Письма в ЖЭТФ, том 107, вып. 8, с. 507 – 511

Магнитосопротивление в режиме движущейся волны зарядовой плотности в квазидвумерном проводнике $TbTe_3$

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)]

[a] *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия*

[b] *Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, 115487 Москва, Россия*

[c] *Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[d] *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[e] *Национальный университет науки и технологии (МИСиС), 119049 Москва, Россия*

[f] *Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[g] *Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия*

[h] *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[i] *Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ), 115409 Москва, Россия*

[j] *Université Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, Institut NEEL, 38042 Grenoble, France*

Поступила в редакцию 15 марта 2018 г.

Проведены измерения магнитосопротивления в квазидвумерном проводнике $TbTe_3$ 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 $Q_{\mathrm{CDW}} = 2k_{\mathrm{F}}$ 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 $Q = 2k_{\mathrm{F}}$.

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, RTe_3 (R – редкоземельный элемент) [5].

В недавней работе [6] было обнаружено, что зависимость магнитосопротивления Q2D соединений с ВЗП $TbTe_3$ и $HoTe_3$ 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 $T = 330\,\mathrm{K}$ с волновым вектором $\mathbf{Q}_{\mathrm{CDW1}} = (0, 0, \sim 2/7c^*)$ [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 K. Значение E_t возрастало линейно с понижением температуры при одновременном линейном уменьшении электросопротивления. Поэтому при температурах ниже 180 K наблюдение скольжения оказалось затруднительным в силу необходимости пропускания большого тока и значительного возрастания джоулева 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

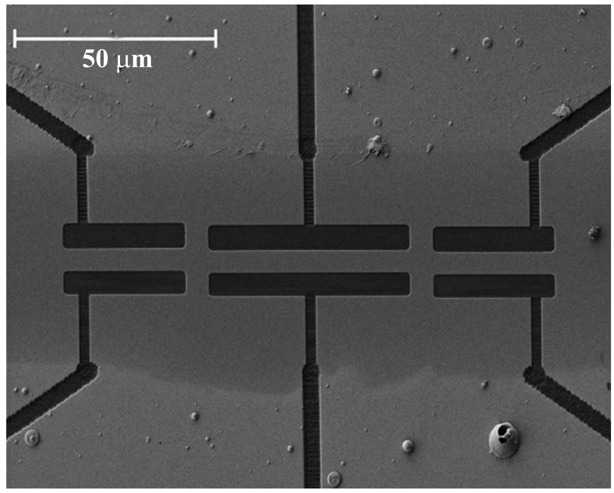

Рис. 1. Изображение типичной мостиковой структуры на основе монокристалла $TbTe_3$ в сканирующем электронном микроскопе

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 ($T < 50\,\mathrm{K}$) 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 $T = 4.2\,\mathrm{K}$ 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 K. Поэтому сравнительные измерения зависимостей $MR(B)$ были проведены при температурах 100, 120 и 140 K. Как видно из рис. 2, при данных температурах не наблюдается выхода на строгую линей-

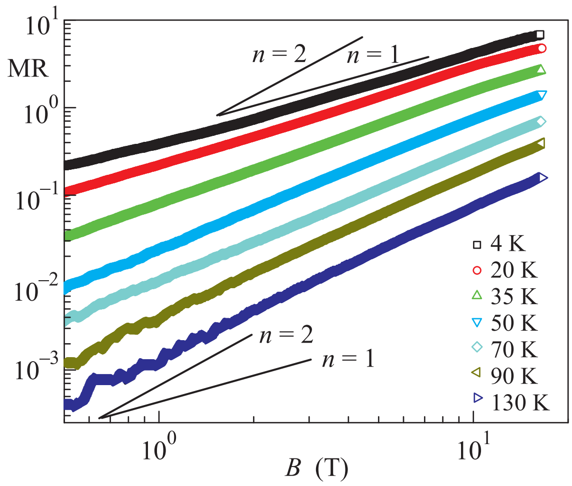

Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости магнитосопротивления $TbTe_3$ от индукции магнитного поля при различных температурах. Черные отрезки прямых изображают линейную ($n = 1$) и квадратичную ($n = 2$) зависимости

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 $T = 120$ K, при различ-

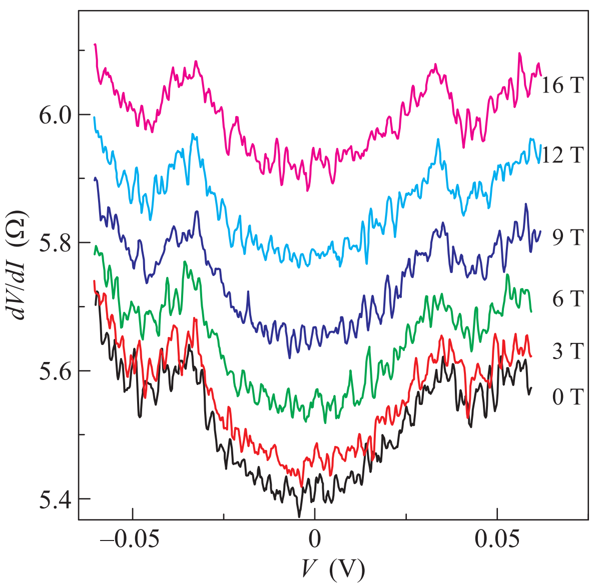

Рис. 3. (Цветной онлайн) Дифференциальные ВАХ, $dV/dI(V)$, мостиковой структуры длиной 150 мкм при различных значениях магнитной индукции

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 $NbSe_3$ [13] при относительно высокой температуре ($T/T_{\rm CDW} \sim 0.7$). Различное поведение порогового поля в $TbTe_3$ и в $NbSe_3$ 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 K показаны на рис. 4, где зависимости $MR(B)$ в двойном логарифмиче-

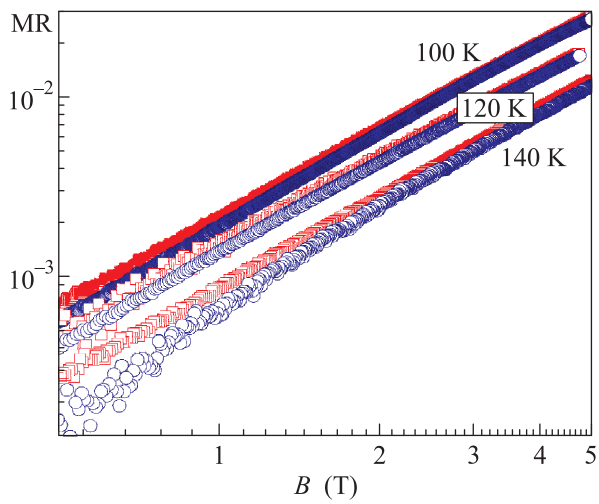

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости магнитосопротивления от индукции магнитного поля при $T = 100$, 120 и 140 K в статическом состоянии ВЗП (красные квадраты) и в режиме скольжения (синие кружки)

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 наблюдается в большем 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 маленькими 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-

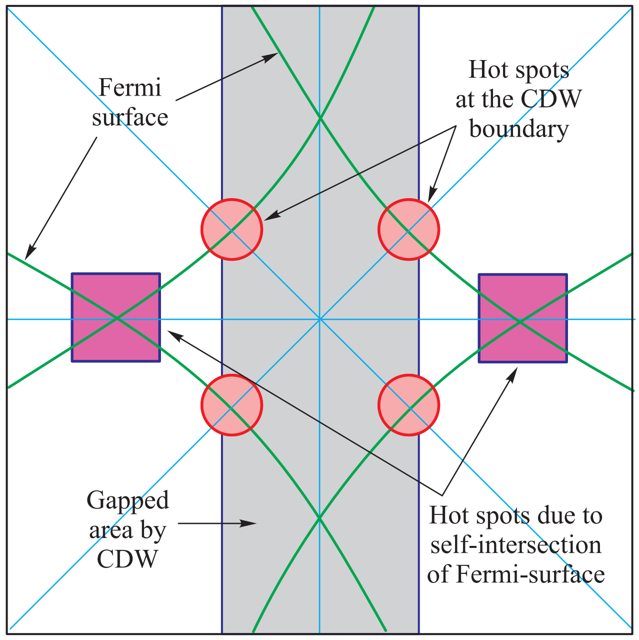

Рис. 5. (Цветной онлайн) Схематическое изображение поверхности Ферми в $TbTe_3$ и возможных горячих точек на ней

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 $V(Q_{\mathrm{CDW}}) < V(0)$. В подтверждение этому, на данных ARPES [21] перестройка поверхности Ферми вблизи точек самопересечения наблюдается отчетливо уже при температуре 300 K 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 трителлуридов 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. Condron, 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).