ЖЭТФ, 2015, том 148, вып. 1 (7), стр. 75–87

КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ, ФАЗА БЕРРИ И СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В ТРЕХМЕРНЫХ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРАХ $Bi_{2-x}Cu_xSe_3$

С. И. Веденеев [a*], *Д. А. Князев* [a,b], *В. А. Прудкогляд* [a], *Т. А. Романова* [a,b], *А. В. Садаков* [a,b]

[a] *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук*
119991, Москва, Россия

[b] *Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур*
53-421, Вроцлав, Польша

Поступила в редакцию 16 января 2015 г.

Сообщается о наблюдении двумерных осцилляций Шубникова – де Гааза и холловских 2D-осцилляций в трехмерных монокристаллах Bi_2Se_3, легированных медью, в полях до 19.5 Тл при температурах до 0.3 К. Исследованы три образца с высокой объемной концентрацией носителей $n \approx 10^{19}$–10^{20} см$^{-3}$. Вращение образцов в магнитном поле показало, что эти осцилляции связаны с множеством параллельных двумерных проводящих каналов толщиной 1–5 нм. Найдены их основные кинетические параметры. В проводящих двумерных каналах толщиной около 1 нм при высоких полях наблюдалось квантованное холловское сопротивление R_{xy}. Расстояние $\Delta(1/R_{xy})$ между ступеньками на полевой зависимости величины $1/R_{xy}$ оказалось постоянным для различных уровней Ландау и равным $1.3e^2/h$ на каждый слой толщиной около 1 нм. Веерные диаграммы двумерных уровней Ландау для различных углов наклона образцов относительно направления магнитного поля позволяют заключить, что в проводящих двумерных каналах фаза Берри $\gamma \approx \pi$ и не зависит от направления магнитного поля. Изучением угловой зависимости резистивного верхнего критического магнитного поля H_{c2} в одном из сверхпроводящих образцов показано, что его можно рассматривать как массивный сверхпроводник, состоящий из сверхпроводящих слоев с эффективной толщиной примерно 50 нм.

DOI: 10.7868/S004445101507007X

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние несколько лет в физике конденсированного состояния появился новый класс квантовых материалов — трехмерных (3D) топологических изоляторов (ТИ), которые привлекли внимание большого числа исследователей (см., например, работы [1, 2]). В 2006 г. три теоретические группы независимо открыли, что топологическая характеристика состояний квантового спинового изолятора Холла или двумерного (2D) ТИ может быть естественным образом обобщена на 3D-ТИ (см., например, [3]). Была установлена связь между объемным состоянием со щелью изолятора и уникальным бесщелевым поверхностным проводящим состоянием. Электроны на поверхности в 3D-ТИ (дираковские фермионы), ведущие себя как безмассовые частицы, являются необычными электронами и описываются двухкомпонентными волновыми функциями, однозначно связанными со спином и импульсом, поэтому рассеяние на примесях и дефектах невозможно. Дираковские фермионы характеризуются линейной зависимостью энергии от импульса, которая изображается в виде конуса Дирака с вершиной в точке Дирака. Очень быстро это открытие было подтверждено экспериментально в 3D-ТИ $Bi_{1-x}Sb_x$ с помощью фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (angle-resolved photoemission spectroscopy, ARPES) [4].

Теория [5] предсказывает, что когда электрон в ТИ циркулирует вокруг дираковской точки в импульсном пространстве, его спин поворачивается на 2π и волновая функция электрона приобретает фазу Берри $\gamma = \pi$, если дисперсия линейна вблизи точки Дирака [6]. Однозначная корреляция между спином

*E-mail: vedeneev@sci.lebedev.ru

и импульсом лежит в основе фазы Берри, связанной с поверхностью Ферми, и наблюдение ненулевой фазы Берри указывает на исчезновение массы частиц в точке Дирака. Действительно, авторы работы [7] нашли, что в отличие от обычных материалов со спин-орбитальным взаимодействием и параболическим законом дисперсии, фаза Берри которых равна нулю, поверхностные состояния Sb в $Bi_{1-x}Sb_x$ имели фазу Берри отличную от нуля.

В 2009 г. было предсказано [8], что давно известный хороший термоэлектрический материал Bi_2Se_3 с большой энергетической щелью в объемном состоянии относится к новому классу 3D-ТИ. В последние годы это соединение исследовалось главным образом методом ARPES, который позволяет, в частности, измерить распределение спиновой ориентации на поверхности Ферми, что может быть использовано для оценки фазы Берри на поверхности [1]. Однако далеко не все материалы можно изучать в ARPES-экспериментах, так как для них требуются образцы с очень чистой и плоской поверхностью. В этом случае могут оказаться полезными эксперименты с переносом заряда [2]. Последние, успешные в случае 2D-ТИ, оказались проблематичными в 3D-материалах, поскольку проводимость, связанная с объемными носителями, всегда доминирует над вкладом поверхностной проводимости [9]. В силу этого имеется очень мало доступной информации о транспортных и магнитотранспортных свойствах 3D-ТИ.

Вопрос относительно величины фазы Берри в ТИ до сих пор остается открытым, поскольку в литературе отсутствуют однозначные данные, полученные как в ARPES-, так и в транспортных экспериментах, хотя фаза Берри должна оказывать важное влияние на поведение ТИ в магнитном поле [9]. Тем не менее несколько магнитотранспортных экспериментов было проведено с ТИ, в которых из наблюдений осцилляций Шубникова – де Гааза (ШдГ) и эффекта Холла, по-видимому, доказано существование поверхностных 2D-состояний (см., например, работы [1, 10]). В силу этого дальнейшее изучение 3D-ТИ и особенно образцов Bi_2Se_3 представляет большой интерес, поскольку их нетрудно получить в виде высококачественных монокристаллов, и этот материал может быть полезен для практических применений. Есть основание полагать, что в 3D-ТИ Bi_2Se_3, легированном медью, обнаружена поверхностная сверхпроводимость при 3.8 К [11]. Необычная сверхпроводимость в ТИ может быть обусловлена наличием бесщелевых поверхностных состояний Майорана, с которыми связаны майорановские фермионы (предсказанные, но пока не открытые экспериментально) [12].

Ранее мы сообщили [13] о наблюдении 2D-осцилляций ШдГ и холловских осцилляций в 3D-монокристаллах Bi_2Se_3, легированных медью, в полях до 9 Тл и при температурах до 2 К. Образцы имели высокую концентрацию носителей $n = (3\text{–}5)\cdot 10^{18}$ см$^{-3}$, хотя из ARPES-экспериментов [1] следовало, что в 3D-ТИ за транспорт отвечают поверхностные 2D-состояния лишь в образцах с концентрацией носителей $n \lesssim 10^{17}$ см$^{-3}$. Было предположено, что наблюденные нами осцилляции связаны с несколькими параллельными проводящими 2D-каналами в монокристалле, как это имеет место в нелегированном Bi_2Se_3 [14]. Однако эксперименты показали, что фаза Берри равна 1.44 вместо π, как следует из теории. Таким образом, вопрос относительно величины фазы Берри в ТИ остался открытым.

Следует подчеркнуть, что в реальных 3D-ТИ дисперсия не строго линейна, содержит параболическую компоненту и фаза Берри может не равняться точно π. Тем не менее теория утверждает, что из осцилляций ШдГ должно следовать $\gamma = \pi$, по крайней мере при больших номерах осцилляций N. Поэтому для получения однозначных данных о поверхностных 2D-состояниях и о величине фазы Берри в 3D-ТИ необходимы магнитотранспортные исследования при более высоких полях H и при более низких температурах T, чтобы была возможность извлекать информацию из большого числа осцилляций ШдГ и холловских осцилляций.

Настоящая работа является продолжением исследований транспортных и магнитотранспортных свойств 3D-ТИ, но уже в полях до 19.5 Тл и при температурах до 0.3 К. Как и ранее, эксперименты проводились с монокристаллами Bi_2Se_3, легированными медью. ARPES-эксперименты показали, что Bi_2Se_3 имеет идеальный конус Дирака [1, 9] и, как отмечалось выше, при легировании медью он может оказаться сверхпроводником.

Квантование Ландау, связанное с квазиклассическим циклотронным движением электронов в магнитном поле, должно выявлять разницу между обычными и дираковскими электронами. В обоих случаях плотность состояний становится периодической функцией магнитного поля, что приводит к осцилляциям ШдГ и эффекта Холла [15]. Но поскольку осцилляции, связанные с уровнями Ландау 2D-поверхности Ферми, зависят только от перпендикулярной компоненты магнитного поля, то, вращая образец в магнитном поле, можно отделить их от 3D-осцилляций, обусловленных объем-

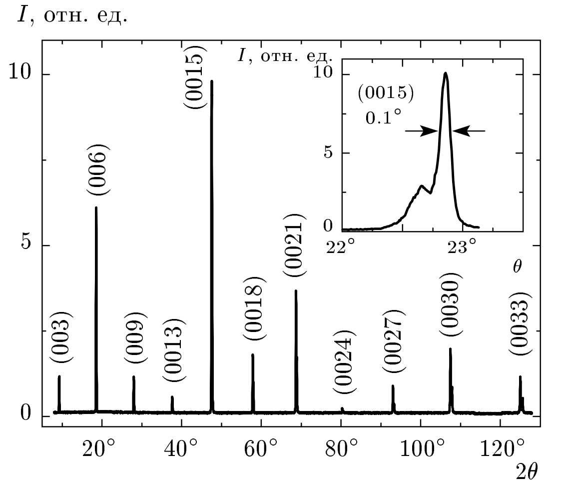

Рис. 1. Дифрактограмма одного из образцов, на которой видны только рефлексы $00L$ базовых плоскостей кристалла. На вставке показана кривая качания рефлекса (0015) с полушириной 0.1° (предел разрешения нашего дифрактометра)

ными носителями. Кроме того, фазовый множитель 2D-осцилляций прямо отражает фазу Берри системы и тем самым позволяет выяснить, связаны ли наблюдаемые осцилляции с дираковскими фермионами. В ТИ в магнитном поле проводимость осциллирует как

$$\Delta\sigma_{xx} \propto \cos\left[2\pi\left(\frac{F}{H_N} - \frac{1}{2} + \beta\right)\right],$$

где F — частота осцилляций, H_N — значение магнитного поля в экстремумах $\Delta\sigma_{xx}$, а параметр $\beta = \gamma/2\pi$. Для дираковских фермионов $\beta = 1/2$ и фаза Берри $\gamma = \pi$ (см., например, работу [16]).

2. ДЕТАЛИ ЭКСПЕРИМЕНТА

В настоящей работе исследовались три монокристалла $Bi_{2-x}Cu_xSe_3$ (BiCuSe) с разной концентрацией носителей. Метод выращивания аналогичных монокристаллов и их характеристики описаны в предыдущей работе [13]. Образцы размерами до $10 \times 5 \times 0.2$ мм^3 с зеркальной поверхностью получались расслоением больших кристаллов (см. рис. 1 в [13]) по плоскости (001). На высокое качество образцов указывает рис. 1, где в качестве примера приведена дифрактограмма одного из образцов, на которой видны только рефлексы $00L$ базовых плоскостей кристалла. На вставке показана кривая качания рефлекса (0015) с полушириной 0.1° (предел разрешения нашего дифрактометра). Измерения проводились в постоянных магнитных полях до 14 Тл при температурах до $T = 1.5$ К в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (Польша, Вроцлав), а в полях до 19.5 Тл и до $T = 0.3$ К — в ЦКП ФИАН. Были изучены зависимости продольного R_{xx} и поперечного R_{xy} (холловского) сопротивлений от магнитного поля. В каждом измерении поле изменялось от «$-$» до «$+$», чтобы вычесть вклад от R_{xy} в сопротивление R_{xx} и наоборот. Методика измерений осцилляций ШдГ и холловских осцилляций описана в работе [13].

На рис. 2 показаны температурные зависимости продольных удельных сопротивлений ρ_{xx} для трех исследованных монокристаллов BiCuSe (образцы №№ 1–3) в области температур 2–300 К. На вставках показаны полевые зависимости удельного холловского сопротивления ρ_{xy} для тех же образцов, измеренные при указанных на вставках температурах. Образцы вели себя как металл, $d\rho/dT > 0$, до температуры около 30 К с насыщением при низких температурах. Как видно, образец № 3 является сверхпроводящим с температурой начала перехода 3.5 К. Как и нелегированные образцы Bi_2Se_3 [17], выращенные при термодинамическом равновесии, наши монокристаллы были n-типа.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

3.1. Квантовые осцилляции

На рис. 3–5 представлены зависимости от магнитного поля продольного ρ_{xx} и холловского ρ_{xy} сопротивлений монокристаллов BiCuSe, измеренные при различных углах наклона θ между направлением магнитного поля и осью c образца (схематически показано на вставке к рис. 3) при температурах 1.5, 0.3 и 0.4 К. Видно, что с увеличением магнитного поля сопротивление ρ_{xx} осциллирует и расстояние между максимумами возрастает. При увеличении угла θ перпендикулярная компонента магнитного поля уменьшается, начало ШдГ-осцилляций смещается в сторону больших полей и их амплитуда уменьшается. При $\theta > 30^\circ$ осцилляции $\rho_{xx}(H)$ не наблюдались даже в полях до 19.5 Тл. На вставке на рис. 4 показано холловское сопротивление R_{xy} в области полей 15–19.5 Тл в перпендикулярном магнитном поле. На зависимости $R_{xy}(H)$ при высоких полях вместо осцилляций имеются плато, речь о которых пойдет ниже. На рис. 3*а* показаны верхние части кривых $\rho_{xx}(H)$, но тем не менее ясно, что образец № 1 также является сверхпроводящим.

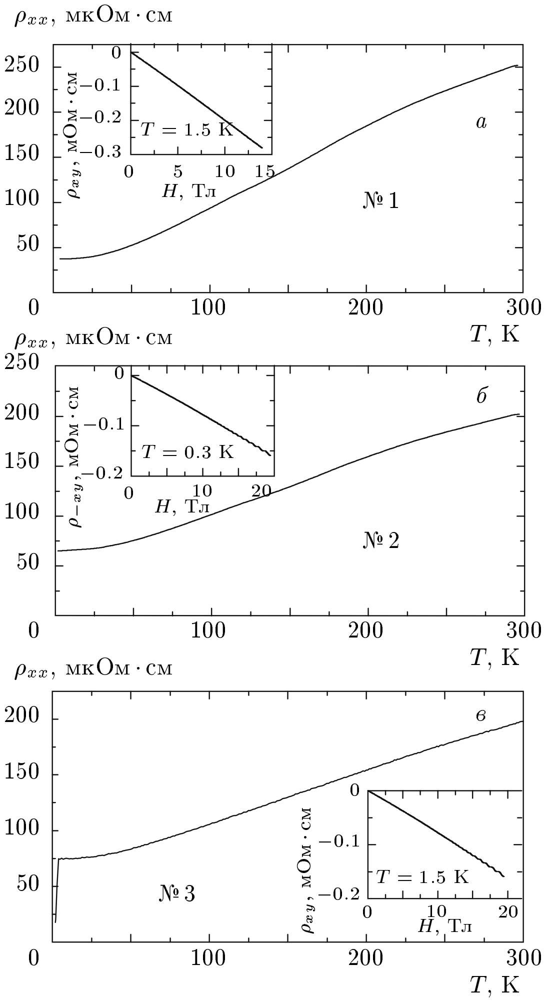

Рис. 2. Температурные зависимости продольного удельного сопротивления ρ_{xx} для трех исследованных монокристаллов BiCuSe в области температур 4.2–300 К (*а*) и 2–300 К (*б, в*). На вставках показано удельное холловское сопротивление ρ_{xy} для тех же образцов как функция магнитного поля, измеренное при указанных на вставках температурах. Объемная концентрация носителей в образцах №№ 1, 2, 3 составляла соответственно $n_{3D} = 2.8 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$ (*а*), $1.1 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$ (*б*), $1.2 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$ (*в*)

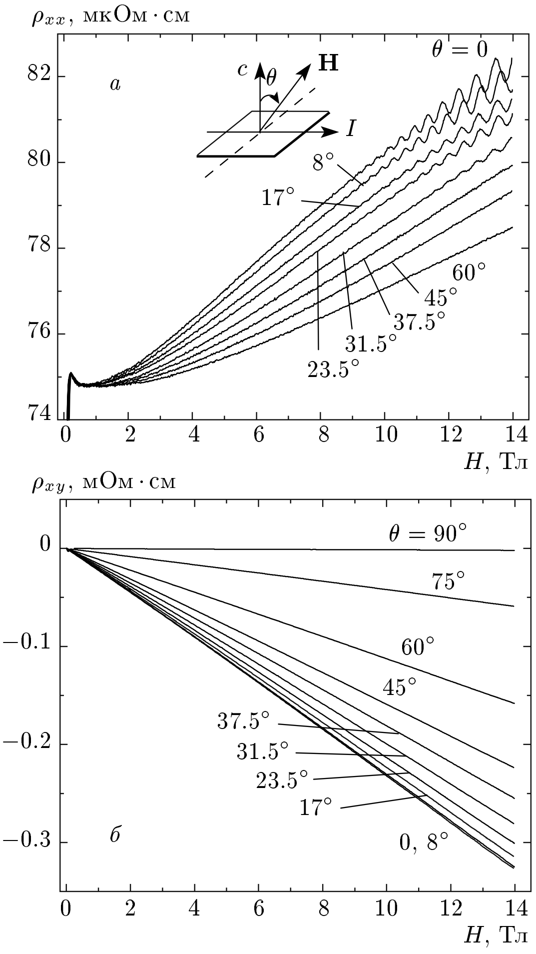

Рис. 3. Продольное ρ_{xx} (*а*) и холловское ρ_{xy} (*б*) сопротивления монокристалла BiCuSe (образец № 1) как функция магнитного поля, измеренные при различных углах наклона θ между направлением магнитного поля и осью c образца (схематически показано на вставке) при температуре 1.5 К

Известно, что в случае квантования Ландау плотность состояний является периодической функцией магнитного поля. Это приводит к осцилляциям ШдГ и холловского сопротивления, которые периодичны по обратному магнитному полю. Чтобы лучше выявить зависимость осцилляций от магнитного поля, мы использовали величины $\Delta\rho_{xx}$ и $\Delta\rho_{xy}$, полученные в результате вычитания из сопротивлений ρ_{xx} и ρ_{xy} их гладких составляющих. На рис. 6*а* приведены осцилляции $\Delta\rho_{xy}$ как функции обратной величины перпендикулярной составляющей магнитного поля $1/H_\perp = 1/H\cos\theta$, измеренные на образце № 1 при различных углах наклона θ в полях до 14 Тл. На этом рисунке осцилляции разрешены лучше, но их амплитуда по-прежнему уменьшается с увеличением угла θ, и при $\theta > 31.5°$ осцилляции исчезают. 2D-характер этих осцилляций очевиден, так как положение максимумов на кривых зависит только от перпендикулярной компоненты магнитного поля $H_\perp$ и оно не меняется с изменением угла θ.

На рис. 6*б* приведены те же осцилляции $\Delta\rho_{xy}$, что и на рис. 6*а*, но в более широкой области полей. На кривых хорошо видны осцилляции с большим периодом, на которые налагаются осцилляции с малым периодом при высоких полях (левая часть ри-

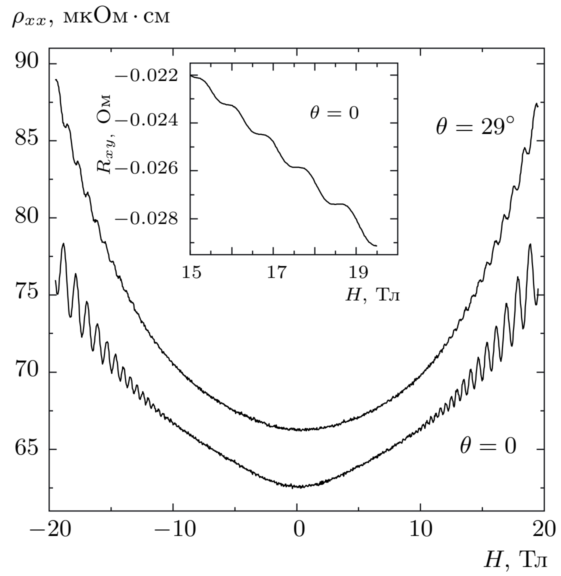

Рис. 4. Продольное ρ_{xx} и холловское R_{xy} сопротивления монокристалла BiCuSe (образец № 2) как функция магнитного поля, измеренные при различных углах наклона θ при температуре 0.3 K

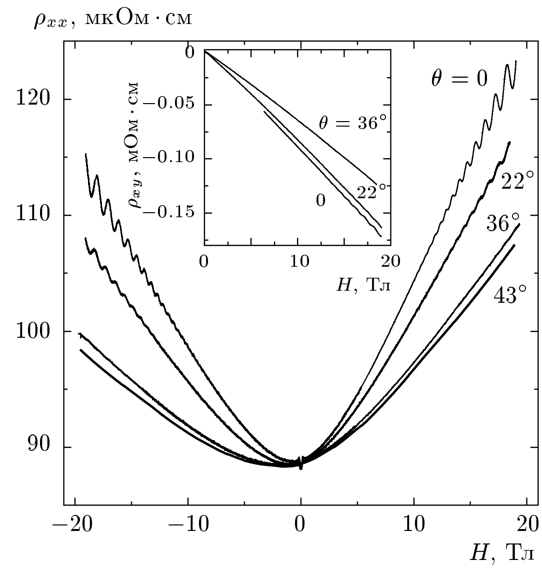

Рис. 5. Продольное ρ_{xx} и холловское ρ_{xy} сопротивления монокристалла BiCuSe (образец № 3) как функция магнитного поля, измеренные при различных углах наклона θ при температуре 0.4 K

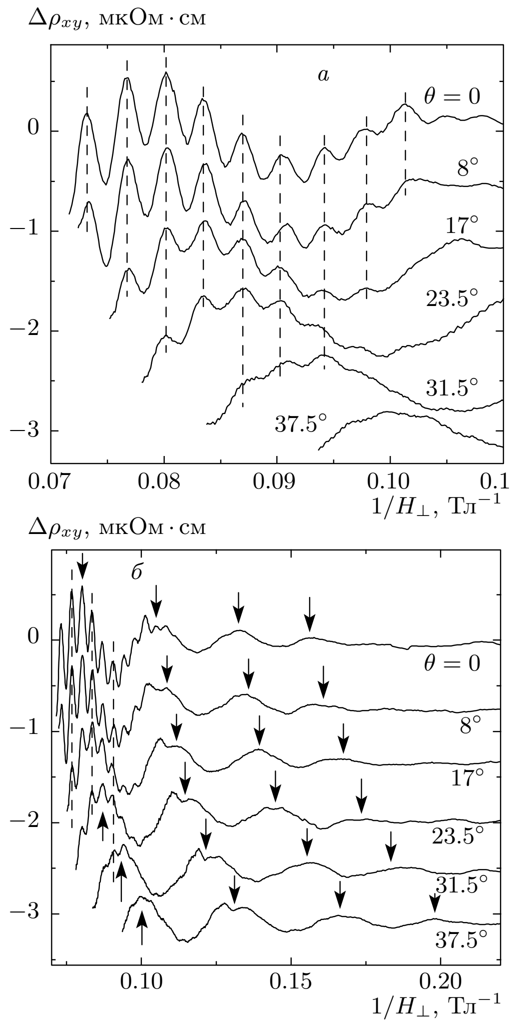

Рис. 6. *а*) Осцилляции $\Delta\rho_{xy}$ как функции обратной величины перпендикулярной составляющей магнитного поля $1/H_\perp = 1/H\cos\theta$, измеренные на образце № 1 при различных углах наклона θ в полях до 14 Тл и при температуре $T = 1.5$ K. Штриховыми линиями отмечено положение максимумов. Для ясности кривые смещены вниз относительно кривых для $\theta = 0$. *б*) Те же осцилляции $\Delta\rho_{xy}$, что и на рис. 3*а*, но в более широкой области полей (от 14 до 4.5 Тл)

сунка). Амплитуда осцилляций с большим периодом практически не уменьшается с изменением угла наклона, но их период и положение максимумов (отмечены стрелками) уже зависят от угла наклона магнитного поля в отличие от осцилляций с малым периодом. Это позволяет предположить, что осцилляции с большим периодом обусловлены квантованием Ландау 3D-поверхности Ферми. Фурье-анализ осцилляций показал наличие двух частот, F_B и F_S, соответствующих 3D- и 2D-вкладам в проводимость. Оказалось, что $F_B = 39$ Тл и $F_S = 287$ Тл при $\theta = 0$. На рис. 7 показаны результаты фурье-анализа осцилляций ШдГ $\Delta\rho_{xy}$, которые отражают зависимость частот осцилляций от угла θ. Видно, что час-

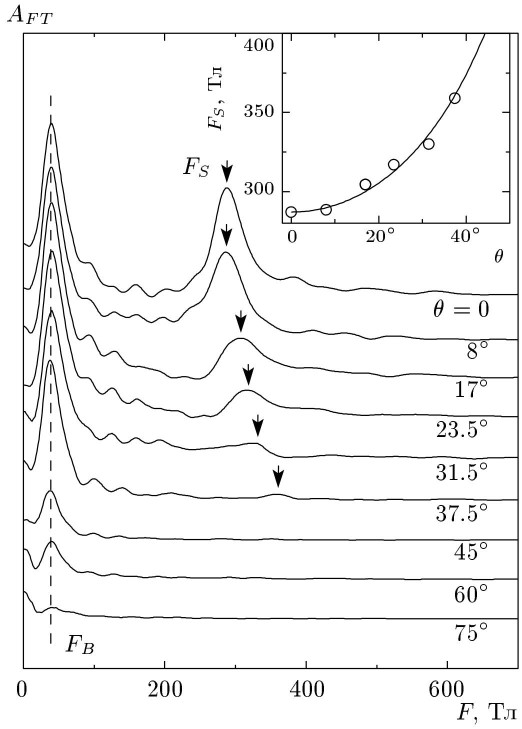

Рис. 7. Результаты фурье-анализа осцилляций ШдГ $\Delta\rho_{xy}$, которые отражают зависимость частот осцилляций от угла θ (образец №1, $T = 1.5$ К). На вставке: точки — зависимость $F_S(\theta)$; сплошная линия — $F_S/\cos\theta$

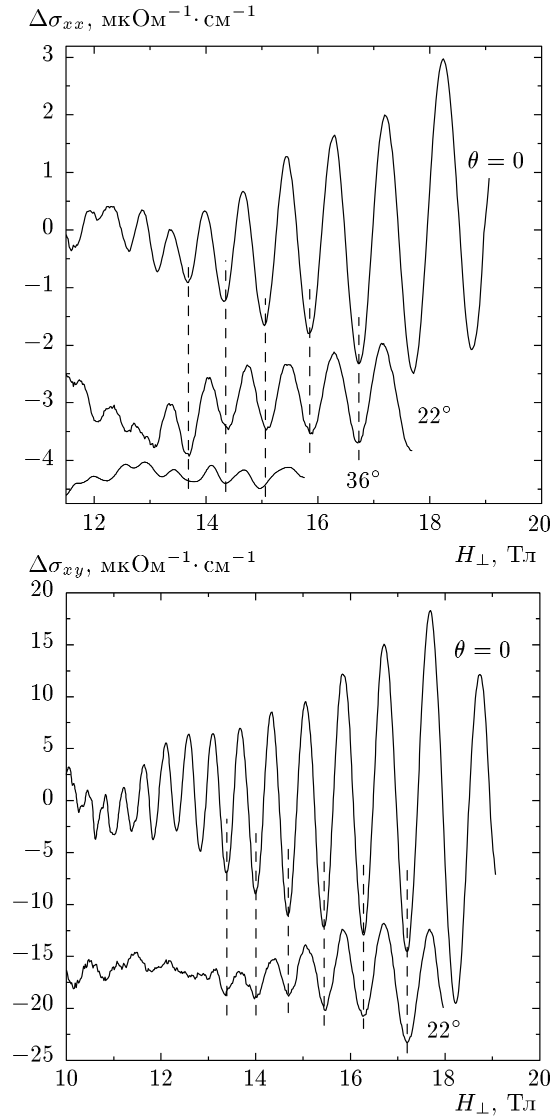

Рис. 8. Осцилляции $\Delta\sigma_{xx}$ и $\Delta\sigma_{xy}$, где $\sigma_{xx} = \rho_{xx}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$ и $\sigma_{xy} = -\rho_{xy}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$ — продольная и холловская проводимости образца №3, как функции перпендикулярной составляющей магнитного поля $H_\perp = H\cos\theta$ при различных углах наклона θ в полях до 19.5 Тл ($T = 0.4$ К). Проводимости рассчитаны по данным на рис. 5

тота F_B объемных осцилляций не меняется с углом θ, что соответствует малой анизотропии поверхности Ферми в плоскости изменения угла θ. Частота F_S поверхностных осцилляций изменяется с θ и, как показано на вставке, данные для частоты F_S при разных углах хорошо ложатся на зависимость $F_S(\theta)/\cos\theta$ (сплошная линия). Это еще раз подтверждает, что эти осцилляции зависят только от перпендикулярной компоненты магнитного поля $H_\perp$ и связаны с уровнями Ландау 2D-поверхности Ферми.

На рис. 8 показаны продольная σ_{xx} и холловская σ_{xy} проводимости монокристалла (образец №3) как функции перпендикулярной составляющей магнитного поля $H_\perp = H\cos\theta$ при различных углах наклона θ в полях до 19.5 Тл. Проводимости были рассчитаны по данным на рис. 5. Эти величины и проводимости для образцов №1 и №2 использовались в дальнейшем для определения фазы Берри. Штриховыми линиями отмечено положение минимумов. Для ясности кривые смещены вниз относительно кривых для $\theta = 0$. Как и на рис. 6, положение минимумов на кривых зависит только от перпендикулярной компоненты магнитного поля $H_\perp$ и оно не меняется с изменением угла θ, что указывает на 2D-характер осцилляций.

Из периода осцилляций ШдГ можно найти концентрацию n_{2D} носителей в 2D-слое через соотношение Лифшица–Онзагера [15], в котором частота F осцилляций прямо связана с поперечным сечением поверхности Ферми. Тогда для спин-отфильтрованных 2D-состояний концентрация выражается как $n_{2D} = 2eF/h$, где e — заряд электрона и h — постоян-

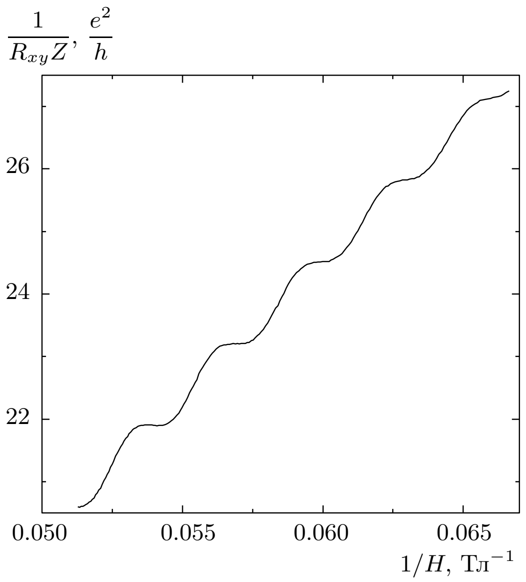

Рис. 9. Обратное холловское сопротивление $1/R_{xy}$ в области полей 15–19.5 Тл в перпендикулярном магнитном поле, деленное на число Z, как функция обратного магнитного поля $1/H$ (экспериментальные данные показаны на вставке на рис. 4). Число $Z = 43 \cdot 10^3$ равно количеству пятикратных слоев толщиной 1 нм [18] в образце № 2, толщина которого составляла 43 мкм ($T = 0.3$ K)

ная Планка. Для образца № 1 величина $F_1 = 287$ Тл, и мы получили $n_{2D} = 13.8 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$. Из фурье-анализа осцилляций, приведенных на рис. 8, была получена частота $F_3 = 300$ Тл, из которой следовало, что $n_{2D} = 14.4 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ для образца № 3. Для образца № 2 мы нашли $F_2 = 330$ Тл и $n_{2D} = 15.9 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$. Сравнивая эти величины с концентрациями n_{3D} носителей в объеме, найденными из холловских измерений, можно определить эффективную толщину 2D-слоев, $d_{2D} = n_{2D}/n_{3D}$. Из указанных выше концентраций была найдена толщина 2D-слоя в образце № 1, равная 4.9 нм, что приблизительно составляет 5 «пятикратных слоев» в структуре кристалла, каждый из которых имеет толщину 1 нм [18]. В случае образцов № 2 и № 3, у которых концентрация носителей в объеме выше, соответственно $d_{2D} = 1.4$ нм и $d_{2D} = 1.2$ нм, что приблизительно соответствует уже одному пятикратному слою.

На рис. 9 показано обратное холловское сопротивление $1/R_{xy}$ в области полей 15–19.5 Тл в перпендикулярном магнитном поле, деленное на число Z, как функция обратного магнитного поля $1/H$. Нетрудно видеть, что на зависимости $1/R_{xy}$ от $1/H$ при высоких полях вместо осцилляций имеются плато. Расстояние $\Delta(1/R_{xy})$ между плато оказалось постоянным для различных уровней Ландау и равным $1.3e^2/h$ на каждый пятикратный слой. По-видимому, как и в случае нелегированного Bi_2Se_3 [14], мы наблюдаем «объемный квантовый эффект Холла», обусловленный транспортом через множество параллельных проводящих 2D-каналов в 3D-монокристалле BiCuSe. Объемный квантовый эффект Холла, в котором квантованные величины сопротивления R_{xy} определяются обратной толщиной образца, ранее наблюдался в слоистых 3D-материалах, например, в мультиквантовых ямах GaAs/AlGaAs [19]. Действительно, как и в цитируемых работах, в нашем случае $R_{xy} = (h/e^2)/NZ$, где N — соответствующий номер уровня Ландау. Например, для $N = 22$ (см. рис. 9) соответствующее последнее плато на сопротивлении R_{xy} при $H = 18.5$ Тл должно наблюдаться при 0.027 Ом, как это и следует из вставки на рис. 4. Это означает, что в наших монокристаллах № 2 и № 3 2D-осцилляции ШдГ и квантовый эффект Холла связаны с каждым пятикратным слоем, который представляет собой проводящий 2D-канал. В некотором приближении эти образцы можно представить как слоистые высокотемпературные купраты на основе Bi. В образце № 1 параллельные проводящие каналы по какой-то причине (возможно, из-за дефектов) состоят из 5 пятикратных слоев. По всей вероятности, из-за этого в образце № 1 сказывается сильное влияние квантования Ландау 3D-поверхности Ферми, видное на рис. 6, и квантовый эффект Холла не наблюдается.

Известно, что измерение температурной зависимости осцилляций ШдГ позволяет найти с помощью формулы Лифшица–Косевича [15] основные кинетические параметры, связанные с проводимостью системы. На рис. 10 показаны сопротивления ρ_{xx} и $\Delta\rho_{xx}$ для образца № 2 в магнитном поле, перпендикулярном поверхности образца, при разных температурах. Хорошо видно, что с увеличением температуры амплитуда осцилляций значительно уменьшается. На вставке к рис. 10*б* показаны относительные амплитуды $\Delta\rho_{xx}$ 18-го максимума как функции температуры (образец № 2). Сплошная линия отвечают формуле Лифшица–Косевича [15] при $\Delta E = 12$ мэВ. Для образца № 1 была получена величина $\Delta E = 8.4$ мэВ. Найдя значения ΔE для разных максимумов $\Delta\rho_{xx}$, мы определили эффективную массу m_{eff}^{2D} носителей, исходя из выражения $\Delta E(H) = heH/2\pi m_{eff}^{2D}$ [15].

Затем, следуя общепринятой процедуре анали-

Таблица. Параметры 2D- и 3D-систем для образцов $Bi_{2-x}Cu_xSe_3$ и Bi_2Se_3

Параметр	Образец				
	№ 1	№ 2	№ 3	$Cu_{0.25}Bi_2Se_3$ [20]	Bi_2Se_3 [14]
n_{3D}^{Hall}, см$^{-3}$	$-2.8 \cdot 10^{19}$	$-1.1 \cdot 10^{20}$	$-1.2 \cdot 10^{20}$	$-4.3 \cdot 10^{19}$	$-4.7 \cdot 10^{19}$
F_S, Тл	287	330	300	325	162
n_{2D}^{SdH}, см$^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{13}$	$1.6 \cdot 10^{13}$	$1.5 \cdot 10^{13}$	–	$7.8 \cdot 10^{12}$
k_F, нм$^{-1}$	0.94	1.01	0.97	0.44	–
m_{eff}	$0.16m_0$	$0.18m_0$	–	$0.194m_0$	$0.14m_0$
T_D, К	21.8	23.6	–	23.5	25
τ_D, с	$5.6 \cdot 10^{-14}$	$5.2 \cdot 10^{-14}$	–	$5.2 \cdot 10^{-14}$	$5 \cdot 10^{-14}$
μ_{2D}^{SdH}, см^2/В·с	614	513	–	–	620
v_F, м/с	$6.8 \cdot 10^5$	$6.4 \cdot 10^5$	–	$5.8 \cdot 10^6$	–
l_F, нм	38	34	–	30	–

Примечание: m_0 — масса свободного электрона

за осцилляций ШдГ, мы определили температуру Дингла T_D из полулогарифмического графика зависимости $D = \Delta RH\,\mathrm{sh}(\alpha T/\Delta E)$ от $1/H$. Из величины T_D были найдены время релаксации $\tau_D = h/4\pi^2 T_D k_B$ (k_B — постоянная Больцмана), эффективная 2D-подвижность $\mu_{2D} = e\tau/m_{eff}^{2D}$, длина свободного пробега l_F, фермиевский волновой вектор k_F и фермиевская скорость v_F для образцов № 1 и № 2 при температурах соответственно 1.5 К и 0.3 К. Указанные параметры 2D-системы в наших образцах приведены в таблице. Величины этих параметров очень близки к полученным ранее для 2D-проводимости в нелегированном и легированном медью образцах Bi_2Se_3 [14, 20]. Из таблицы видно, что при увеличении на порядок 3D-концентрации носителей в образцах вследствие легирования медью значения v_F, τ_D и l_F остаются практически неизменными. Подобные зависимости наблюдались в работах [14, 21] для Bi_2Se_3 и Bi_2Te_2Se.

3.2. Фаза Берри

Когда в образце сосуществуют 2D- и 3D-носители, значение магнитного поля H_N в осцилляциях ШдГ играет ключевую роль при определении фазы Берри [1, 7]. Однако до сих пор в литературе нет однозначного ответа на два вопроса: 1) H_N следует выбирать по минимумам или максимумам в осцилляциях ШдГ? 2) что следует использовать при определении фазы Берри, магнитосопротвление или магнитопроводимость? Ниже будем придерживаться подхода, развитого в работах [10, 21]. Очевидно, что совпадение уровня Ферми с уровнем Ландау приводит к максимуму в плотности состояний электронов и, соответственно, к максимуму в проводимости. Если уровень Ферми лежит между уровнями Ландау, где нет электронов, имеет место минимум в плотности состояний и минимум в проводимости. В последнем случае некое число уровней Ландау ниже уровня Ферми заполнено и следующий уровень пустой. Тогда этому минимуму в σ_{xx} или σ_{xy} можно поставить в соответствие определенный индекс N, а максимуму — $N + 1/2$. Кроме того, экстремумы σ_{xy} сдвинуты по фазе на 90° относительно σ_{xx}.

Поскольку в 3D-ТИ 2D- и 3D-проводимости аддитивны, можно измеренные сопротивления преобразовать в проводимости:

$$\sigma_{xx} = \rho_{xx}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2), \quad \sigma_{xy} = -\rho_{xy}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2).$$

На рис. 11 приведено положение минимумов σ_{xx} в обратном магнитном поле $1/H$ в зависимости от N (веерная диаграмма уровней Ландау) для образца № 1. Величина σ_{xx}, показанная на верхней вставке, была рассчитана по данным на рис. 3 при $\theta = 0$. Видно, что данные хорошо ложатся на прямую линию с фиксированным наклоном, который следует также и из зависимости F/H_N от N, где $F = 287$ Тл — результат фурье-анализа осцилляций (нижняя вставка). На рис. 11 прямая линия пересекает горизонтальную ось N в точке 0.5. Как отмечалось выше, в магнитном поле проводимость ТИ осциллирует как

$$\Delta\sigma_{xx} \propto \cos\left[2\pi\left(\frac{F}{H_N} - \frac{1}{2} + \beta\right)\right].$$

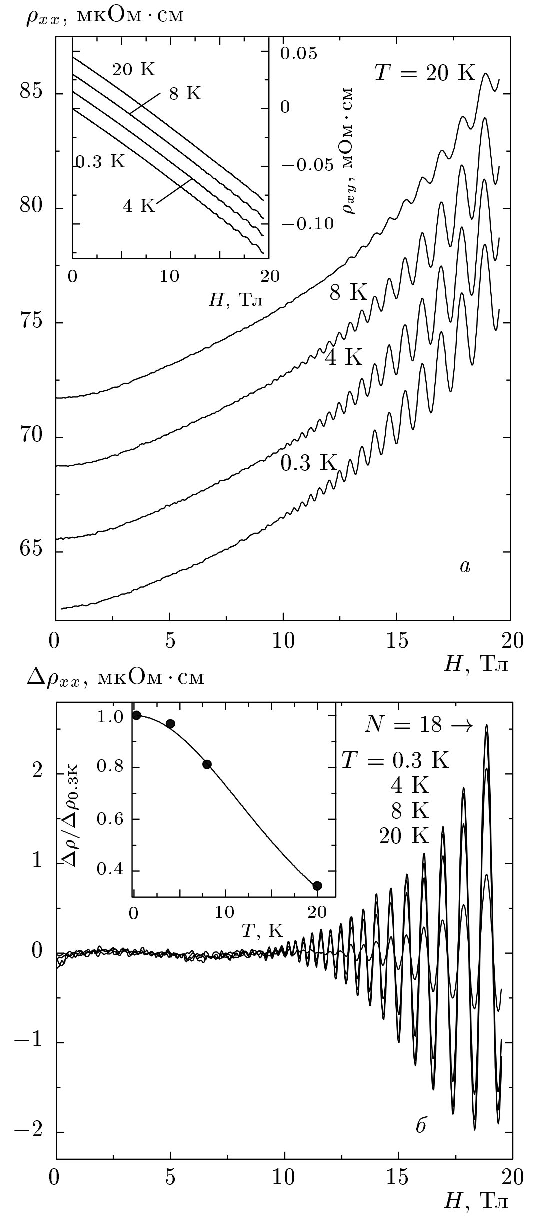

Рис. 10. Сопротивления ρ_{xx} (*а*) и $\Delta\rho_{xx}$ (*б*) для образца №2 в магнитном поле, перпендикулярном поверхности образца, при разных температурах. Для ясности на рис. 10*а* кривые смещены вверх относительно нижней кривой. На вставках: *а* — сопротивление ρ_{xy} для образца при тех же условиях (кривые смещены вверх относительно нижней); *б* — относительные амплитуды $\Delta\rho_{xx}$ 18-го максимума в зависимости от температуры (сплошная линия отвечает формуле Лифшица – Косевича [15] при значении $\Delta E = 12$ мэВ)

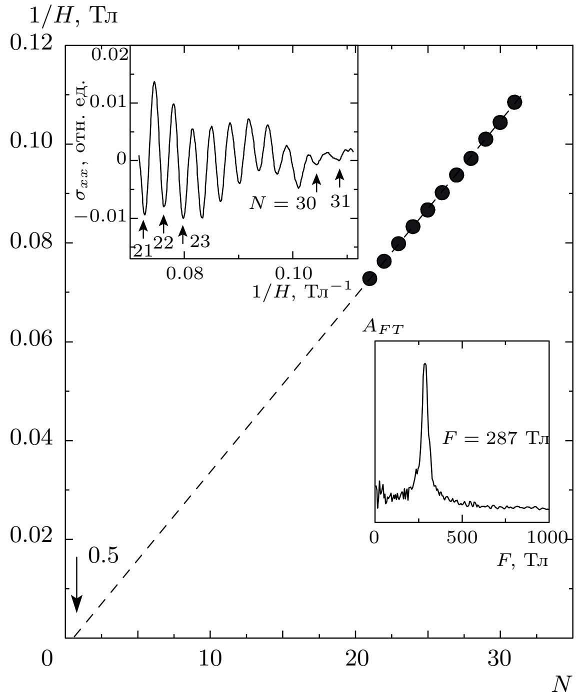

Рис. 11. Положение минимумов σ_{xx} в обратном магнитном поле $1/H$ от N (веерная диаграмма уровней Ландау) для образца №1 ($\theta = 0$, $T = 1.5$ К). Величина σ_{xx}, показанная на верхней вставке, была рассчитана по данным на рис. 3 при $\theta = 0$. Стрелками отмечены индексы N уровней Ландау. Нижняя вставка — результаты фурье-анализа осцилляций

Тогда при $1/H_N \to 0$ пересечение прямой линией оси N дает фазовый параметр $\beta = \gamma/2\pi$ и фазы Берри $\gamma = \pi$.

На рис. 12 и 13 приведены веерные диаграммы уровней Ландау для различных углов наклона θ образцов №2 и №3 относительно направления магнитного поля. Данные соответствуют минимумам $\sigma_{xx} = \rho_{xx}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$ и $\sigma_{xy} = -\rho_{xy}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$, полученным из измеренных ρ_{xx} и ρ_{xy}. Чтобы убедиться в справедливости выбора H_N согласно работам [10, 21], мы на рис. 12 приводим также данные, соответствующие максимумам $N + 1/2$ проводимости σ_{xx}. Все прямые линии (экстраполяция данных $1/H \to 0$) пересекают горизонтальные оси в точках $\beta = 0.45$ (рис. 12) и 0.7 ± 0.1 (рис. 13). Исходя из рис. 11–13, можно заключить, что в трех исследованных образцах фаза Берри $\gamma \approx \pi$ и не зависит от направления магнитного поля.

Наконец, мы попытались извлечь фазу Берри из угловой зависимости сопротивления ρ_{xx} при постоянной величине магнитного поля. В ТИ сопротив-

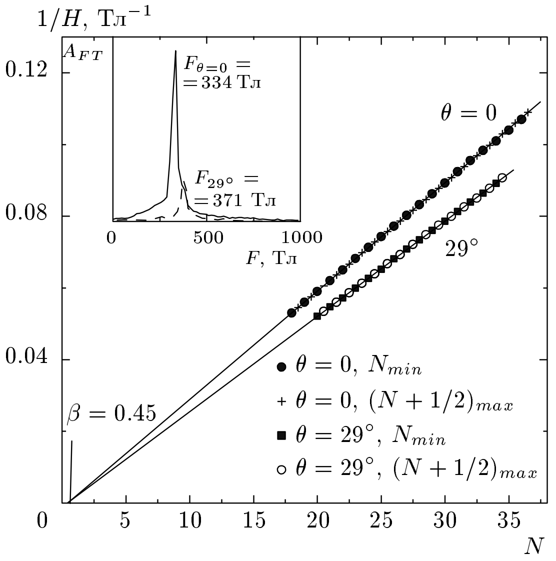

Рис. 12. Веерные диаграммы уровней Ландау для двух углов наклона θ образца № 2 относительно направления магнитного поля ($T = 0.3$ К). Данные соответствуют минимумам $\sigma_{xx} = \rho_{xx}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$, полученным из экспериментальных кривых на рис. 5. Приведены также данные, соответствующие максимумам $N + 1/2$ проводимости σ_{xx}. На вставке показаны результаты фурье-анализа

ление в магнитном поле осциллирует как $\Delta\rho_{xx} \propto \cos[2\pi(F/H_{eff} + \gamma)]$, где $H_{eff} = H\cos\theta$, F и γ — частота и фаза осцилляций. Максимумы в сопротивлении имеют место при $F/H_{eff} + \gamma = N$ (N — индекс поля или номер уровня Ландау). Следовательно, уровень Ферми пересекает N-й уровень Ландау при углах $\theta = \arccos[F/H_N(N - \gamma)]$ [22]. На рис. 14 показана угловая зависимость сопротивления $\Delta\rho_{xx}$ образца № 3 в магнитном поле 18.5 Тл при температуре 0.6 К. Хорошо видны три максимума в сопротивлении при $\theta = 17^\circ, 27^\circ, 34^\circ$. Значения эффективных магнитных полей при этих углах равнялись $H_{eff} = 17.7$, 16.5, 15.3 Тл. Фурье-анализ осцилляций $\Delta\rho_{xx}$ при этих углах показал величины частот $F = 313.7$, 336.7, 361.9 Тл, которые хорошо ложатся на зависимость $1/\cos\theta$ (точки и сплошная линия на вставке), как и должно быть в случае 2D-эффекта ШдГ. Частота $F_3 = 300$ Тл при $\theta = 0$ была получена из фурье-анализа осцилляций, приведенных на рис. 8. Исходя из выражения $F/H_{eff} + \gamma = N$, мы нашли, что первый максимум соответствует индексу $N = 18$ при $\gamma = 0.27$, второй — $N = 21$ при $\gamma = 0.57$, а третий — $N = 24$ при $\gamma = 0.41$; тогда среднее значение фазы $\gamma \approx 0.42$, и это близко к π. Таким образом, эти данные еще раз доказывают, что квантовые осцилляции ШдГ в нашем случае связаны с

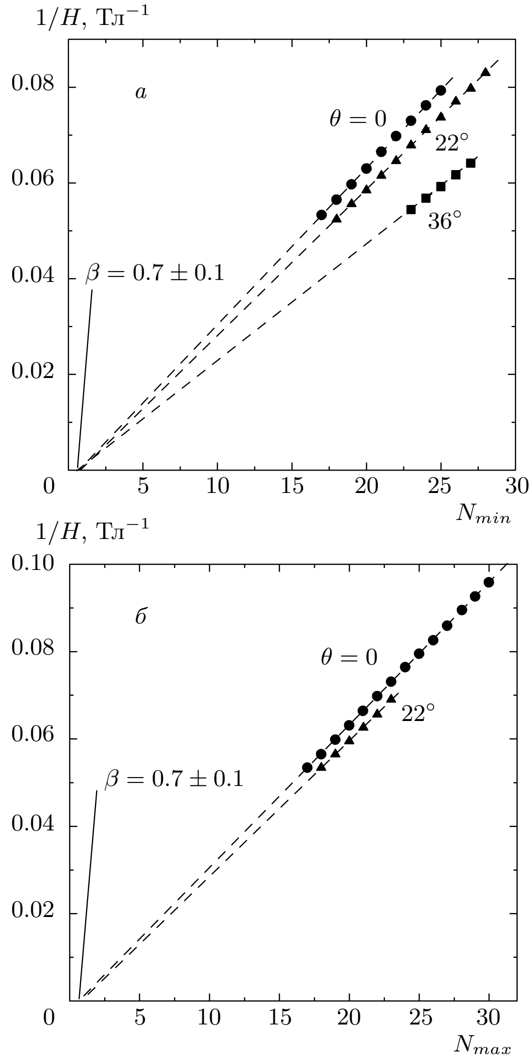

Рис. 13. Веерные диаграммы уровней Ландау для различных углов наклона θ образца № 3 относительно направления магнитного поля ($T = 0.4$ К). Данные соответствуют минимумам $\sigma_{xx} = \rho_{xx}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$ (*а*) и $\sigma_{xy} = -\rho_{xy}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$ (*б*), полученным из экспериментальных кривых

дираковскими фермионами в параллельных проводящих 2D-каналах в 3D-монокристалле BiCuSe.

3.3. Сверхпроводимость

Из приведенных выше рис. 3*а* и 2*в* видно, что образцы № 1 и № 3 оказались сверхпроводящими. Выше отмечалось, что сверхпроводимость в ТИ может оказаться необычной, поскольку она, возможно, обусловлена майорановскими фермионами. Представляло интерес измерить в этих образцах одну из основных характеристик сверхпроводника — верх-

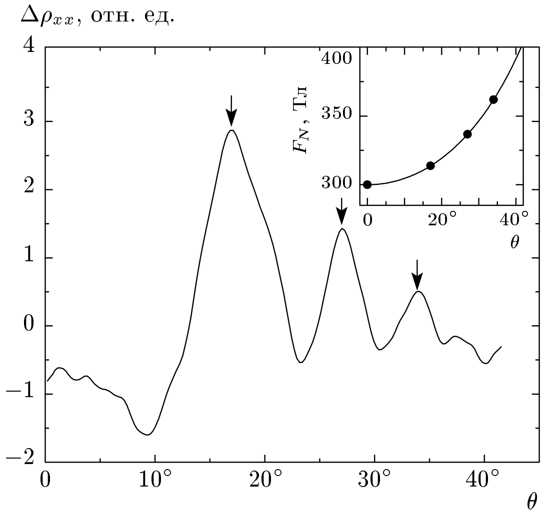

Рис. 14. Угловая зависимость сопротивления $\Delta\rho_{xx}$ образца №3 в магнитном поле 18.5 Тл при температуре 0.6 К. Стрелками отмечены максимумы в сопротивлении при $\theta = 17°$, $27°$, $34°$. Фурье-анализ осцилляций $\Delta\rho_{xx}$ при этих углах показал величины частот $F = 313.7$, 336.7, 361.9 Тл, которые хорошо ложатся на зависимость $1/\cos\theta$ (точки и сплошная линия на вставке). Частота $F_3 = 300$ Тл при $\theta = 0$ была получена из фурье-анализа осцилляций, приведенных на рис. 8

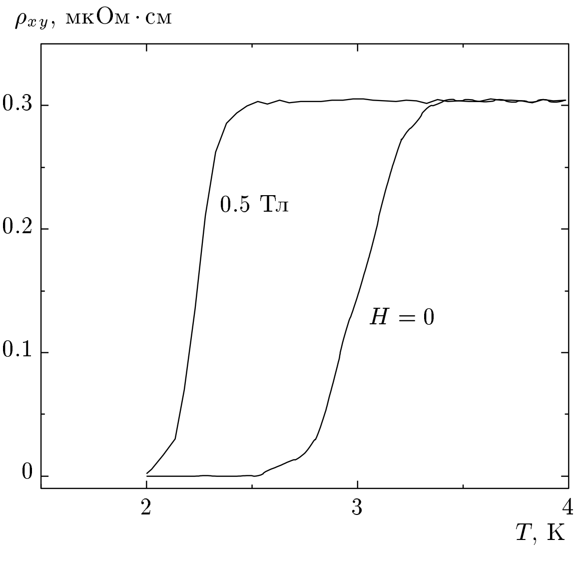

Рис. 15. Сопротивление ρ_{xy} образца №3 в магнитных полях $H = 0$, 0.5 Тл в области температур 2–4 К

нее критическое магнитное поле H_{c2} и его анизотропию. На рис. 15 показано сопротивление ρ_{xy} образца №3 в магнитных полях $H = 0$, 0.5 Тл в области температур 2–4 К. В этом образце сверхпроводящий переход в нулевом поле начинается при 3.4 К и заканчивается при 2.6 К. В магнитном поле 0.5 Тл кривая перехода смещается в сторону низких температур на 1 К, как и в обычных сверхпроводниках.

Далее мы изучили угловую зависимость H_{c2} в образце №1. С этой целью были измерены кривые сверхпроводящего перехода при различных углах наклона θ между направлением магнитного поля и осью c образца. Результаты этих измерений представлены на рис. 16*а* (геометрия эксперимента показана на вставке к рис. 3*а*). Исходя из того, что транспорт в магнитном поле в наших образцах определяется проводящими 2D-слоями, мы обработали данные рис. 16*а* с помощью модели, которая была успешно использована для описания угловой зависимости H_{c2} в слоистых высокотемпературных сверхпроводящих купратах на основе Bi [23]. Согласно этой модели, соотношение между угловой зависимостью критического поля $H(\theta)$ и верхним критическим полем $H_{c2\perp}$ имеет вид

$$H(\theta)\sin\theta + \gamma' H^2(\theta)\cos^2\theta = H_{c2\perp},$$

где $\gamma' = H_{c2\perp}/H^2_{c2\parallel} \approx ed^2/6\hbar c$. На рис. 16*б* мы показываем угловую зависимость резистивного верхнего критического магнитного поля $H_{c2}(\theta)$ (точки), полученного из рис. 16*а* для $\rho = 0.98\rho_{xx}$. Сплошная линия отвечает приведенному выше выражению с экспериментальным параметром $\gamma' \approx 2.1$ Тл$^{-1}$.

Видно, что экспериментальные данные хорошо описываются этим уравнением для обычного тонкопленочного сверхпроводника. Оценка эффективной толщины сверхпроводящих слоев в образце дала величину $d \approx \sqrt{6\hbar c\gamma'/e} = 50$ нм, хотя толщина 2D-слоя в образце №1 равна 4.9 нм. Таким образом, сверхпроводящий ТИ можно рассматривать как массивный сверхпроводник, состоящий из сверхпроводящих слоев с эффективной толщиной около 50 нм.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наши результаты показали, что 3D-монокристаллы Bi_2Se_3, легированные медью, с высокой объемной концентрацией носителей $n \approx 10^{19}$–10^{20} см$^{-3}$ являются топологическими изоляторами с множеством параллельных проводящих 2D-каналов тол-

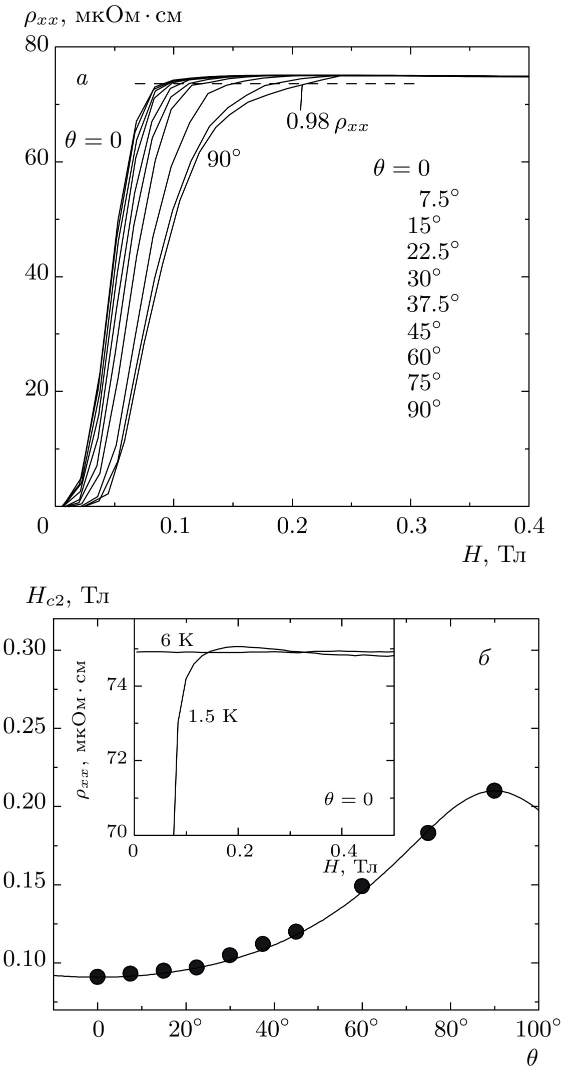

Рис. 16. a) Кривые сверхпроводящего перехода при различных углах наклона θ между направлением магнитного поля и осью c образца (образец №1, $T = 1.5$ К, геометрия эксперимента показана на вставке к рис. 3a). $б$) Угловая зависимость резистивного верхнего критического магнитного поля $H_{c2}(\theta)$ (точки), полученного из рис. 16a для $\rho = 0.98\rho_{xx}$ (отмечено стрелкой). Сплошная линия отвечает модели работы [23] с экспериментальным параметром $\gamma' \approx 2.1$ Тл$^{-1}$

щиной 1–5 нм, как это имеет место в нелегированном Bi_2Se_3 [14]. В проводящих 2D-каналах толщиной около 1 нм при высоких полях наблюдался объемный квантовый эффект Холла. Расстояние $\Delta(1/R_{xy})$ между ступеньками на полевой зависимости обратного холловского сопротивления оказалось постоянным для различных уровней Ландау и равным $1.3e^2/h$ на каждый слой толщиной около 1 нм. Веерные диаграммы 2D-уровней Ландау для различных углов наклона образцов относительно направления магнитного поля позволили заключить, что в проводящих 2D-каналах фаза Берри γ примерно равна π и не зависит от направления магнитного поля. Изучением угловой зависимости резистивного верхнего критического магнитного поля H_{c2} в одном из сверхпроводящих образцов показано, что его можно рассматривать как массивный сверхпроводник, состоящий из сверхпроводящих слоев с эффективной толщиной около 50 нм.

ЛИТЕРАТУРА

1. X.-L. Qi and Sh.-Ch. Zhang, Rev. Mod. Phys. **83**, 1057 (2011).
2. Y. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 102001 (2013).
3. L. Fu, C. L. Kane, and E. J. Mele, Phys. Rev. Lett. **98**, 106803 (2007).
4. D. Hsieh, D. Qian, L. Wray et al., Nature (London) **452**, 970 (2008).
5. J. C. Y. Teo, L. Fu, and C. L. Kane, Phys. Rev. B **78**, 045426 (2008).
6. M. V. Berry, Proc. Roy. Soc. London A **392**, 45 (1984).
7. D. Hsieh, Y. Xia, L. Wray et al., Science **323**, 919 (2009).
8. H. Zhang, C.-X. Liu, X.-L. Qi et al., Nature Phys. **5**, 438 (2009).
9. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
10. D.-X. Qu, Y. S. Hor, J. Xiong et al., Science **329**, 821 (2010).
11. Y. S. Hor, A. J. Williams, J. G. Checkelsky et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 057001 (2010); M. Kriener, K. Segawa, Z. Ren et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 127004 (2011).
12. H. C. Manoharan, Nature Nanotech. **5**, 477 (2010).

13. М. В. Голубков, Ю. И. Горина, Г. А. Калюжная и др., Письма в ЖЭТФ **98**, 533 (2013).

14. H. Cao, J. Tian, I. Miotkowski et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 216803 (2012).

15. D. Shoenberg, *Magnetic Oscillations in Metals*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1984).

16. Y. Zhang, Y.-W. Tan, L. Stormer et al., Nature (London) **438**, 201 (2005).

17. H. Kohler, Sol. St. Comm. **13**, 1585 (1973).

18. S. S. Hong, W. Kundhikanjana, J. J. Cha et al., Nano Lett. **10**, 3118 (2010).

19. H. Stormer, J. P. Eisenstein, A. C. Gossard et al., Phys. Rev. Lett. **56**, 85 (1986).

20. B. J. Lawson, Y. S. Hor, and L. Li, Phys. Rev. Lett. **109**, 226406 (2012).

21. J. Xiong, Y. Luo, Y. Khoo et al., Phys. Rev. B **86**, 045314 (2012).

22. A. A. Taskin, K. Segawa, and Y. Ando, Phys. Rev. B **82**, 121302 (2010).

23. S. I. Vedeneev and Yu. N. Ovchinnikov, Письма в ЖЭТФ **75**, 228 (2002).