

Магнитосопротивление в режиме движущейся волны зарядовой плотности в квазидвумерном проводнике TbTe₃

А. В. Фролов^a, А. П. Орлов^{a,b}, П. Д. Григорьев^{c,d,e}, В. Н. Зверев^{f,g}, А. А. Синченко^{a,h,i 1)}, Р. Монсо^{j 2)}

^aИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

^bИнститут нанотехнологий микроэлектроники РАН, 115487 Москва, Россия

^cИнститут теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 142432 Черноголовка, Россия

^dФизический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

^eНациональный университет науки и технологии (МИСиС), 119049 Москва, Россия

^fИнститут физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

^gМосковский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

^hМосковский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

ⁱНациональный исследовательский ядерный университет (МИФИ), 115409 Москва, Россия

^jUniversité Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, Institut NEEL, 38042 Grenoble, France

Поступила в редакцию 15 марта 2018 г.

Проведены измерения магнитосопротивления в квазидвумерном проводнике TbTe₃ с волной зарядовой плотности (ВЗП) в широком интервале температур и в магнитных полях до 17 Тл. При температуре, значительно ниже температуры пайерлсовского перехода, и в больших магнитных полях магнитосопротивление демонстрирует линейную зависимость от магнитного поля, обусловленную рассеянием нормальных носителей на “горячих” точках поверхности Ферми. В режиме движущейся ВЗП в слабых магнитных полях наблюдается качественное изменение магнитосопротивления, связанное с сильным рассеянием носителей на скользящей ВЗП.

DOI: 10.7868/S0370274X18080088

Взаимодействие между парами квазичастиц часто приводит к нарушению симметрии основного состояния в твердых телах и к образованию сверхпроводимости или состояний с волнами зарядовой (ВЗП) или спиновой плотности [1, 2]. Основное состояние с ВЗП характеризуется пространственной модуляцией электронной плотности $\cos(Qx + \varphi)$, периодическим искажением решетки с тем же волновым вектором $Q_{\text{CDW}} = 2k_{\text{F}}$ и открытием энергетической щели, Δ , в электронном спектре. В квази-одномерных (Q1D) соединениях пайерлсовская неустойчивость, как правило, возникает в результате нестинга поверхности Ферми (ПФ) с волновым вектором $Q = 2k_{\text{F}}$.

Соединения с ВЗП, как квази-одномерные, так и в последнее время квазидвумерные (Q2D), активно исследовались, и многие свойства данного состояния можно считать достаточно хорошо изученными

[2]. Значительно меньшее внимание уделялось изучению механизмов воздействия ВЗП на свойства электронов проводимости, остающихся на уровне Ферми. Данная проблема является актуальной для систем с неполной диэлектризацией электронного спектра в пайерлсовском состоянии, каковыми являются все Q2D соединения, в которых ВЗП, как правило, сосуществует/конкурирует с другими типами электронного упорядочения: со сверхпроводимостью в купратных высокотемпературных сверхпроводниках [3] и в дихалькогенидах переходных металлов [4], с магнитным упорядочением в трителлуридах редкоземельных элементов, RTe₃ (R – редкоземельный элемент) [5].

В недавней работе [6] было обнаружено, что зависимость магнитосопротивления Q2D соединений с ВЗП TbTe₃ и HoTe₃ от магнитного поля демонстрирует зависящий от температуры кроссовер между обычным квадратичным законом при высоких температурах и в слабых магнитных полях и необыч-

¹⁾e-mail: aasinch@mail.ru

²⁾P. Monceau

ной линейной зависимостью при низких температурах и в больших магнитных полях. Для объяснения была предложена теоретическая модель, основанная на предположении о существовании сильного рассеяния квазичастиц на флуктуациях ВЗП в окрестности “горячих точек” поверхности Ферми, где перестройка ПФ является наиболее сильной. Представляло интерес проведение аналогичных измерений в условиях, когда состояние с ВЗП каким-либо образом будет изменено. При низкой температуре, где проявляется эффект линейного магнитосопротивления (ЛМС), изменение состояния ВЗП может быть достигнуто только введением ВЗП в состояние скольжения. В настоящей работе исследования такого типа были проведены в соединении $TbTe_3$. Данное соединение демонстрирует переход в состояние с несоизмеримой ВЗП при температуре $T = 330$ К с волновым вектором $Q_{CDW1} = (0, 0, \sim 2/7c^*)$ [7]. Существенным обстоятельством является то, что соединения семейства RTe_3 являются в настоящее время единственными Q2D соединениями, в которых удается надежно наблюдать коллективное движение ВЗП [8, 9].

Монокристаллы $TbTe_3$ выращивались в атмосфере чистого аргона по методике, описанной ранее [8]. Тонкие монокристаллические образцы прямоугольной формы и с толщиной менее 1 мкм были получены путем микромеханического утончения относительно толстых кристаллов, предварительно подклеенных на сапфировой подложке. Качество кристаллов и пространственное расположение кристаллографических осей контролировалось рентгеновской дифракцией.

Согласно данным работы [9], эффект скольжения ВЗП, проявляющийся на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) в виде резкого возрастания тока при достижении порогового электрического поля, E_t , в $TbTe_3$ удалось наблюдать лишь в диапазоне температур 320–180 К. Значение E_t возрастало линейно с понижением температуры при одновременном линейном уменьшении электросопротивления. Поэтому при температурах ниже 180 К наблюдение скольжения оказалось затруднительным в силу необходимости пропускания большого тока и значительного возрастания джоулевого нагрева. Для решения данной проблемы в настоящей работе методом травления фокусированным ионным пучком из отобранных и утонченных кристаллов были приготовлены мостиковые структуры длиной 70–150 мкм и шириной 5–10 мкм, что позволило существенно повысить сопротивление и уменьшить ток, необходимый для достижения E_t . Изображение типичной структуры такого типа показано на рис. 1. Мостики ориентировались

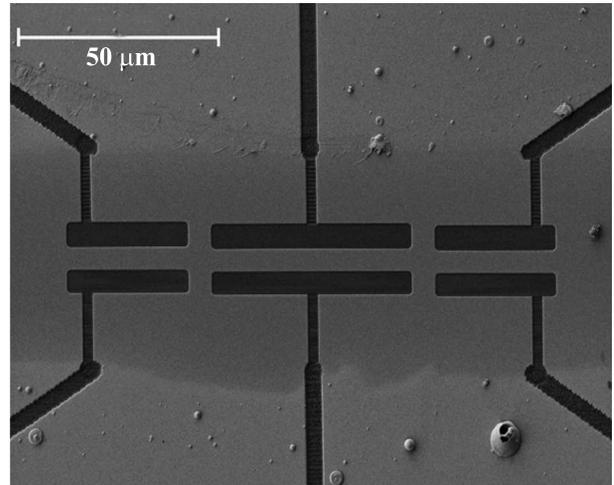


Рис. 1. Изображение типичной мостиковой структуры на основе монокристалла $TbTe_3$ в сканирующем электронном микроскопе

вдоль кристаллографической оси c , направление которой совпадает с направлением волнового вектора ВЗП. Именно в этом направлении, как показано в [8, 9], движение ВЗП оказывается возможным в соединениях RTe_3 .

Магнитное поле, создаваемое сверхпроводящим соленоидом, ориентировалось перпендикулярно плоскости структур (параллельно кристаллографической оси b). Зависимости сопротивления в плоскости слоев от магнитного поля, $R(B)$, и ВАХ структур измерялись четырехконтактным методом при изменении магнитного поля от 0 до 17 Тл.

На рис. 2 показаны полевые зависимости магнитосопротивления, $MR = (R(B) - R(0))/R(0)$ одной из структур в двойном логарифмическом масштабе. Также, как и в работе [6], при низких температурах ($T < 50$ К) R линейно зависит от индукции магнитного поля, B , в больших магнитных полях, и квадратично в области слабых полей ($B \ll 1$ Тл). При повышении T область полей, соответствующих квадратичному закону изменения MR монотонно увеличивается. Видимая нелинейность зависимости $R(B)$ для $T = 4.2$ К в области полей 1–3 Тл вероятней всего обусловлена подавлением антиферромагнитного упорядочения в $TbTe_3$ магнитным полем [10].

К сожалению, нам не удалось достигнуть состояния скольжения ВЗП при значениях транспортного тока, не приводящих к существенному джоулеву разогреву структур при температурах ниже 100 К. Поэтому сравнительные измерения зависимостей $MR(B)$ были проведены при температурах 100, 120 и 140 К. Как видно из рис. 2, при данных температурах не наблюдается выхода на строгую линей-

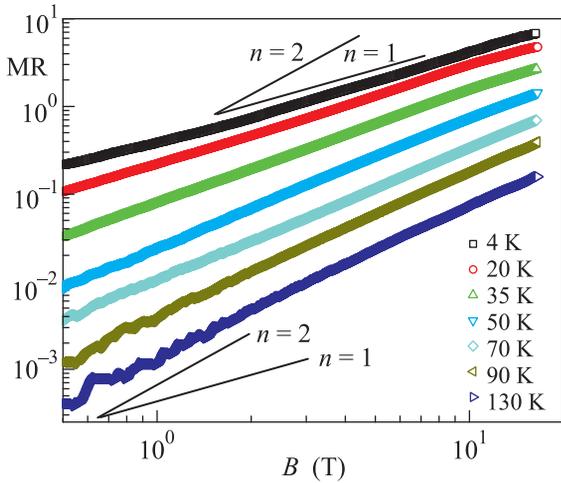


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости магнитосопротивления TbTe₃ от индукции магнитного поля при различных температурах. Черные отрезки прямых изображают линейную ($n = 1$) и квадратичную ($n = 2$) зависимости

ную зависимость. Однако отклонение зависимости $MR(B)$ от квадратичного закона при увеличении B представляется очевидным.

На рис. 3 показаны дифференциальные ВАХ мостика длиной 150 мкм, при $T = 120$ К, при различ-

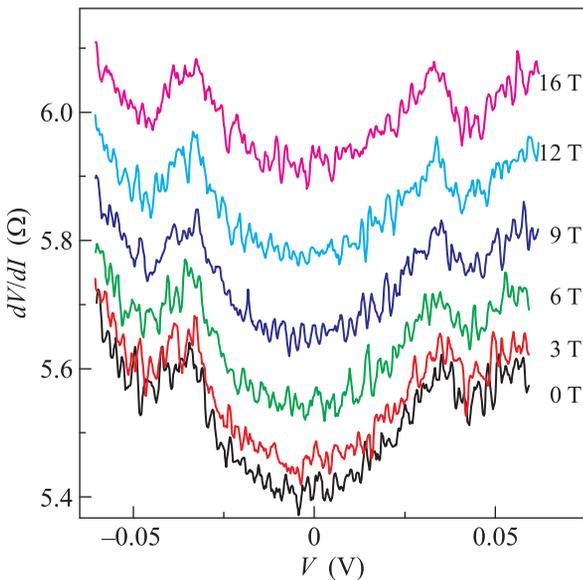


Рис. 3. (Цветной онлайн) Дифференциальные ВАХ, $dV/dI(V)$, мостиковой структуры длиной 150 мкм при различных значениях магнитной индукции

ных значениях B . Аналогичные зависимости наблюдались и при других исследованных температурах. Как видно, наложение магнитного поля практически не влияет на значение порогового поля. Можно

отметить лишь незначительную тенденцию к уменьшению E_t при увеличении B , а также видимое возрастание в магнитном поле амплитуды скачка дифференциального сопротивления при переходе ВЗП в режим скольжения, что может указывать на увеличение вклада движения ВЗП в электронный транспорт. Ранее для квазиодномерных систем с ВЗП теоретически предсказывался обратный наблюдаемому в настоящей работе эффект возрастания E_t в магнитном поле [11, 12]. Незначительный рост E_t в магнитном поле действительно наблюдался в квазиодномерном соединении NbSe₃ [13] при относительно высокой температуре ($T/T_{CDW} \sim 0.7$). Различное поведение порогового поля в TbTe₃ и в NbSe₃ в магнитном поле может указывать на качественное отличие механизмов скольжения ВЗП в Q2D и в Q1D соединениях, уже отмечавшееся ранее в работе [14].

Результаты измерения магнитосопротивления в статическом состоянии ВЗП и в режиме ее скольжения при $T = 100, 120$ и 140 К показаны на рис. 4, где зависимости $MR(B)$ в двойном логарифмиче-

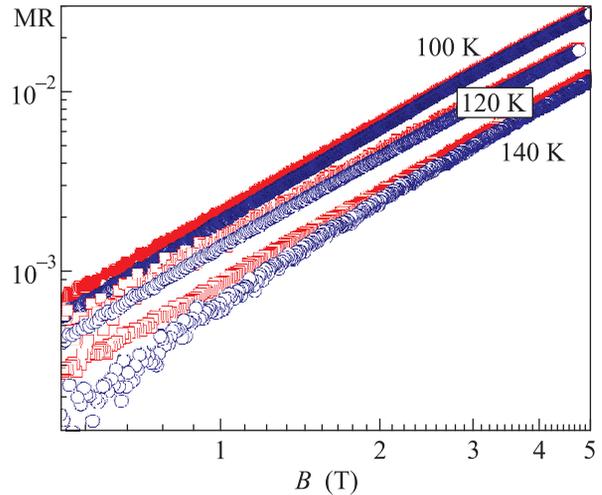


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости магнитосопротивления от индукции магнитного поля при $T = 100, 120$ и 140 К в статическом состоянии ВЗП (красные квадраты) и в режиме скольжения (синие кружки)

ском масштабе показаны красными квадратами для статической ВЗП и синими кружками – для скользящей ВЗП. Как видно, для всех температур эффект скольжения ВЗП наблюдается только в области относительно слабых магнитных полей, $B < 5$ Тл, и проявляется в изменении показателя α степенной зависимости $MR \propto B^\alpha$, а именно, в видимом увеличении данного параметра при переходе ВЗП в режим движения. Начальный участок квадратичной зависимости $MR(B)$ становится более выраженным и на-

блюдается в большом диапазоне магнитных полей, когда ВЗП находится в режиме скольжения, хотя первоначально можно было ожидать обратного эффекта: уменьшения параметра α в результате увеличения эффекта рассеяния нормальных носителей на “горячих” точках ПФ.

Мы связываем наблюдаемый эффект с увеличением рассеяния нормальных носителей не на горячих точках ПФ, а непосредственно на движущейся ВЗП, как на своего рода дефекте. В этом случае мы имеем дело уже с обычным рассеянием, которое должно приводить к стандартной квадратичной зависимости $MR(B)$. Тот факт, что возрастание параметра α наблюдается лишь в области слабых полей, указывает на то, что рассеяние на “горячих” точках ПФ остается доминирующим механизмом в области больших полей, согласно модели в работе [6]. Как результат, зависимости $MR(B)$ практически совпадают в этой области для движущейся и статической ВЗП. В пользу предложенного объяснения указывает и то, что диапазон магнитных полей, в котором наблюдается изменение α , заметно возрастает с повышением температуры, как это и должно быть для обычного рассеяния [6].

На возрастание рассеяния нормальных носителей на движущейся ВЗП указывалось ранее в работах [15, 16], в которых наблюдалось значительное подавление амплитуды осцилляций Шубникова–де-Гааза в квазиодномерном соединении $NbSe_3$, когда ВЗП переходила в режим скольжения. Эффект сильного взаимодействия нормальных носителей со скользящей ВЗП был обнаружен также при измерении эффекта Холла [17–19]. Дополнительным фактором, который может приводить к такому рассеянию, может являться аномально низкая скорость движения ВЗП в соединениях RTe_3 [9]. В определенном смысле, движение с такой скоростью является своего рода аналогом крипа ВЗП в квазиодномерных системах, в режиме которого также наблюдалось существенное увеличение рассеяния нормальных носителей [20].

Тот факт, что скольжение ВЗП не привело к существенному усилению рассеяния в горячих точках, а только внесло дополнительный механизм рассеяния электронов аналогично обычным кристаллическим дефектам, является достаточно неожиданным. Действительно, логично было бы ожидать, что скольжение ВЗП размажет (или сделает пространственно неоднородной) границу в импульсном пространстве между щелевыми (из-за ВЗП) и бесщелевыми состояниями электронов на поверхности Ферми, изображенной на рис. 5. Это увеличит область горячих точек на этой границе, изображенных ма-

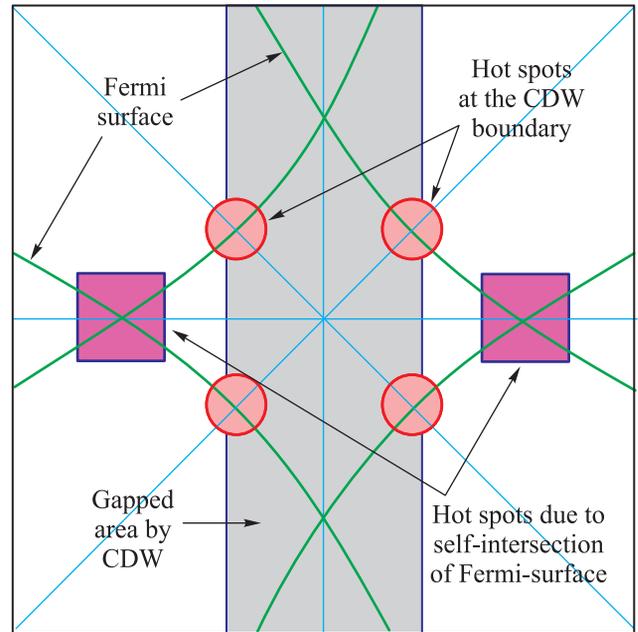


Рис. 5. (Цветной онлайн) Схематическое изображение поверхности Ферми в $TbTe_3$ и возможных горячих точек на ней

ленькими красными кружками на рис. 5, и, следовательно, может усилить механизм рассеяния электронов в горячих точках и привести к усилению линейного вклада в магнитосопротивление. Отсутствие этого эффекта в проведенном эксперименте можно объяснить двумя факторами. Во-первых, приведенные выше рассуждения о природе горячих точек на границе ВЗП являются упрощенными, особенно в состоянии проскальзывания ВЗП, и вопрос требует дальнейшего изучения. Например, возможен и противоположный эффект из-за частичного подавления ВЗП и увеличения доли металлической фазы. Для теоретического рассмотрения необходима конкретизация микроскопического механизма рассеяния в горячих точках и роли пространственной неоднородности параметра порядка ВЗП, магнитного пробоя и других факторов в этом процессе. Во-вторых, отсутствие влияния эффектов скольжения ВЗП на линейное магнитосопротивление в сильных полях может указывать на то, что “самыми” горячими точками, т.е. в которых рассеяние электронов наиболее сильное, являются вовсе не границы ВЗП в импульсном пространстве. В качестве альтернативных горячих точек можно предложить области самопересечения поверхности Ферми, отмеченные на рис. 5 фиолетовыми квадратами. В этих областях две ветви электронного спектра, $\epsilon_1(\mathbf{k})$ и $\epsilon_2(\mathbf{k})$, соответствующие двум почти перпендикулярным листам поверх-

ности Ферми, имеют близкую энергию при одном и том же значении импульса. Это приводит к электронной неустойчивости и к перестройке электронного спектра и поверхности Ферми, что отчетливо видно на данных ARPES [21] в виде разрыва и закругления поверхности Ферми. Причем величина образующейся щели в электронном спектре в точке, где $\epsilon_1(\mathbf{k}) = \epsilon_2(\mathbf{k})$, должна существенно превышать щель от ВЗП, поскольку первая определяется величиной взаимодействия на нулевом импульсе $V(Q = 0)$, а вторая на конечном $V(Q_{\text{CDW}}) < V(0)$. В подтверждение этому, на данных ARPES [21] перестройка поверхности Ферми вблизи точек самопересечения наблюдается отчетливо уже при температуре 300 К и выше, когда перестройка спектра из-за ВЗП мало заметна из-за ограниченного разрешения методики ARPES.

Влияние области самопересечения поверхности Ферми, возможно с изменением ее топологии, на наблюдаемые электронные свойства и фазовые переходы, связанные с различными электронными неустойчивостями, является важной и интересной задачей, требующей дальнейшего изучения. Соединения триеллуридов редкоземельных металлов представляются очень удобными для таких исследований.

Авторы благодарны С.А.Бразовскому за полезное обсуждение результатов работы. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты # 17-52-150007 и # 18-02-00280).

1. G. Gruner, *Density Waves in Solids*, Addison–Wesley, Reading, Massachusetts (1994).
2. P. Monceau, *Advances in Physics* **61**, 325 (2012).
3. D. LeBoeuf, S. Krämer, W.N. Hardy, R. Liang, D. A. Bonn, and C. Proust, *Nature Phys.* **9**, 79 (2013).
4. M. Benameur, B. Radisavljevic, J. Heron, S. Sahoo, H. Berger, and A. Kis, *Nanotechnology* **22**, 125706 (2011).

5. N. Ru, J.-H. Chu, and I.R. Fisher, *Phys. Rev. B* **78**, 012410 (2008).
6. A. A. Sinchenko, P. D. Grigoriev, P. Lejay, and P. Monceau, *Phys. Rev. B* **96**, 245129 (2017).
7. N. Ru, C. L. Condon, G. Y. Margulis, K. Y. Shin, J. Laverock, S. B. Dugdale, M. F. Toney, and I. R. Fisher, *Phys. Rev. B* **77**, 035114 (2008).
8. A. A. Sinchenko, P. Lejay, and P. Monceau, *Phys. Rev. B* **85**, 241104(R) (2012).
9. A. A. Sinchenko, P. Lejay, O. Leynaud, and P. Monceau, *Solid State Comm.* **188**, 67 (2014).
10. J. J. Hamlin, D. A. Zocco, T. A. Sayles, M. B. Maple, J.-H. Chu, and I. R. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 177002 (2009).
11. A. Bjeli and K. Maki, *Phys. Rev. B* **44**, 6799 (1991).
12. K. Maki, *Phys. Rev. B* **47**, 11506 (1993).
13. R. V. Coleman, M. P. Everson, O. Eisereman, and A. Johnson, *Phys. Rev. B* **32**, 537 (1985).
14. D. Le Bolloc'h, A. A. Sinchenko, V. L. R. Jacques, L. Ortega, J. E. Lorenzo, G. A. Chahine, P. Lejay, and P. Monceau, *Phys. Rev. B* **93**, 165124 (2016).
15. Yu. I. Latyshev, A. P. Orlov, and P. Monceau, *Письма в ЖЭТФ* **93**, 101 (2011).
16. J. Richard, P. Monceau, and M. Renard, *Phys. Rev. B* **35**, 4533 (1987).
17. S. N. Artemenko, E. N. Dolgov, F. N. Kruglov, Yu. I. Latyshev, Ya. S. Savitskaya, and V. V. Frolov, *JETP Lett.* **46**, 891 (1984).
18. L. Forro, J. R. Cooper, A. Janossy, and K. Kamaras, *Phys. Rev. B* **34**, 9047 (1986).
19. A. A. Sinchenko, R. V. Chernikov, A. A. Ivanov, P. Monceau, Th. Crozes, and S. A. Brazovskii, *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 435601 (2009).
20. С. В. Зайцев-Зотов, В. Е. Минакова, *Письма в ЖЭТФ* **79**, 680 (2004).
21. F. Schmitt, P. S. Kirchmann, U. Bovensiepen, R. G. Moore, L. Rettig, M. Krenz, J.-H. Chu, N. Ru, L. Perfetti, D. H. Lu, M. Wolf, I. R. Fisher, and Z.-X. Shen, *Science* **321**, 1649 (2008).