

## Проявления поверхностных состояний в продольном магнитосопротивлении массива $\text{Bi}$ -нанопроволок

Ю. И. Латышев<sup>+</sup>, А. В. Фролов<sup>+\*</sup>, В. А. Волков<sup>+\*1)</sup>, Т. Вэйд<sup>#2)</sup>, В. А. Прудкогляд<sup>×</sup>, А. П. Орлов<sup>+</sup>,  
В. М. Пудалов<sup>×</sup>, М. Конциковский<sup>#2)</sup>

<sup>+</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700 Долгопрудный, Россия

<sup>#</sup> Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, Cedex France

<sup>×</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 7 декабря 2017 г.

В магнитных полях до 14 Тл и при температурах от 0.3 К исследовано продольное магнитосопротивление массива параллельно ориентированных висмутовых нанопроволок диаметром 100 нм каждая, выращенных электрохимическим осаждением в нанопорах мембраны  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Сопротивление растет с увеличением поля и достигает широкого максимума в полях порядка 10 Тл. Аномальный рост сопротивления в слабых полях качественно согласуется с подавлением антилокализационной поправки к сопротивлению, а достижение максимума – с классическим размерным эффектом. В районе максимума при температурах ниже 0.8 К обнаружены проявления воспроизводимых магнито-осцилляций сопротивления, периодических по полю. Осцилляции имеют период, близкий к величине, соответствующей прохождению кванта потока  $hc/e$  через сечение нанопроволоки. Периодичность осцилляций подтверждается также данными фурье-анализа. Этот результат похож на проявление эффекта Аронова–Бома, обусловленного проводящими поверхностными состояниями дираковских фермионов, заселяющих  $L$ -долины висмута.

DOI: 10.7868/S0370274X18030104

**Введение.** Висмут является довольно совершенным полуметаллом, энергетический спектр которого содержит, в частности, несколько долин с носителями, характеризующимися большими значениями длин волн де Бройля (сравнительно низкие концентрации очень легких носителей). Это благоприятствует наблюдению квантовых эффектов. Так, в висмуте еще в 1930 г. были впервые измерены эффекты Шубникова–де Гааза и де Гааза–ван Альфена. Именно в нем Хайкиным были обнаружены [1] магнитные поверхностные уровни, обусловленные скачущими вдоль поверхности электронами. Эти уровни и скачущие в одном направлении (“киральные”) электронные орбиты, как выяснилось через много лет, имеют принципиальное значение для формирования квантового эффекта Холла. Наконец, с обнаружения размерного квантования в пленках висмута [2, 3] фактически началось развитие физики двумерных электронных систем.

Объемные свойства висмута хорошо изучены [4]. Однако электронное строение его поверхности ока-

залось весьма сложным. Довольно давно выяснилось, что в низкоразмерных образцах висмута значительную роль играют электронные поверхностные состояния [5]. Выполнено значительное число работ, посвященных исследованиям магнитотранспортных свойств висмутовых нанопроволок, а также выявлению роли проводящих (“металлических”) поверхностных состояний. Полученные результаты, однако, зависели от качества исследованных образцов, что, видимо, связано с технологией их изготовления.

Образцы изготавливались самыми разными способами. Так, один из ранних экспериментов по магнитотранспорту вдоль нанопроволок  $\text{Bi}$  был проведен на образцах сравнительно большого диаметра, полученных введением жидкого расплава  $\text{Bi}$  в поры мембраны  $\text{Al}_2\text{O}_3$  под давлением [6, 7]. Был обнаружен классический размерный эффект, проявившийся в появлении с ростом магнитного поля максимума сопротивления, а также участок отрицательного магнитосопротивления (ОМС). Были исследованы также единичные нанопроволоки меньшего диаметра, изготовленные быстрым растяжением капсулированного в стекле висмута при высоких температурах [8, 9]. Наблюдалось два типа периодических по полю

<sup>1)</sup> e-mail: volkov.v.a@gmail.com

<sup>2)</sup> T. Wade, M. Konczykowski

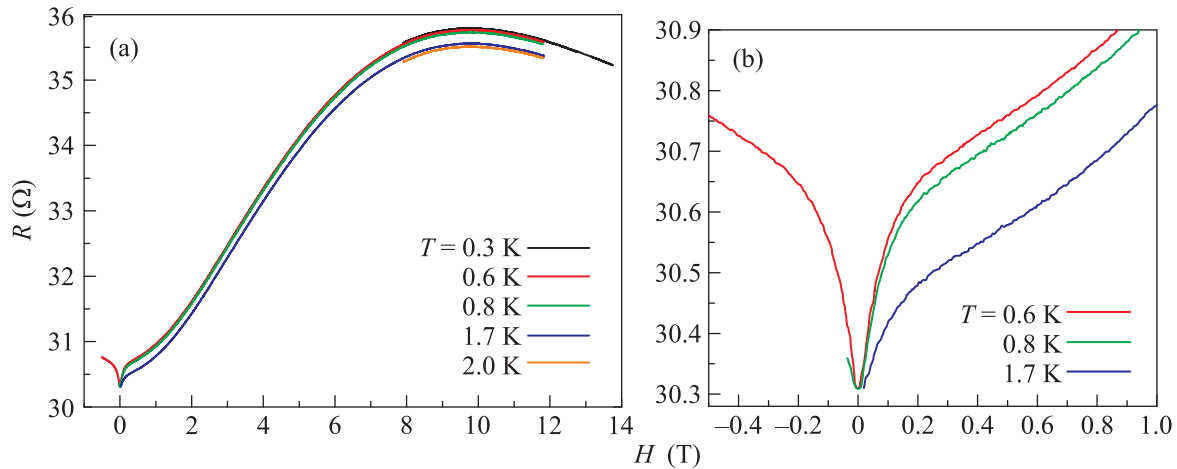


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Зависимость электросопротивления массива висмутовых нанопроволок образца # 2 от продольного магнитного поля. (б) – Детали той же зависимости в слабых полях. Измерительный ток – 1 мкА, интервал температур – 0.3–2.0 К. Часть зависимостей измерена только вблизи максимума магнитосопротивления (для 0.3 и 2 К)

осцилляций, с периодами  $hc/2e$  и  $hc/e$ , причем второй период проявлялся очень слабо, лишь при фурье-анализе производной сигнала. Эти осцилляции связывались с магнитными поверхностными уровнями, обусловленными скачущими по поверхности орбитами электронов [10, 11]. Обзор более поздних работ по этой тематике представлен в работе [5]. Происхождение этих осцилляций и их связь с поверхностными состояниями далеко не всегда понятны. В литературе отсутствует консенсус по этому поводу [5]. Например, в работах [12, 13] осцилляции связываются с эффектами Шубникова–де Гааза и Ааронова–Бома (см. также [9, 14]), а в недавней работе [15] магнито-осцилляции сопротивления единичных проволок диаметром 18–250 нм приписаны эффекту мезоскопических флуктуаций контактанса.

Таким образом, природа и свойства проводящих поверхностных состояний в висмуте остаются загадкой. С другой стороны, теория [16] давно предсказывает существование поверхностных состояний в полубесконечных кристаллах типа висмута, носители заряда в котором (в L-долинах) обладают анизотропным дираковским законом дисперсии. Такие состояния имеют конический (или частично конический) спектр и существуют при любом допустимом граничном условии для уравнения Дирака. В работе [17] результаты [16] обобщены на случай цилиндрической дираковской проволоки, и построена теория осцилляций Ааронова–Бома в проводимости такой проволоки, обусловленных упомянутыми поверхностными состояниями.

Настоящая работа направлена на поиск и исследование вклада поверхностных состояний в магнито-

сопротивление массива висмутовых проволок. Ранее в подобных образцах магнито-осцилляции сопротивления, периодичные по полю и воспроизводимые в больших магнитных полях, не наблюдались.

**Эксперимент.** Измерения магнитосопротивления выполнялись на постоянном и переменном токах порядка 1 мкА, при этом период наблюдаемых осцилляций не зависел от измерительной частоты. Нелинейность вольт-амперных характеристик не превышала долей процента в диапазоне рабочих токов до 30 мкА, что подтверждает хорошее качество омических контактов в образцах. При измерениях на малом постоянном токе наблюдался паразитный низкочастотный шум, амплитуда которого увеличивалась с ростом магнитного поля. Поэтому в больших магнитных полях наиболее информативные измерения магнито-осцилляций были проведены на частотах выше 270 Гц с использованием малощумящего синхронного усилителя (Lock-In).

Измерялось двухконтактное сопротивление массивов нанопроволок с диаметром 100 нм и плотностью  $\cong 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ , полученных электрохимическим осаждением в нанопорах мембраны  $\text{Al}_2\text{O}_3$  толщиной 60 мкм. Измерения проводились в криомагнитной системе “Cryogenics” в магнитных полях до 14 Тл, направленных вдоль проволок. Были исследованы два массива нанопроволок с количеством несколько тысяч (образец # 2) и несколько сотен (образец # 5); в обоих образцах нанопроволоки были включены параллельно.

На рис. 1 показана зависимость сопротивления от продольного магнитного поля  $H$  до 14 Тл образца # 2 при температурах 0.3–2 К. В слабых полях, от 0 до

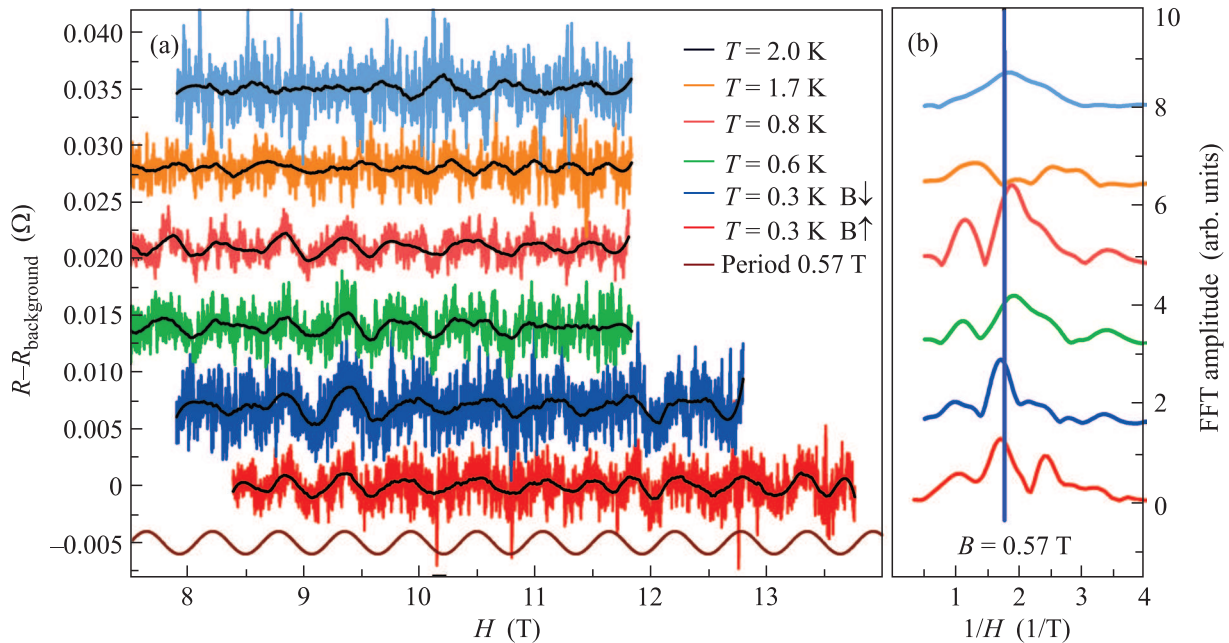


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость осциллирующей части сопротивления массива нанопроволок от магнитного поля. Зашумленные кривые разного цвета выделены вычитанием фона из графиков  $R(H)$ , снятых при разных температурах (0.3–2 К) и направлениях развертки поля. Кривые черного цвета получены усреднением соответствующих зашумленных сигналов. Эти кривые осциллируют при низких температурах с периодом, близким к 0.57 Тл. (b) – Фурье-спектр осциллирующих сигналов на рис. 2а с оконной функцией Ханна. Цвет соответствует аналогичному цвету на рис. 2а. Максимум с наибольшей амплитудой, выделенный синей вертикальной линией, соответствует  $B = 0.57$  Тл, что близко к кванту потока через сечение нанопроволоки. При повышении температуры до 1.7–2 К этот максимум сильно размывается и практически исчезает. Остальные максимумы при разных измерениях не воспроизводятся (и, предположительно, обусловлены шумами)

0.05–0.1 Тл, наблюдается участок быстрого линейного роста сопротивления, начиная практически с нулевых полей, который затем с ростом поля переходит в другой линейный участок ( $H = 0.3$ –1 Тл) с наклоном, примерно в 10 раз меньшим, чем на начальном участке.

Данная аномалия в слабых полях подавляется с ростом температуры и практически исчезает при 6 К, где наблюдается обычная параболическая зависимость  $R(H)$  в слабых полях.

При дальнейшем росте поля наблюдается максимум в районе 10 Тл и затем область отрицательного магнитосопротивления до 14 Тл (см. рис. 1). При более детальном рассмотрении на зависимости  $R(H)$  при низких температурах были обнаружены осцилляции сопротивления (рис. 2). Амплитуда осцилляций сравнима с уровнем шума, поэтому они становятся различимы только при вычете монотонного фона от 7 до 14 Тл. Период осцилляций близок к 0.57 Тл – величине, соответствующей прохождению через сечение проволоки кванта магнитного потока  $hc/e$ .

Амплитуда осцилляций при низких температурах составляет около 0.003 % от общего сопротивления и быстро падает с температурой. Так, при увеличении температуры от 0.6 до 0.8 К амплитуда осцилляций падает примерно вдвое, и осцилляции становятся плохо различимыми. Осцилляции воспроизводятся с ростом поля и при последующем его убывании, а также при разных температурах в интервале 0.3–0.8 К.

**Анализ и обсуждение результатов.** Наблюдение максимума на зависимости магнитосопротивления от магнитного поля указывает на проявление классического размерного эффекта на наших образцах [7, 18]. В слабых полях, когда циклотронный радиус  $r_c$  превышает радиус нанопроволоки  $D$  ( $r_c > D/2$ ), носители рассеиваются на границе проволоки, и это дает дополнительный вклад в магнитосопротивление. С увеличением поля, когда циклотронный радиус становится меньше радиуса проволоки, рассеяние на стенках оказывается неэффективным, и магнитосопротивление становится отрицательным. Оценка поля, при котором  $r_c = D/2$ , дает величину,

близкую к 4 Тл, что сравнимо с положением точки перегиба на зависимости  $R(H)$ , сигнализирующей о начале насыщения сопротивления перед достижением максимума. Кроме того, наши данные согласуются с работой [18], в которой на  $\text{Bi}$  нанопроволоках с диаметром 270 нм, аналогичный максимум наблюдался при 3.5 Тл. В пересчете на диаметр  $D = 100$  нм максимум должен соответствовать 9.5 Тл, что очень близко к измеренной нами величине (см. рис. 1).

Участок резкого увеличения магнитосопротивления в слабых магнитных полях наблюдался нами при низких температурах масштаба 1 К. Избыточное линейное магнитосопротивление при малых полях экспоненциально спадает с температурой  $\Delta R \propto \exp(-T/T_0)$ , с характерной температурой  $T_0$  порядка 2 К. Эффект подобного резкого увеличения магнитосопротивления в слабых поперечных магнитных полях наблюдался ранее в единичных нанопроволоках [19] и тонких пленках  $\text{Bi}$  [20], но на массивах нанопроволок ранее не проявлялся. Эффект связывался в [19, 20] с антилокализационной квантовой поправкой к проводимости в режиме сильного спин-орбитального взаимодействия. По всей видимости, этот механизм проявляется и в продольных полях. Из сравнения  $R(0)$  с квантом сопротивления, а также из сопоставления с результатами [19] следует, что работает порядка тысячи проволок, каждая из которых, предположительно, ведет себя как единичная. Такая особенность наших образцов говорит, видимо, об их качестве. Тем не менее, для окончательного вывода нужны дополнительные измерения зависимости величины эффекта от угла наклона поля к оси нанопроволоки.

Наиболее интересным результатом, полученным в работе, является наблюдение периодических по полю магнито-осцилляций продольного сопротивления. Они воспроизводимо наблюдались на двух массивах нанопроволок одного диаметра ( $\cong 100$  нм). Более детально был измерен массив # 2. На рис. 2а показана осциллирующая часть магнитосопротивления, полученная в результате усреднения и вычитания фонового монотонного сопротивления.

Видно, что положения осцилляций довольно хорошо воспроизводятся при возрастании и уменьшении поля, несмотря на шумы на кривой. Фурье-спектр этих осцилляций (см. рис. 2б) имеет выраженный максимум, соответствующий периоду по магнитному полю в районе 0.57 Тл. Такая периодичность по полю характерна для эффекта Ааронова–Бома на поверхностных состояниях и наблюдалась, например, в продольном магнитосопротивлении нанопроволок топологического изолятора  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  [20].

Из сравнения с теорией [16, 17] следует, что поверхностные состояния похожи на предсказываемые теорией поверхностные состояния дираковских фермионов, заселяющих L-долины висмута. Этот вывод имеет предварительный характер, так как значительная зашумленность экспериментальных данных не позволяет сделать более детальное сравнение с теорией.

**Выводы.** Таким образом, в настоящей работе получены первые, воспроизводимые в больших магнитных полях результаты наблюдения магнитоосцилляций продольного сопротивления на массивах  $\text{Bi}$ -нанопроволок с периодом по полю, соответствующим прохождению кванта потока через сечение нанопроволоки. Амплитуда осцилляций сравнима с уровнем шума, поэтому они различимы только при вычете монотонного фона и последующем усреднении. Обнаруженные осцилляции похожи на проявление эффекта Аронова–Бома, обусловленного поверхностными состояниями. Результат не противоречит, по меньшей мере, предсказаниям теории поверхностных состояний для дираковских фермионов, заселяющих L-долины на краю зоны Бриллюэна висмута. Для более определенного вывода требуются дальнейшие исследования.

Работа А.В.Ф., В.А.В. и А.П.О. (процессинг и характеристика образцов, транспортные измерения в магнитных полях до 8 Тл, анализ и обработка экспериментальных данных, теоретическая интерпретация, написание статьи) была поддержана Российским научным фондом, грант # 16-12-10411. Низкотемпературные измерения в сильных магнитных полях были проведены с использованием оборудования Центра коллективного пользования ФИАН при поддержке В.А.П. и В.М.П. (грант РФФИ # 16-29-03330).

1. М. С. Хайкин, УФН **96**, 409 (1968).
2. В. Б. Сандомирский, ЖЭТФ **52**, 158 (1967).
3. Ю. Ф. Огрин, В. Н. Луцкий, М. И. Елинсон, Письма в ЖЭТФ **3**, 114 (1966).
4. V. S. Edel'man, Advances in Physics **25**, 555 (1976).
5. Ph. Hofmann, Progress in Surface Science **81**, 5 (2006).
6. D. A. Glocker and M. J. Skove, Phys. Rev. B **15**, 608 (1977).
7. J. Heremans, C. M. Thrush, Y.-M. Lin, S. Cronin, Z. Zhang, M. S. Dresselhaus, and J. F. Mansfield, Phys. Rev. B **61**, 2921 (2000).
8. Н. Б. Брандт, Д. В. Гицу, А. А. Николаева, Я. Г. Пономарёв, Письма в ЖЭТФ **24**, 304 (1976).
9. A. Nikolaeva, D. Gitsu, L. Konopko, M. J. Graf, and T. E. Huber, Phys. Rev. B **77**, 075332 (2008).

10. Э. Н. Богачек, Г. А. Гогодзе, И. О. Кулик, ФНТ **4**, 1156 (1978).
11. Н. Б. Брандт, Э. Н. Богачек, Д. В. Гицу, Г. А. Гогодзе, И. О. Кулик, А. А. Николаева, Я. Г. Пономарёв, ФНТ **8**, 718 (1982).
12. F. Y. Yang, K. Liu, K. Hong, D. H. Reich, P. C. Searson, and C. L. Chien, *Science* **284**, 1335 (1999).
13. T. E. Huber, A. Nikolaeva, D. Gitsu, L. Konopko, C. A. Foss, Jr., and M. J. Graf, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 1326 (2004).
14. T. E. Huber, A. Adeyeye, A. Nikolaeva, L. Konopko, R. C. Johnson, and M. J. Graf, *Phys. Rev. B* **83**, 235414 (2011).
15. J. Kim, S. Lee, Y. M. Brovman, M. G. Kim, P. Kim, and W. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **104**(4), 043105 (2014).
16. В. А. Волков, Т. Н. Пинскер, ФТТ **23**, 1756 (1981).
17. В. В. Еналдиев, В. А. Волков, *Письма в ЖЭТФ* **104**, 801 (2016).
18. T. E. Huber, K. Selestine, and M. J. Graf, *Phys. Rev. B* **67**, 245317 (2003).
19. N. Marcano, S. Sangiao, M. Plaza, L. Pérez, A. Fernández Pacheco, R. Córdoba, M. C. Sánchez, L. Morellón, M. R. Ibarra, and J. M. De Teresa, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 082110 (2010).
20. K. Zhu, L. Wu, X. Gong, S. Xiao, and X. Jin, *Phys. Rev. B* **94**(12), 121401(R) (2016).
21. H. Peng, K. Lai, D. Kong, S. Meister, Y. Chen, X.-L. Qi, S.-C. Zhang, Z.-X. Shen, and Y. Cui, *Nat. Mat.* **9**, 225 (2010).