

Термоэдс двумерного полуметалла в HgTe квантовой яме

Г. М. Гусев⁺, Е. Б. Ольшанецкий^{*1)}, З. Д. Квон^{*×}, Л. И. Магарилл^{*×}, М. В. Энтин^{*}, А. Левин⁺,
Н. Н. Михайлов^{*}

⁺*Instituto de Fisica da Universidade de Sao Paulo, 135960-170 Sao Paulo, Brazil*

^{*}*Институт физики полупроводников, 630090 Новосибирск, Россия*

[×]*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 29 ноября 2008 г.

После переработки 16 мая 2018 г.

Впервые проведено экспериментальное и теоретическое исследование термоэдс в двумерном полуметалле, существующем в квантовых ямах HgTe толщиной 18–21 нм. Из сравнения теории и эксперимента установлено, что она определяется двумя вкладками: диффузионным и связанным с фононным увлечением, причем второй вклад в несколько раз превышает первый. Сделан вывод о важной роли электронно-дырочного рассеяния в формировании обоих механизмов термоэдс.

DOI: 10.7868/S0370274X18120111

Двумерный полуметалл (ДП), возникающий в HgTe квантовых ямах (КЯ) толщиной 18–21 нм [1, 2], является в настоящее время предметом постоянно-го интереса, так как представляет собой двухкомпонентную электронно-дырочную систему с целым рядом необычных свойств [3–12], обусловленных одновременным существованием электронов и дырок. Одним из них является взаимное рассеяние электронов и дырок по механизму Ландау, приводящее, в отличие от однокомпонентной системы, к сильной температурной зависимости сопротивления ДП. Очевидно, что всестороннее изучение кинетических эффектов в указанной системе представляет собой важную задачу.

В данной работе впервые сообщается об экспериментальном исследовании термоэдс двумерного полуметалла. Сравнение эксперимента с предсказываемым теорией диффузионным вкладом в термоэдс в присутствии электронно-дырочного рассеяния, показывает, что последний дает заниженное значение термоэдс. Данный результат указывает на необходимость учета другого возможного вклада в термоэдс – фононного увлечения электронов и дырок.

Исследованные в работе образцы представляли собой структуры прямоугольной геометрии размером 4 × 3 мм, в средней части которых размещались холловские мостики с сегментами $L \times W = 100 \times 50$ мкм и 250×50 мкм, изготовленные на основе широких HgTe квантовых ям толщиной 20 нм с ориентацией (013). Термоэдс измерялась следую-

щим образом. С одной стороны образца напротив одного из токовых контактов размещался нагреватель, представляющий собой тонкую металлическую полосу с сопротивлением ≈ 100 Ом (см. вставку к рис. 1b). Противоположный конец образца, благодаря нанесенному на него индию, приводился в термический контакт с медным термоякором размером 5 мм³, который, в свою очередь, контактировал с массивным медным держателем образца. Для создания вдоль образца градиента температуры через металлическую полосу (нагреватель) пропускался переменный ток с частотой 0.4–1 Гц и величиной не более 60 мА. В указанном диапазоне токов нагреватель функционировал в линейном режиме. Для контроля возникающего вдоль образца градиента температуры использовались два калиброванных термистора – со стороны нагревателя и со стороны термоякоря. В частности, определенная таким образом разность температур между контактами, отстоящими друг от друга на расстоянии 100 мкм, составляла $\Delta T \approx 0.023$ К при $T = 4.2$ К и $V_{\text{Heat}} = 6$ В. В рабочем интервале температур (≈ 2.2 – 4.2 К) теплопроводность жидкого гелия пренебрежимо мала по сравнению с фононной теплопроводностью подложки. В этих условиях именно теплопроводность подложки определяла градиент температуры вдоль образца. Сигнал термоэдс измерялся на удвоенной частоте с использованием всех потенциометрических контактов. Было изучено около десятка образцов.

Начнем описание эксперимента с анализа транспортно-го отклика исследованных образцов. На рисунке 1a показаны типичные зависимости сопротив-

¹⁾e-mail: eolsh@isp.nsc.ru

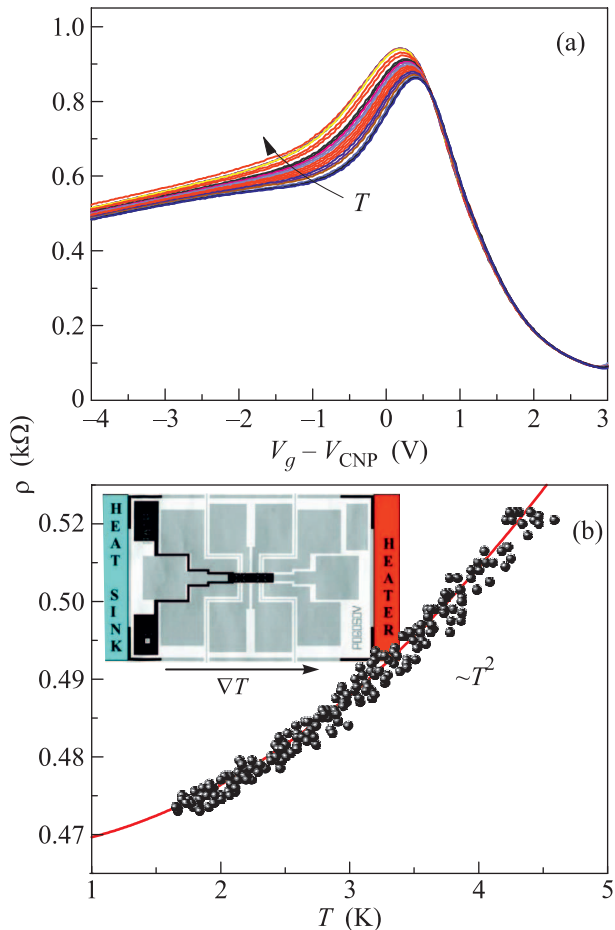


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости сопротивления структуры от затворного напряжения при различных температурах (диапазон $T = 2.1$ – 6 К). (б) – Зависимость сопротивления образца от температуры при $V_g = -5$ В. Здесь и далее $V_{CNP} = -1.1$ В – точка зарядовой нейтральности. На вставке изображена исследуемая структура и направление градиента температуры, создаваемого нагревателем (справа) и охладителем (слева)

ления от затворного напряжения при разных температурах. Видно, что их поведение хорошо соответствует тому, что должно наблюдаться в 20 нм HgTe ямах, в которых при изменении затворного напряжения реализуется переход двумерный металл – двумерный полуметалл [2, 13]. При таком переходе резко меняется температурная зависимость сопротивления: до момента перехода она очень слаба и отражает типичную температурную зависимость двумерного металла при $k_F l \gg 1$ (k_F – волновой вектор электрона, l – его длина свободного пробега) и низких температурах, когда фоновое рассеяние практически отсутствует, и температурная зависимость определяется эффектами слабой локализации, а по-

сле перехода в полуметаллическое состояние наблюдается заметное увеличение сопротивления с ростом температуры, вызванное электронно-дырочным рассеянием, и поэтому пропорциональное квадрату температуры (рис. 1б).

На рисунке 2а представлены зависимости обусловленной градиентом температуры разности потенциалов V_{th} между потенциометрическими контактами мостика длиной $L = 100$ мкм от затворного напряжения. На вставке к этому рисунку показано как сигнал термоэдс зависит от прикладываемой к нагревателю мощности. Хорошо видно, что измеряемый сигнал пропорционален ей. Этот факт является косвенным доказательством того, что измеряется именно термоэдс, а не возможные наводки. Проведем теперь качественный анализ поведения термоэдс, представленной на рис. 2а. Начнем с зависимо-

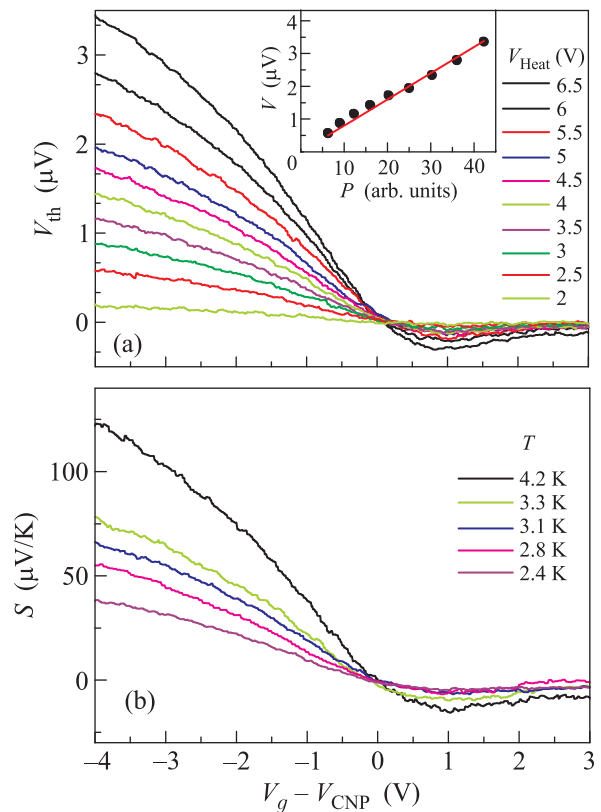


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости термоэдс от затворного напряжения при различных значениях мощности нагревателя, $T = 4.2$ К. Вставка: зависимость термоэдс от мощности нагревателя при $V_g = -5$ В. (б) – Коэффициент Зеебека как функция затворного напряжения при различных температурах

сти от затворного напряжения. При затворных напряжениях, соответствующих двумерному металлу, термоэдс относительно мала и уменьшается с рос-

том концентрации в соответствии с формулой Мотта для термоэдс металлов. При приближении к точке перехода термоэдс меняет знак и начинает расти примерно по линейному закону по мере углубления в полуметаллическое состояние (по мере роста концентрации дырок). На рисунке 2b приведены зависимости коэффициента Зеебека $S = V_{th}/\Delta T$ (ΔT – разность температур, набегающая между потенциометрическими контактами, с которых производится измерение сигнала V_{th}) от затворного напряжения при различных температурах. Видно, что с повышением температуры образца коэффициент Зеебека растет.

Для более точного описания полученных экспериментальных результатов в работе была разработана теория диффузионной компоненты термоэдс для двумерной электрон-дырочной системы. Рассмотрена система, содержащая два сорта вырожденных частиц – электроны и дырки. В присутствие градиента температуры и химических потенциалов, а также взаимного трения между электронами и дырками средние скорости в подсистемах подчиняются уравнению

$$\begin{aligned} n_\nu e_\nu \mathbf{E} - g_\nu m_\nu \frac{\pi T}{3\hbar^2} \nabla T - \frac{m_\nu n_\nu}{\tau_\nu} \mathbf{V}_\nu = \\ = \eta m_\nu n_{\bar{\nu}} (\mathbf{V}_\nu - \mathbf{V}_{\bar{\nu}}). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь индекс $\nu = (e, h)$ определяет величины, относящиеся к электронам (e) или к дыркам (h), n_e (n_h) – концентрация, g_ν – число долин ($g_e = 1$, $g_h = 2$), \mathbf{V}_ν , m_ν , e_ν – средняя скорость, эффективная масса и заряд частиц сорта ν ($e_{e,h} = \mp e$, e – заряд дырки), τ_ν – транспортное время релаксации на примесях, η – коэффициент взаимного трения; T – температура в энергетических единицах. Коэффициент взаимного трения $\eta = \Theta T^2$ определяется взаимным рассеянием электронов и дырок по механизму Ландау. Уравнение (1) является обобщением уравнений, приведенных в [10, 11] на случай наличия градиента температуры.

Из условия равенства нулю полной плотности тока $\mathbf{j} = e(-n_e \mathbf{V}_e + n_h \mathbf{V}_h)$ получаем выражение для коэффициента Зеебека:

$$S = -\frac{\pi}{3e\hbar^2} T \times \frac{m_e m_h (g_e \tau_e - g_h \tau_h) + \eta \tau_e \tau_h (g_e m_e + g_h m_h) (n_e - n_h)}{m_h n_e \tau_e + m_e n_h \tau_h + (n_e - n_h)^2 \eta \tau_e \tau_h}. \quad (2)$$

Отметим, что в формуле (2) вклад в ток от любого типа носителей не равен нулю при обращении в нуль его концентрации, т.е. формула не имеет перехода в монополярный предел:

$$S_{e,h}^{(0)} = \mp \frac{\pi}{3e\hbar^2} T \frac{m_{e,h} g_{e,h}}{n_{e,h}}. \quad (3)$$

В этом пределе в отличие от (2) отсутствуют слабые, обусловленные вторым сортом носителей, в частности, его время релаксации и взаимное трение. Причина отличия формул состоит в том, что формулы (2) и (3) получены в предположении о вырожденности Ферми-газов. На самом деле, при низкой температуре переход в монополярный случай происходит в относительно узком диапазоне изменения химического потенциала $\Delta\zeta \sim T$. Присутствие межсортного трения искажает линейную зависимость S от температуры. В пределе низкой температуры $\eta \propto T^2$ приводит к кубическим по температуре поправкам к линейной зависимости.

При более высоких температурах взаимное трение может стать преобладающим механизмом рассеяния ($\eta \rightarrow \infty$). В этом случае формула (2) перестает зависеть от всех релаксационных констант:

$$S = -\frac{\pi}{3e\hbar^2} T \frac{m_e g_e + m_h g_h}{n_e - n_h}. \quad (4)$$

Эта формула справедлива вдали от точки зарядовой нейтральности (ТЗН). Вблизи нее происходит смена знака S (более точно, в точке смены знака числителя (2)). Коэффициент Зеебека в области применимости (4) также имеет линейную температурную зависимость, как при низкой температуре, но с более сильным наклоном. Это приводит к тому, что в промежуточном диапазоне температур зависимость может быть близка к квадратичной.

На рисунке 3а представлены результаты сравнения рассчитанных с помощью выражений (2) и (3) зависимостей коэффициента Зеебека $S(V_g)$ с экспериментальными. Все необходимые для расчета по формулам (2) и (3) параметры (подвижность и концентрация электронов и дырок, коэффициент взаимного трения) и их зависимость от затворного напряжения были получены ранее из транспортных измерений [11], а также из циклотронного резонанса (эффективные массы электронов и дырок) [14]. Градиент температуры, необходимый для определения коэффициента Зеебека, измерялся экспериментально согласно описанной в начале статьи методике. Таким образом, в сравнении теории и эксперимента, представленном на рис. 3а, подгоночные параметры отсутствуют.

Качественное поведение коэффициента Зеебека справа от точки зарядовой нейтральности, где реализуется электронный металл, соответствует теории Мотта для металлов, которая предсказывает уменьшение величины коэффициента Зеебека при увеличении концентрации носителей. Для сравнения с экспериментом в этом диапазоне затворных напряже-

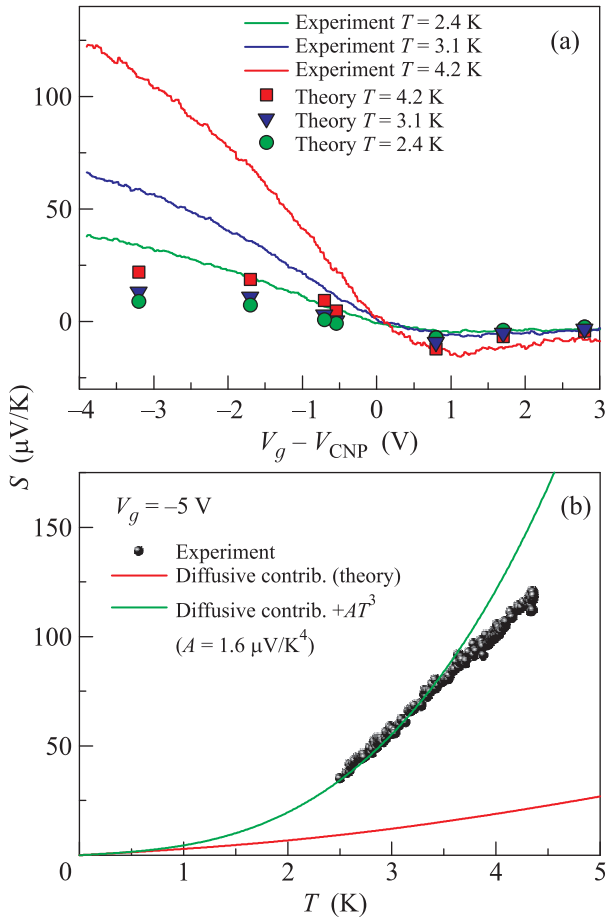


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Коэффициент Зеебека в зависимости от затворного напряжения: эксперимент (кривые) и расчет по формуле (2) слева от ТЗН и по формуле (3) справа от ТЗН (символы) с использованием параметров, полученных из транспортных измерений, $T = 2.4; 3.1; 4.2$ К. (b) – Температурная зависимость коэффициента Зеебека в двумерном полуметалле: символы – эксперимент для $V_g = -5$ В; красная кривая внизу – диффузионный вклад, соответствующий указанному затворному напряжению и рассчитанный по формуле (2); зеленая кривая, проходящая через экспериментальные точки – сумма указанного диффузионного вклада (красная кривая) и функции $S = A \cdot T^3$ ($A = 1.6 \text{ мкВ/К}^4$), – предполагаемого вклада фононного увлечения

ний мы использовали монополярную формулу (3) для электронов, которая представляет собой формулу Мотта в предположении $\tau(\varepsilon) = \text{const}$ (τ – время релаксации импульса, ε – энергия). Как видно, значения коэффициента Зеебека, рассчитанные по этой формуле, неплохо ложатся на экспериментальные зависимости (рис. 3а).

В противоположность этому, слева от точки зарядовой нейтральности на рис. 3а, т.е. в области за-

творных напряжений, соответствующих формированию двумерного полуметалла, согласие эксперимента и теории (формула (2)) значительно ухудшается. В данном диапазоне затворных напряжений теория дает значения коэффициента Зеебека, заниженные примерно в 4 раза по сравнению с полученными экспериментально (см. рис. 3а). Причина наблюдаемого расхождения связана, вероятно, с тем, что формула (2) описывает только диффузионный вклад в термоэдс полуметалла. Но помимо диффузионного вклада в измеряемой термоэдс может также присутствовать вклад, вызванный фононным увлечением [15], который наша теория не учитывает. Как известно, величина фононного увлечения пропорциональна квадрату массы носителей заряда. Масса электронов в 20 нм КЯ HgTe $m_e = 0.025 m_0$, а масса дырок $m_h = 0.15 m_0$. По этой причине вклад фононного увлечения слева от ТЗН (т.е. в области, где доминируют дырки) оказывается значительным, в то время, как справа от ТЗН, где реализуется двумерный металл, он малозаметен.

На рисунке 3b символами показана экспериментальная температурная зависимость коэффициента Зеебека при $V_g = -5$ В. Видно, что она значительно превосходит по величине соответствующий диффузионный вклад, рассчитанный по формуле (2) (рис. 3b, красная кривая внизу). Можно предположить, что разность между указанными экспериментальной и расчетной зависимостями соответствует вкладу в коэффициент Зеебека от фононного увлечения в двумерном полуметалле в условиях доминирования дырок. В качестве примера фононного увлечения в обычном двумерном металле рассмотрим вклад $\sim T^3$ [15]. На рисунке 3b через экспериментальные точки проведена зависимость (рис. 3b, зеленая кривая), равная сумме диффузионного вклада и функции $S = A \cdot T^3$ ($A = 1.6 \text{ мкВ/К}^4$). Видно, что в диапазоне 2.5–3.5 К данная кривая хорошо описывает эксперимент, но при более высоких температурах наблюдается расхождение, причем экспериментальные значения оказываются ниже расчетной кривой. Можно предположить, что наблюдаемое расхождение обусловлено усиливающимися с повышением температуры рассеянием увлекаемых фононами дырок на электронах, что приводит к уменьшению измеряемого коэффициента Зеебека. Однако для того, чтобы сделать более определенный вывод, необходимо построение теории фононного увлечения в двумерном полуметалле при наличии взаимного рассеяния электронов и дырок.

Таким образом, в данной работе впервые получена экспериментальная информация о поведении

термоэдс в двумерном полуметалле. Построена теория диффузионной компоненты термоэдс в двумерном полуметалле при наличии взаимного рассеяния электронов и дырок. Данная теория дает заниженные значения коэффициента Зеебека по сравнению с наблюдаемыми экспериментально. Это указывает на необходимость учета вклада электрон-фононного увлечения в двумерном полуметалле в присутствии электронно-дырочного рассеяния.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ #16-12-10041). Л.И. Магарилл и М.В. Энтин благодарят за поддержку РФФИ (грант #17-02-00837).

1. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ **87**, 588 (2008).
2. Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, М. В. Энтин, Л. И. Магарилл, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ **89**, 338 (2009).
3. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and J. C. Portal, Phys. Rev. Lett. **104**, 166401 (2010).
4. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, A. D. Levin, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and J. C. Portal, Phys. Rev. Lett. **108**, 226804 (2012).
5. O. E. Raichev, G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and J. C. Portal, Phys. Rev. B **86**, 155320 (2012).
6. G. M. Minkov, A. V. Germanenko, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, S. A. Dvoretzki, and N. N. Mikhailov, Phys. Rev. B **88**, 155306 (2013).
7. E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, Ya. A. Gerasimenko, V. A. Prudkoglyad, V. M. Pudalov, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, Письма в ЖЭТФ **98**(12), 947 (2013).
8. M. Knap, J. D. Sau, B. I. Halperin, and E. Demler, Phys. Rev. Lett. **113**, 186801 (2014).
9. P. S. Alekseev, A. P. Dmitriev, I. V. Gornyi, V. Yu. Kachorovskii, B. N. Narozhny, M. Schutt, and M. Titov, Phys. Rev. Lett. **114**, 156601 (2015).
10. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, ЖЭТФ **74**, 261 (1978).
11. M. V. Entin, L. I. Magarill, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretzky, ЖЭТФ **144**, 1068 (2013).
12. A. Kononov, S. V. Egorov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, and E. V. Deviatov, Phys. Rev. B **93**, 041303(R) (2016).
13. E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, E. G. Novik, I. O. Parm, and S. A. Dvoretzky, Sol. State Comm. **152**, 265 (2012).
14. Д. А. Козлов, З. Д. Квон, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, J. C. Portal, Письма в ЖЭТФ **93**, 186 (2011).
15. Н. В. Заварицкий, З. Д. Квон, Письма в ЖЭТФ **38**, 85 (1983).