расширения (КТР), а также пленок различной толщины при температуре 10 К в магнитном поле до 8 Т. В обсуждении максимум продольного магнетосопротивления на магнетопольной зависимости для пленок толщиной более 100 нм связывается с достижением ультраквантовой области магнитных полей. Кроме того, обсуждаются возможные причины формирования максимума на магнетопольных зависимостях для более тонких пленок, основными из которых выделены эффекты увеличения концентрации носителей заряда при увеличении магнитного поля в ультраквантовой области магнитных полей, эффект киральной аномалии в полуметаллах Вейля и эффект слабой локализации.

2. Методика эксперимента

Для получения пленок висмута использовался метод термического испарения в вакууме. Чистота исходного висмута составляла 99.999%. Для подложек использовались следующие материалы: слюда (мусковит) марки СОВ, Si, CaF₂, NaCl. В соответствии с работами [18,45], использование подложек с различным КТР позволяет получить различную концентрацию носителей заряда в пленках за счет деформации пленки. Величина КТР для использованных подложек и оценочное соотношение концентрации носителей заряда в пленках на этих подложках ($n_{\text{film}}/n_{\text{bulk}}$) представлено в таблице. Для создания близкой по размеру кристаллитов блочной структуры, подложки были покрыты лаком марки АД на основе полиимида. Толщина покрытия не превышала 500 нм. Кроме того, пленки на подложке из слюды также были исследованы без покрытия.

Для получения пленок различной толщины применялись два метода термического напыления в вакууме. В случае пленок толщиной более 150 нм использовался метод резистивного нагрева материала в вакууме до 10⁻³ Па. Использовались следующие параметры получения: скорость осаждения — 5 нм/с, температура подложки при осаждении — 413 К, отжиг проводился при температуре 513 К в течении 60 min. Пленки висмута толщиной 150 нм и менее получались на установке с электронно-лучевым испарителем при следующих параметрах напыления: глубина вакуума — до 10⁻⁶ Па, скорость осаждения — 0.1 нм/с, температура подложки при

Относительная концентрация носителей заряда в пленках висмута $n_{\text{film}}/n_{\text{bulk}}$ при 77 К на подложках с различным КТР (α) [45]

Материал подложки	Si	Слюда	Bi(111)	CaF ₂	NaCl
$\alpha, 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	2.54	7.5	11	18	39
$n_{\text{film}}/n_{\text{bulk}}$	0.45	0.8	1	1.6	2.9

осаждении — 413 К, отжиг проводился при температуре 473 К в течении 60 min.

Толщина пленок толщиной более 150 нм контролировалась методом оптической интерферометрии с использованием микроинтерферометра Линника МИИ-4. Для пленок толщиной 150 нм и менее контроль толщины проводился методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) в соответствии с методикой, представленной в работе [46]. Для используемых методов погрешность определения толщины пленок не превышала 10%.

Контроль кристаллической структуры пленок осуществлялся на рентгеновском дифрактометре „ДРОН-7“, фирмы Буревестник и на сканирующем зондовом микроскопе Solver-P47 Pro фирмы NT-MDT. В работах [38,39,47] приведено описание связи поверхностной и объемной структуры пленок висмута, что было использовано для определения объемной структуры пленок толщиной менее 100 нм.

Измерение сопротивления проведено при температуре 10 К в интервале магнитных полей от 0 до 8 Т четырехзондовым методом при постоянном токе. Погрешность измерения относительного магнетосопротивления составляла не более 5%.

В работе использовалось научное оборудование междисциплинарного ресурсного центра коллективного пользования „Современные физико-химические методы формирования и исследования материалов для нужд промышленности, науки и образования“ (РГПУ им. А.И. Герцена).

3. Результаты и обсуждение

Анализ результатов исследования рентгеновской дифракции показал, что пленки имеют преимущественное направление кристаллографической оси C_3 перпендикулярно плоскости пленки. Индексирование дифракционных максимумов от пленок висмута показало их принадлежность тригональной плоскости монокристалла висмута. Смещение положения максимумов на различных подложках соответствует представлению о растяжении в тригональной плоскости пленок висмута на подложках с КТР меньше, чем у материала пленки, и сжатия — при КТР материала подложки больше, чем у материала пленки.

Кроме того, структура поверхности пленок висмута была исследована методом АСМ. На рис. 1 приведены

АСМ изображения пленок висмута, сформированных на различных подложках. В рамках одного кристаллита фигуры роста имеют одинаковую форму и ориентацию. Тонкими сплошными линиями выделяются границы кристаллитов, вследствие естественной оксидации пленки. Структура полученных пленок отличается в первую очередь размерами кристаллитов. Пленки висмута, сформированные на монокристаллических подложках из слюды, имели крупноблочную структуру с размерами кристаллитов на порядок превышающими толщину пленки (рис. 1, *a*). Пленки висмута, сформированные на подложках, покрытых полиимидом, напротив имели мелкоблочную структуру. Размеры кристаллитов составляли порядка толщины данных пленок (рис. 1, *b*).

Для пленок висмута толщиной 300 nm результаты измерения удельного сопротивления в продольном магнитном поле от 0 до 8 Т и продольного магнетосопротивления в указанном диапазоне магнитных полей приведены на рис. 2. Из представленных зависимостей для пленок на чистой слюде и слюде, покрытой лаком, видно, что размеры кристаллитов пленки оказывают меньшее влияние на положение максимума, чем использование другой подложки, т. е. влияние деформации. Для пленок висмута на слюде положение максимума продольного магнетосопротивления находится в районе 2 Т, как с использованием полиимидного подслоя, так и без него. При этом деформация, обусловленная различием КТР пленки и подложки, приводит к более значительному изменению положения максимума на магнетополовой зависимости. Небольшое смещение положения максимума для пленки на подложке из слюды, покрытой полиимидом, относительно максимума на чистой слюде может быть объяснено влиянием деформации сжатия, создаваемой буферным слоем. КТР полиимида $(40-48) \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ в зависимости от состава и способа имидизации) больше, чем КТР слюды и висмута, что, несмотря на малость слоя, приводит к некоторой деформации сжатия.

Как было отмечено во введении, одной из причин наличия максимума на зависимости продольного магнетосопротивления в висмуте как в пленках, так и в монокристалле, может являться увеличение концентрации носителей заряда в ультраквантовой области магнитных полей. Величина магнитного поля B_{max} , соответствующего максимуму магнетосопротивления, возрастает с ростом деформации сжатия (подложки NaCl и CaF₂) и уменьшается с ростом деформации растяжения (подложки из слюды и кремния). Опираясь на данные об изменении концентрации носителей заряда в пленках висмута на различных подложках (см. таблицу) можно сделать вывод, что значение B_{max} возрастает при увеличении концентрации носителей заряда и уменьшается при ее уменьшении, что является характерным признаком достижения ультраквантовой области магнитных полей.

В этой связи представляет интерес исследование влияния толщины пленок на величину B_{max} , так как по данным многих работ с уменьшением толщины пленок

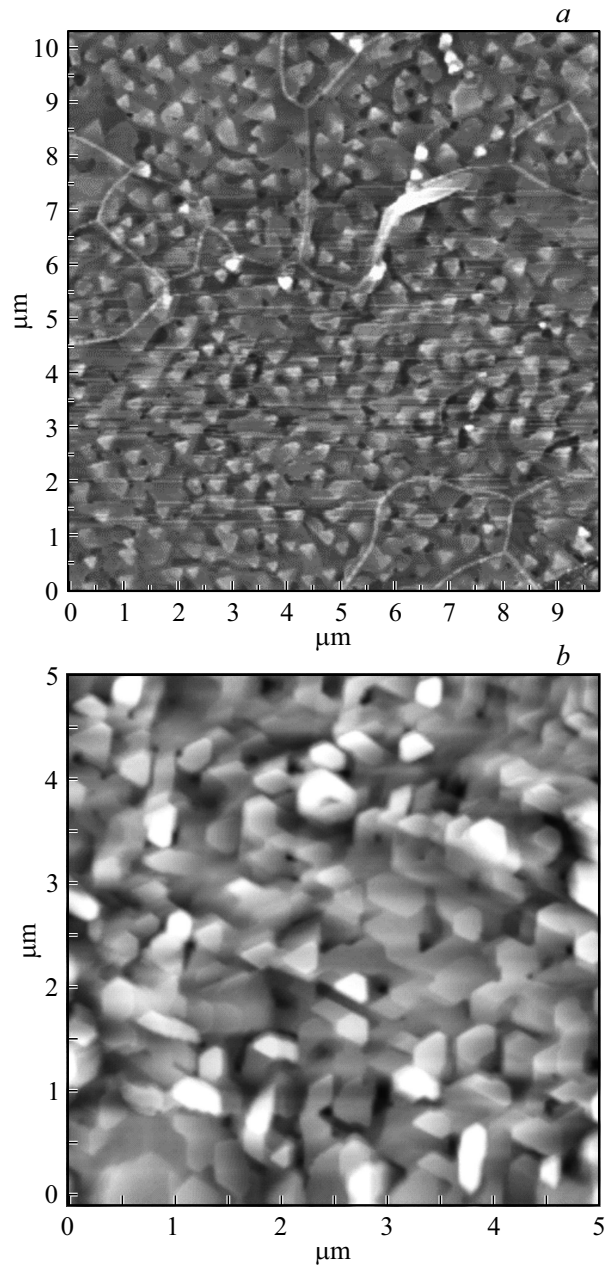


Рис. 1. АСМ изображения пленок висмута (толщина 300 nm): *a* — сформированных на поверхности слюды; *b* — сформированных на подложке с полиимидным покрытием.

висмута наблюдается рост концентрации носителей заряда [48–51]. Наиболее исследован этот эффект в пленках висмута на слюде. Рост концентрации становится особенно сильным для толщин меньше 50–100 nm.

На рис. 3 приведены результаты исследования продольного магнетосопротивления пленок висмута толщиной от 20 до 1000 nm на подложке из слюды. Из рисунка видно, что для пленок толщиной больше 100 nm положение максимума магнетосопротивления практически не зависит от толщины, однако для меньших толщин максимум магнетосопротивления резко сдви-

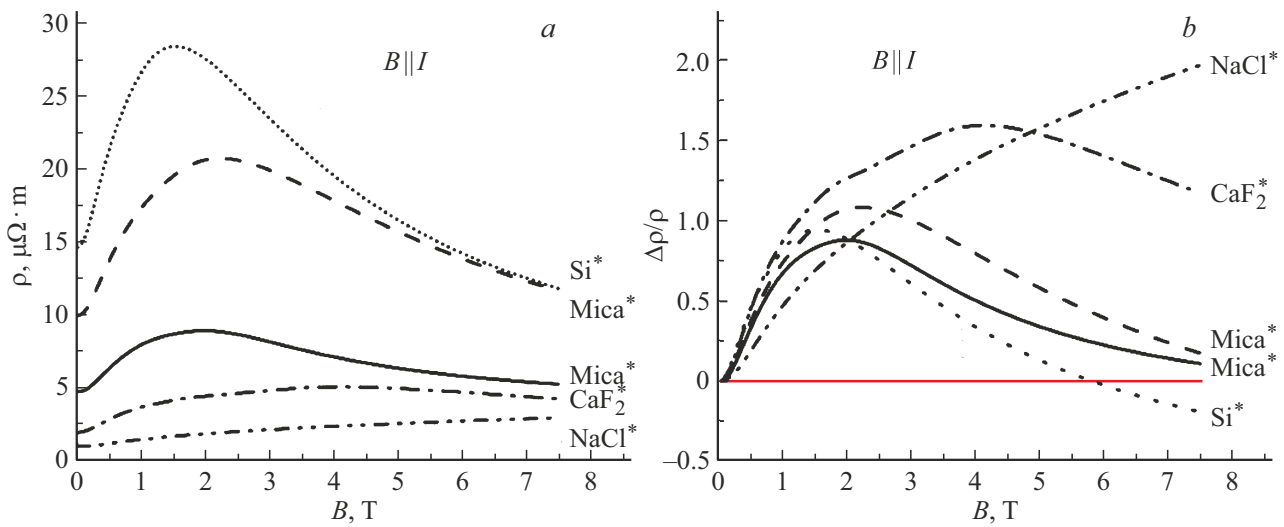


Рис. 2. Зависимости удельного сопротивления (a) и магнетосопротивления (b) пленок висмута (300 nm) на подложках с различным КТР от величины продольного магнитного поля. Знаком звездочки обозначены подложки, покрытые буферным слоем полиимида.

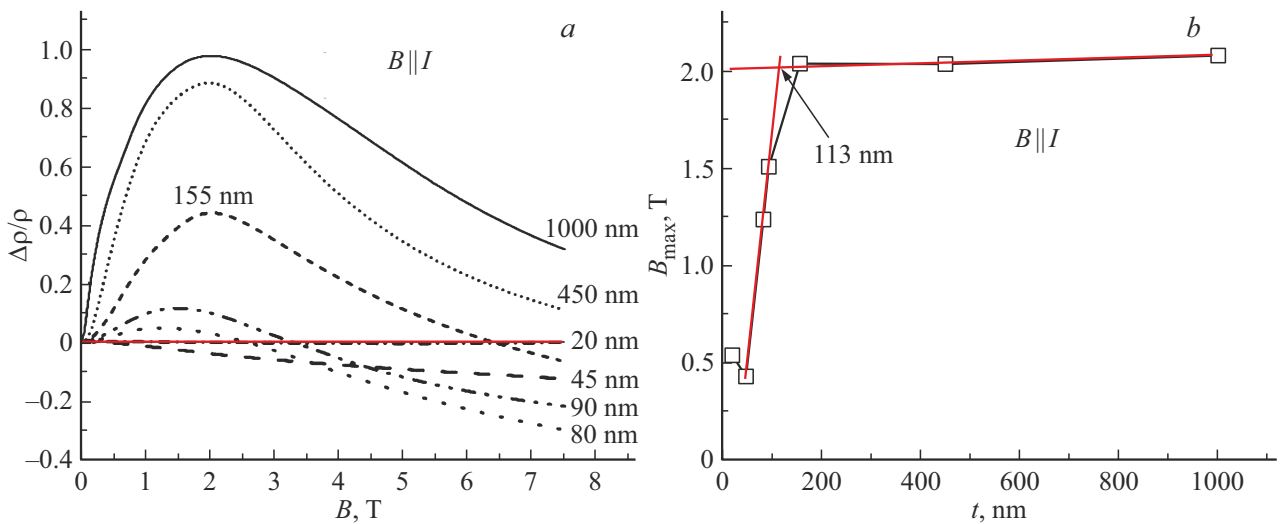


Рис. 3. Положение B_{max} в зависимости от толщины пленки: a — магнетополевые зависимости магнетосопротивления для пленок висмута толщиной от 20 до 1000 nm на подложке из слюды; b — зависимость положения B_{max} от толщины пленки (сплошная черная линия с выбитыми почками — экспериментальные результаты; сплошные красные линии — экстраполяции двух областей с разным наклоном зависимости).

гается в область более слабых магнитных полей. По результатам экстраполяции экспериментальных результатов изменение характера происходит при толщине 113 nm (рис. 3, b). Такой характер толщиной зависимости максимума магнетосопротивления для пленок толщиной меньше 100 nm указывает на то, что причиной его формирования в них не может быть достижение ультраквантовой области магнитных полей, так как для пленок висмута при уменьшении толщины происходит рост концентрации носителей заряда [48–51]. Классический размерный эффект также не может являться причиной наблюдаемой зависимости, так как в случае

его реализации в соответствии с выражением (1) B_{max} должно возрастать при уменьшении толщины пленки.

Следует особо отметить, что для пленки толщиной 45 nm при приложении магнитного поля максимум магнетосопротивления не формируется, а во всем диапазоне исследуемых полей наблюдается отрицательное значение магнетосопротивления. При этом зависимость продольного магнетосопротивления от величины магнитного поля имеет характер близкий к линейному. Линейное отрицательное магнетосопротивление также наблюдается для пленки толщиной 20 nm, но в ней эффект слабо выражен, так как сама величина магнетосопротивления

мала в следствие значительного рассеяния носителей заряда толщиной пленки.

Очевидно, что максимум на магнетополовых зависимостях для пленок толщиной 45 nm и пленок толщиной больше 100 nm обусловлен различными механизмами. При этом в образцах промежуточной толщины форма магнетополовых зависимостей определяется совокупностью этих двух механизмов.

Наблюдающаяся линейная зависимость отрицательно магнетосопротивления от величины магнитного поля для пленки висмута толщиной 45 nm на слюде может быть проявлением киральной аномалии в полуметаллах Вейля в соответствии с формулой (5). Однако в определенном диапазоне магнитных полей такая зависимость может наблюдаться и для эффекта слабой локализации в соответствии с выражением (4). Поэтому для установления природы данного явления, требуются дальнейшие исследования. Одним из путей может быть исследование продольного магнетосопротивления в пленках толщиной меньше 100 nm, сформированных на подложках с большим и меньшим КТР, чем у слюды.

4. Заключение

Настоящая работа представляет результаты исследования продольного магнетосопротивления пленок висмута различной толщины в условиях различной деформации в плоскости пленки. Деформация была создана применением подложек с различными КТР. Для исследования пленок висмута с идентичной структурой, полученных на различных подложках, был проведен эксперимент с использованием подложек, покрытых тонким буферным слоем полиимида.

Исследование магнетополовых зависимостей продольного магнетосопротивления пленок висмута с крупноблочной и мелкоблочной структурой, сформированных на подложках с различным температурным расширением, а также пленок различной толщины при температуре 10 K в магнитном поле до 8 T показало, что в указанном диапазоне магнитных полей в тонких пленках висмута на магнетополовых зависимостях продольного магнетосопротивления может формироваться максимум, переходящий в отрицательное магнетосопротивление.

Анализ полученных результатов показал различную природу формирования максимума для пленок толщиной больше и меньше 100 nm. Для пленок толщиной больше 100 nm указанный максимум формируется вследствие достижения ультраквантовой области магнитных полей и последующего роста концентрации носителей заряда. В пленке висмута толщиной 45 nm на подложке из слюды отрицательное магнетосопротивление может быть проявлением киральной аномалии в полуметаллах Вейля или следствием эффекта слабой локализации. В промежуточной области толщин форма магнетополовых зависимостей, по-видимому, определяется совокупностью этих двух механизмов.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания при финансовой поддержке Министерства просвещения Российской Федерации (проект VRFY-2023-0005).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Ю.Ф. Огрин, В.Н. Луцкий, М.И. Елинсон. Письма ЖЭТФ **3**, 3, 114 (1966). [Y.F. Ogrin, V.N. Lutskii, M.I. Elinson. JETP Letters **3**, 3, 71 (1966)].
- [2] В.Б. Сандомирский. ЖЭТФ **52**, 1, 158 (1967). [V.B. Sandomirskii. Soviet Physics JETP **25**, 1, 101 (1967)].
- [3] А.И. Ильин, А.И. Апаршина, С.В. Дубонос, Б.Н. Толкунов. Письма в ЖТФ **26**, 10, 80 (2000).
- [4] А.И. Головашкин, А.Н. Жерихин, Л.Н. Жерихина, Г.В. Кулешова, А.М. Цховребов. ЖЭТФ **126**, 2, 415 (2004).
- [5] А.И. Головашкин, А.Н. Жерихин, Л.Н. Жерихина, Г.В. Кулешова, А.М. Цховребов. Краткие сообщения по физике ФИАН **12**, 42 (2004).
- [6] А.И. Головашкин, А.Н. Жерихин, Л.Н. Жерихина, Г.В. Кулешова, А.М. Цховребов. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **10**, 3 (2005).
- [7] Ю.Ф. Комник, В.В. Андриевский, И.Б. Беркутов. Физика низких температур **1**, 33, 105 (2007).
- [8] Y. Fuseya, M. Ogata, H. Fukuyama. J. Phys. Soc. Jpn. **84**, 1, 012001 (2015).
- [9] В.А. Волков, В.В. Еналдиев, И.В. Загороднев. Электронные поверхностные состояния в полупроводниках и полуметаллах. Физматкнига М. (2018), с. 54.
- [10] M.Z. Hasan, C.L. Kane. Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
- [11] М.И. Беловолов. Фотон-экспресс **6**, 190, 243 (2023).
- [12] Q. Lu, P.V.S. Reddy, H. Jeon, A.R. Mazza, M.B.V. Wu, S.A. Yang, J. Cook, C. Conner, X. Zhang, A. Chakraborty, Y. Yao, H. Tien, C. Tseng, P. Yang, S. Lien, H. Lin, T. Chiang, G. Vignale, A. Li, T. Chang, R.G. Moore, G. Bian. Nat. Commun. **15**, 6001 (2024).
- [13] G. Qu, G. Tataru. Phys. Rev. B **107**, 214421 (2023).
- [14] X.-Yu Yang, J.-Y. Cao, X.-H. Ma, S.-H. Ren, Y.-L. Liu, F.S. Meng, Y. Qi. APL Materials **12**, 051108 (2024).
- [15] P. Makushko, S. Kovalev, Y. Zabala, I. Ilyakov, A. Ponomaryov, A. Arshad, G.L. Prajapati, T.V.A.G. Oliveira, J. Deinert, P. Chekhonin, I. Veremchuk, T. Kosub, Y. Skourski, F. Ganss, D. Makarov, C. Ortix. Nat. Electron **7**, 207 (2024).
- [16] Y. Ye, A. Yamada, Y. Kinoshita, J. Wang, P. Nie, L. Xu, H. Zuo, M. Tokunaga, N. Harrison. npj Quantum Mater. **9**, 12, 1133 (2024).
- [17] P. Sujita, S. Vadivel, S. Wacławek, B. Paul. Inorg. Chem. Commun. **167**, 112739 (2024).
- [18] V.A. Gerega, A.V. Suslov, V.M. Grabov, V.A. Komarov, A.V. Kolobov. Appl. Surf. Sci. **665**, 160275 (2024).
- [19] R.K. Jain, J. Kaur, S. Arora, A. Kumar, A.K. Chawla, A. Khanna. Appl. Surf. Sci. **463**, 45 (2019).
- [20] C.M. Lerner, Y.P. Ma, J.S. Brooks, R. Messervey. Tedrow Appl. Phys. A **52**, 433 (1991).
- [21] Y.A. Bogod, V.V. Eremenko. Phys. Status Solidi **21**, 2, 797 (1967).

- [22] Y.A. Bogod. *Phys. Status Solidi* **24**, 1, K49 (1967).
- [23] В.В. Андриевский, А.В. Бутенко, Ю.Ф. Комник. *ФНТ* **7**, 8, 1021 (1981).
- [24] G.E. Smith, G.A. Baraff, J.H. Rowell. *Phys. Rev. A* **135**, 4, 1118 (1964).
- [25] Т.А. Полянская, Ю.В. Шмарцев. *ФТП* **23**, 1, 3 (1989).
- [26] О.В. Реукова, В.Г. Кытин, В.А. Кульбачинский, Л.И. Бурова, А.Р. Кауль. *Письма в ЖЭТФ* **101**, 3, 207 (2015).
- [27] Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов. *Письма в ЖЭТФ* **33**, 10, 515 (1981).
- [28] D.T. Son, B.Z. Spivak. *Phys. Rev. B* **88**, 10, 104412 (2013).
- [29] D. Vu, W. Zhang, C. Şahin, M.E. Flatté, N. Trivedi, J.P. Heremans. *Nat. Mater.* **20**, 11, 1525 (2021).
- [30] N.-P. Armitage, E.J. Mele, A. Vishwanath. *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015001 (2018).
- [31] L.G. Ferreira. *J. Phys. Chem. Solids* **29**, 2, 357 (1968).
- [32] B. Norin. *Phys. Scr.* **15**, 341 (1977).
- [33] V.M. Grabov, E.V. Demidov, E.K. Ivanova, N.S. Kablukova, A.N. Krushelnitskii, S.V. Senkevich. *Semiconductors* **51**, 831 (2017).
- [34] S. Yaginuma, T. Nagaoka, J.T. Sadowski, M. Saito, K. Nagaoka, Y. Fujikawa, T. Sakurai, T. Nakayama. *Surf. Sci.* **601**, 3593 (2007).
- [35] M.O. Boffoué, B. Lenoir, A. Jacquot, H. Scherrer, A. Dauscher, M. Stölzer. *J. Phys. Chem. Solids* **61**, 1979 (2000).
- [36] A.N. Krushelnitskii, E.V. Demidov, E.K. Ivanova, N.S. Kablukova, V.A. Komarov. *Semiconductors* **51**, 876 (2017).
- [37] R.C. Mallik, V.D. Das. *J. Appl. Phys.* **98**, 023710 (2005).
- [38] В.М. Грабов, Е.В. Демидов, В.А. Комаров. *ФТТ* **50**, 7, 1312 (2008).
- [39] В.М. Грабов, Е.В. Демидов, В.А. Комаров, М.М. Климантов. *ФТТ* **51**, 4, 800 (2009).
- [40] В.М. Грабов, В.А. Комаров, Н.С. Каблукова. *ФТТ* **58**, 3, 605 (2016).
- [41] Е.В. Демидов, В.М. Грабов, В.А. Комаров, Н.С. Каблукова, А.Н. Крушельницкий. *ФТТ* **60**, 3, 452 (2018).
- [42] A. Suslov, V. Gerega, A. Rodionov, M. Fedoseev, V. Komarov, V. Grabov. *Cryst. Res. Technol.* **59**, 2300339 (2024).
- [43] C. König, J.C. Greer, S. Fahy. *Phys. Rev. B* **104**, 035127 (2021).
- [44] S. Singh, A.C. Garcia-Castro, I. Valencia-Jaime, F. Munoz, A.H. Romero. *Phys. Rev. B* **94**, 161116 (R) (2016).
- [45] A.V. Suslov, V.M. Grabov, V.A. Komarov, E.V. Demidov, S.V. Senkevich, M.V. Suslov. *Semiconductors* **53**, 611 (2019).
- [46] Е.В. Демидов, В.А. Комаров, А.Н. Крушельницкий, А.В. Суслов. *ФТП* **51**, 7, 877 (2017).
- [47] В.М. Грабов, Е.В. Демидов, В.А. Комаров, М.М. Климантов, Д.Ю. Матвеев, С.В. Слепнев, Е.В. Усынин, Е.Е. Христинич, Е.В. Константинов. *Известия РГПУ им. А.И. Герцена*, **95**, 105 (2009).
- [48] Е.В. Демидов, В.М. Грабов, В.А. Комаров, А.В. Суслов, В.А. Герега, А.Н. Крушельницкий. *ФТП* **56**, 2, 149 (2022).
- [49] В.А. Герега, А.В. Суслов, В.А. Комаров, В.М. Грабов, Е.В. Демидов, А.В. Колобов. *ФТП* **56**, 1, 42 (2022).
- [50] Е.В. Демидов. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* **9**, 48 (2022).
- [51] E.V. Demidov. *Physics of Complex Systems* **3**, 4, 154 (2022).

Редактор Ю.Э. Китаев