

09,13

Спектры пропускания квантовых ям и пленок на основе HgTe в дальнем ИК-диапазоне

© М.Л. Савченко^{1,2}, Н.Н. Васильев^{1,2}, А.С. Ярошевич², Д.А. Козлов^{1,2}, З.Д. Квон^{1,2},
Н.Н. Михайлов², С.А. Дворецкий²

¹ Новосибирский государственный университет,
Новосибирск, Россия

² Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова,
Новосибирск, Россия

Email: SavchenkoMaximL@gmail.com

(Поступила в Редакцию 2 ноября 2017 г.)

Напряженные пленки HgTe толщиной 80 nm относятся к новому классу веществ, называемых трехмерными топологическими изоляторами, то есть обладают объемной запрещенной зоной и невырожденными по спину поверхностными состояниями. Несмотря на наличие ряда работ, посвященных изучению свойств поверхностных состояний как с помощью транспортных, так и магнитооптических методов в терагерцовом диапазоне, до сих пор отсутствует информация о прямых оптических переходах между объемными и поверхностными зонами в таких системах. Данная работа посвящена изучению спектров пропускания и отражения пленок HgTe различных толщин в дальнем инфракрасном диапазоне, измеренных в широком диапазоне температур, с целью обнаружения описанных межзонных переходов. В обоих типах спектров обнаружена особенность при 15 meV, чувствительная к изменению температуры. При подробном анализе полученных данных показано, что указанная особенность связана с поглощением на оптических фонах HgTe, в то время как межзонные оптические переходы оказываются подавленными.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 17-42-543336, Президента РФ № МК-3603.2017.2 и частичной поддержки программы Volkswagen Stiftung.

DOI: 10.21883/FTT.2018.04.45692.309

1. Введение

Существование поверхностных состояний в HgTe и других системах с инвертированным спектром впервые было предсказано теоретически еще в 80-х годах прошлого века [1–3]. Однако квантовые ямы на основе HgTe стали широко исследоваться лишь спустя тридцать лет, как вследствие достаточного развития технологии роста указанных структур, так и благодаря открытию новой, топологической ветви физики полупроводников [4,5]. Интерес к гетероструктурам на основе HgTe также во многом связан с тем, что их спектр принципиальным образом зависит от толщины квантовой ямы. При критической толщине ямы, составляющей в зависимости от ориентации 6.3–6.5 nm, наблюдается инверсия электронного спектра: квантовые ямы меньшей толщины являются обычными двумерными полупроводниками, в то время как при больших толщинах спектр HgTe инвертируется, что приводит к появлению краевых проводящих состояний. При толщинах более 50 nm можно говорить о формировании двух поверхностных зон, расположенных на интерфейсах между HgTe и CdHgTe (или другим материалом с неинвертированным зонным спектром), и заполняемых невырожденными по спину высокоподвижными электронами с законом дисперсии, близким к линейному при больших энергиях [6,7]. Эти поверхностные состояния изучались в 80 nm пленке HgTe с помощью различных магнитотранспортных экспериментов [6–8]. В них обнаружена топологическая фаза Берри, гамет-

рические резонансы магнитосопротивления, обусловленные присутствием решетки антиоточек [9], и 4π периодические осцилляции сверхпроводящего тока в джозефсоновских контактах [10]. В работе [11] были изучены циклотронный резонанс и фотогальванические эффекты, возникающие в указанной системе под воздействием ТГц излучения, и была определена, в частности, величина эффективной массы поверхностных электронов. Наконец, ряд работ [12–14] посвящен дальнейшей инфракрасной (ИК) магнитоспектроскопии похожих систем (квантовых ям HgTe меньшей толщины), однако для толстых пленок такие исследования отсутствуют. Данное исследование посвящено изучению межзонных переходов с помощью спектроскопии пропускания и отражения в дальнем ИК-диапазоне.

2. Методика эксперимента

В работе изучались нелегированные пленки HgTe толщиной 20 nm–1.3 μ m, выращенные по технологии молекулярно-лучевой эпитаксии на изолирующей подложке GaAs (013) с промежуточными слоями ZnTe (толщина порядка 10 nm) и CdTe (6 μ m). Детали роста рассмотрены в обзоре [15]. На рис. 1, а представлен схематический разрез структуры на примере пленки HgTe толщиной 80 nm. По сравнению с HgTe постоянная решетки CdTe на 0.3% больше. В результате в пленке HgTe возникает напряжение растяжения, которое при-

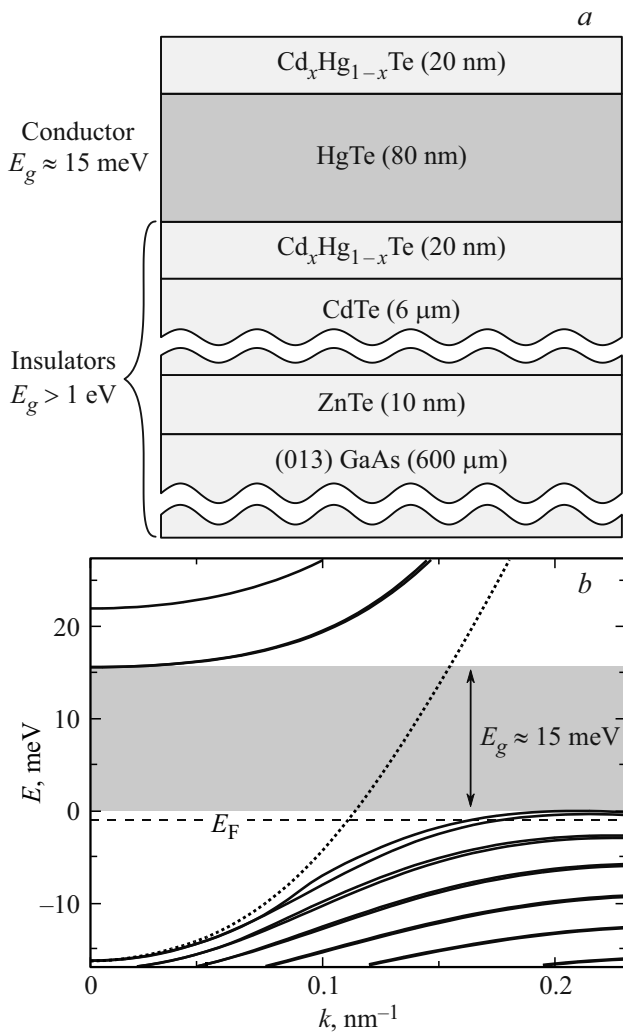


Рис. 1. Схематический разрез (а) и закон дисперсии (b) структуры с пленкой HgTe толщиной 80 nm. Сплошные линии соответствуют объемным носителям, пунктирные линии — поверхностным электронам. Горизонтальная штриховая линия соответствует положению уровня Ферми.

водит к возникновению объемной запрещенной зоны E_g величиной около 15 meV. Величина запрещенной зоны известна из расчетов зонной структуры [6,11] и на данный момент измерена лишь косвенно. Толщина псевдоморфного роста HgTe в таких условиях составляет порядка 100 nm [6]. Обкладки с составом $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$ (запрещенная зона более 1 eV) используются для улучшения качества границы между HgTe и CdTe, что увеличивает подвижность носителей до $4 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ и уменьшает число дефектов в пленке HgTe до величин порядка 10^{16} cm^{-3} [7].

Рассчитанный в работе [11] энергетический спектр пленки HgTe толщиной 80 nm представлен на рис. 1, b. Сплошные линии соответствуют закону дисперсии объемных носителей, пунктирные линии описывают энергетический спектр делокализованных и невырожденных по спину электронов на верхней и нижней поверхностях.

Объемные носители — это дырки и электроны, волновая функция которых локализована в слое HgTe, в то время как максимум волновых функций поверхностных электронов находится вблизи границ HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te с шириной локализации порядка 5 nm. В исходной пленке уровень Ферми E_F находится вблизи потолка валентной зоны: при гелиевой температуре двумерная концентрация объемных дырок составляет порядка $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, суммарная концентрация поверхностных электронов составляет $0.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. При температуре 150 K концентрации увеличиваются до величин порядка $15 \cdot 10^{11}$ и $12 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, соответственно.

Оптические измерения проводились на Фурье-спектрометре Bruker Vertex 80v. В работе использовались ртутная лампа в качестве источника дальнего ИК-излучения и майларовый светодетектор. Исследуемые образцы помещались в проточный гелиевый криостат и охлаждались до температур 4.5–250 K. Спектры пропускания и отражения измерялись с шагом 0.075–0.5 meV (спектральное разрешение 0.6–4 cm^{-1}).

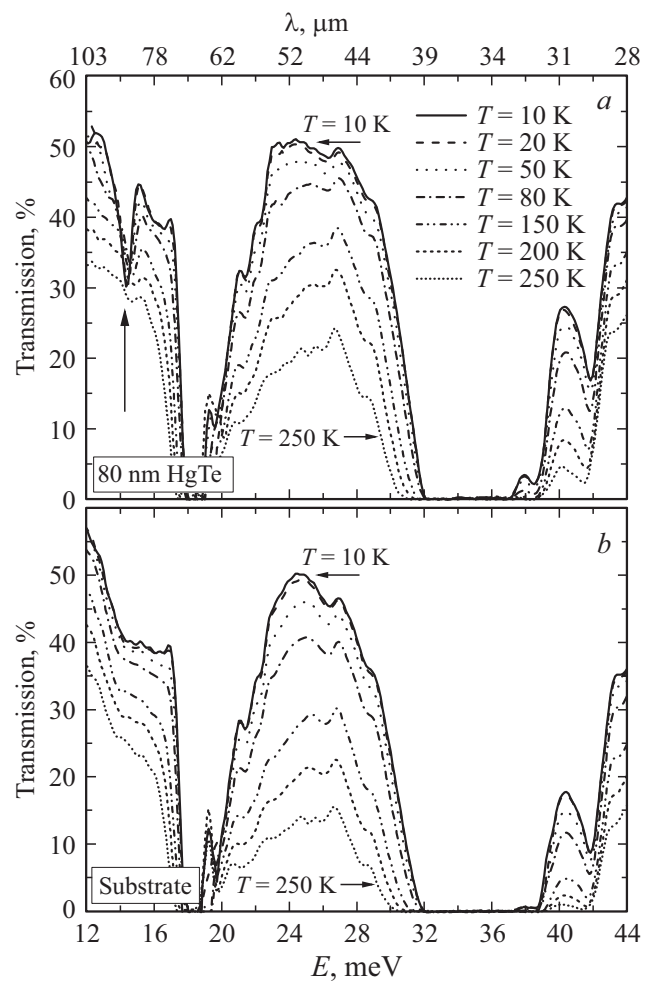


Рис. 2. Спектры пропускания, измеренные при температурах от 10 до 250 K в широком диапазоне энергий: (а) структура с пленкой HgTe толщиной 80 nm, вертикальная стрелка указывает на исчезающую с повышением температуры особенность (см. текст); (b) аналогичная структура без слоя HgTe.

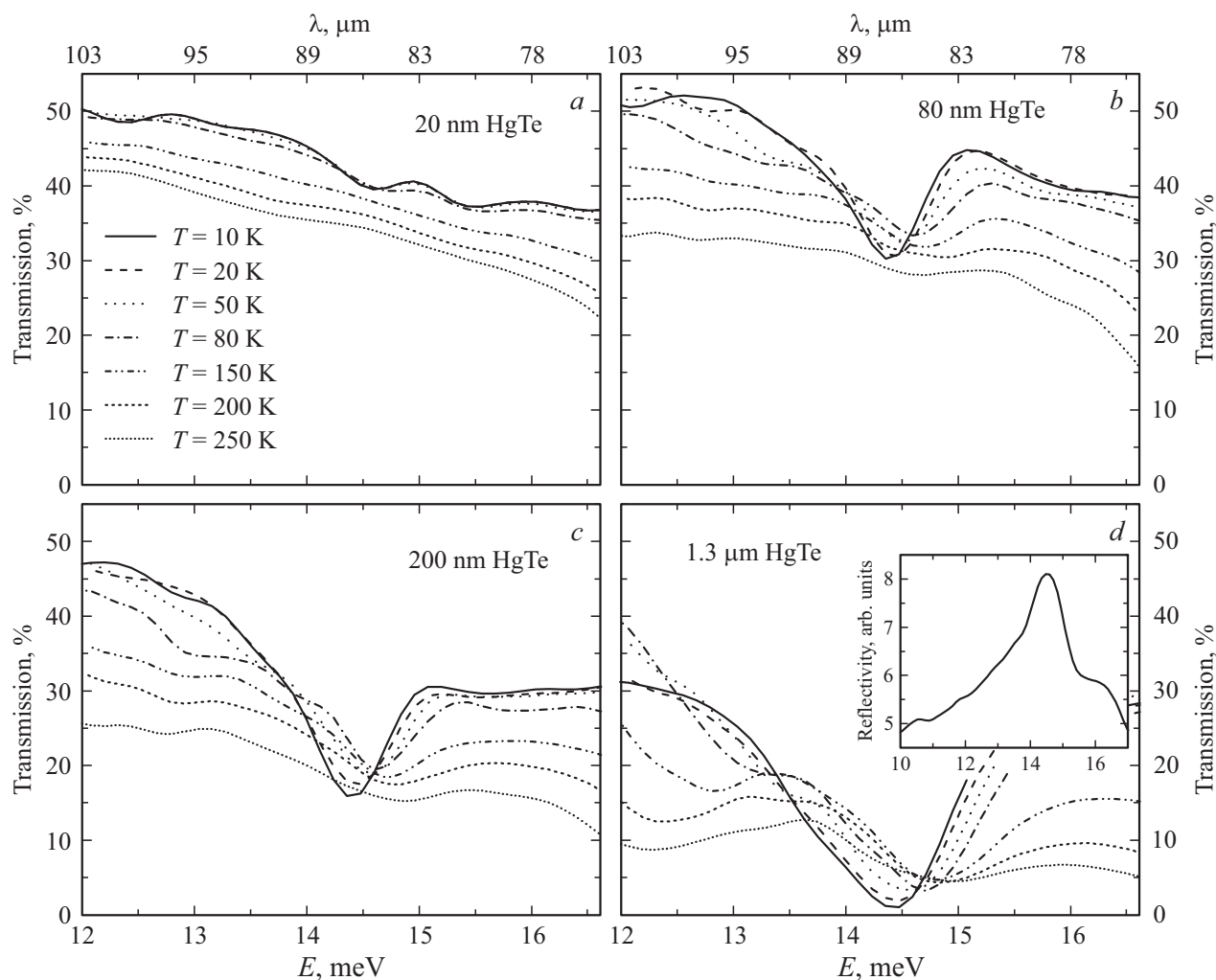


Рис. 3. Температурная эволюция спектров пропускания структур со слоем HgTe, толщиной (a) 20 nm, (b) 80 nm, (c) 200 nm и (d) 1.3 μm . На вставке к панели (d) представлен измеренный при $T = 10$ K спектр отражения образца с пленкой HgTe толщиной 1.3 μm .

На измеренных таким образом кривых наблюдается формируемая отражением от поверхностей образца интерференция Фабри–Перо, являющаяся в данном случае паразитным эффектом. Для ее подавления все приведенные в статье зависимости были дополнительно сглажены с шагом 0.5 meV. Приведенные в статье спектры пропускания были нормированы на сигнал без образца, спектры отражения — на сигнал отражения от покрытой золотом пластинки.

Исследуемые структуры состоят из нескольких слоев, однако все они, кроме пленки HgTe, имеют ширину запрещенной зоны более 1 eV, поэтому в диапазоне энергий падающего излучения 10–50 meV в них не могут возбуждаться межзонные переходы. Напротив, величина прямой запрещенной зоны в слое HgTe толщиной 80 nm, согласно расчету спектра на рис. 1, b, составляет примерно 25 meV. Поэтому, если такие переходы обладают достаточной оптической активностью, то соответствующая особенность должна наблюдаться в спектре пропускания.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 2, a представлены спектры пропускания напряженной пленки HgTe толщиной 80 nm (схематический разрез на рис. 1, a), измеренные при температурах от 10 до 250 K в широком диапазоне энергий. На рис. 2, b для сравнения представлен контрольный спектр пропускания практически той же структуры, но без слоя HgTe, при этом суммарная толщина слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ была значительно больше и составляла около 2 μm . Приведенные спектры демонстрируют два провала в области энергий, близких к 18 и 34 meV, которые связаны с фоновым поглощением в слоях CdTe и GaAs. В остальной части спектра с увеличением температуры наблюдается уменьшение сигнала пропускания, связанное, по-видимому, с увеличением поглощения в подложке.

Слабые высокочастотные осцилляции сигнала пропускания, которые, в частности, проявляются в районе 25 meV, увеличиваются с ухудшением вакуума в измери-

тельной системе, поэтому мы их связываем с влиянием остаточной атмосферы. Наиболее яркой особенностью, присутствующей в спектре на рис. 2, *a* и отсутствующей на рис. 2, *b*, является узкий провал при энергии 14.5 meV. Отсутствие этой особенности на спектре пропускания гетероструктуры без слоя HgTe позволяет однозначно утверждать о том, что она связана с поглощением в слое HgTe.

С одной стороны, положение обнаруженного минимума вблизи 15 meV практически совпадает с величиной непрямой энергетической щели в данной системе (см. рис. 1, *b*), однако этой же энергии соответствует частота оптических фононов в объемном HgTe [16,17]. Для выяснения природы провала в спектрах пропускания 80 nm пленки HgTe было проведено детальное сравнение спектров аналогичных структур со слоями HgTe толщиной 20, 80, 200 nm и 1.3 μm (рис. 3). Как уже упоминалось выше, спектр квантовых ям и пленок HgTe существенным образом зависит от толщины слоя HgTe. В частности, напряженная 80 nm пленка HgTe имеет объемную запрещенную зону, в то время как такая же система при 20 nm толщине слоя HgTe является двумерным полуметаллом, где наблюдается перекрытие зон [18,19]. Закон дисперсии пленки с толщиной 200 nm точно неизвестен, однако стоит ожидать, что он будет близок к спектру 80 nm пленки HgTe, однако должен иметь меньшую, либо даже нулевую, запрещенную зону за счет частичной релаксации напряжения. Наконец, последняя структура является объемным материалом, энергетический спектр которой соответствует бесщелевому кристаллу теллурида ртути.

На основе анализа данных, представленных на рис. 3, можно сделать следующие выводы. Как видно, на всех спектрах пропускания вне зависимости от толщины слоя HgTe наблюдается провал вблизи 14.5 meV. Величина пропускания при этой энергии монотонно уменьшается с увеличением толщины слоя HgTe, падая практически до нуля для самой толстой пленки. При этом вне области резонансного поглощения коэффициент пропускания уменьшается не более чем на 20%. Очевидно, что наблюдаемая особенность при 14.5 meV нечувствительна к электронному спектру носителей, а зависит лишь от толщины слоя, поэтому связана, по-видимому, с поглощением на оптических фононах в слое HgTe. Наличие соответствующего пика на спектре отражения наиболее толстой пленки HgTe также подтверждает фононную природу обнаруженной особенности (вставка к рис. 3, *d*). С повышением температуры минимум в спектрах пропускания расплывается и смещается в область больших энергий на величину около 0.5 meV, это согласуется с результатами работы [16]. Оценка значения показателя фононного поглощения в резонансе, полученная с использованием величин коэффициента пропускания структур со слоями HgTe толщинами 20, 80 и 200 nm на рис. 3, составляет $5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$. Это значение также по порядку величины соответствует литературным данным [16].

4. Заключение

Таким образом, в работе были измерены и проанализированы спектры пропускания квантовых ям и пленок HgTe в диапазоне толщин от 20 nm до 1.3 μm . Обнаружено, что наличие слоя HgTe приводит к возникновению на спектрах пропускания минимума при энергии 14.5 meV, который нечувствителен к закону дисперсии носителей. Его глубина монотонно растет с увеличением толщины пленки HgTe, без этого слоя особенность отсутствует. Такое поведение указывает на фононную природу минимума, что также подтверждается температурной зависимостью его положения. Полученные результаты свидетельствуют о том, что межзонные переходы в исследуемых системах обладают слабой активностью для их наблюдения в сигнале пропускания. Возможно, измерение спектров фотопроводимости с учетом представленных в данной работе результатов позволит получить о них информацию.

Авторы работы благодарят В.Л. Альперовича и Г.В. Будкина за плодотворное обсуждение результатов, а также С.Л. Вебера за помощь в проведении экспериментов.

Список литературы

- [1] М.И. Дьяконов, А.В. Хаецкий. Письма в ЖЭТФ **33**, 115 (1981).
- [2] L.G. Gerchikov, A.V. Subashiev Phys. Status Solidi **160**, 443 (1990).
- [3] Б.А. Волков, О.А. Панкратов Письма в ЖЭТФ **42**, 145 (1985).
- [4] B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.Zhang. Science **314**, 1757 (2006).
- [5] M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, X.L. Qi, S.C. Zhang. Science **318**, 766 (2007).
- [6] C. Brune, C.X. Liu, E.G. Novik, E.M. Hankiewicz, H. Buhmann, Y.L. Chen, X.L. Qi, Z.X. Shen, S.C. Zhang, L.W. Molenkamp. Phys. Rev. Lett. **106**, 126803 (2011).
- [7] D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, D. Weiss. Phys. Rev. Lett. **112**, 196801 (2014).
- [8] D.A. Kozlov, D.Bauer, J. Ziegler, R. Fischer, M.L. Savchenko, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, D.Weiss. Phys. Rev. Lett. **116**, 166802 (2016).
- [9] H. Maier, J. Ziegler, R. Fischer, D.A.Kozlov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky. D. Weiss, Arxiv: 1708.07766 (2017).
- [10] J. Wiedenmann, E. Bocquillon, R.S. Deacon, S. Hartinger, O. Herrmann, T.M. Klapwijk, L. Maier, C. Ames, C. Brune, C. Gould, A. Oiwa, K. Ishibashi, S. Tarucha, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. Nature Commun. **7**, 10303 (2016).
- [11] K.M. Dantscher, D.A. Kozlov, P. Olbrich, C. Zoth, P. Faltermeier, M. Lindner, G.V. Budkin, S.A. Tarasenko, V.V. Belkov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, D. Weiss, B. Jenichen, S.D. Ganichev. Phys. Rev. B **92**, 165314 (2015).

- [12] A.V. Ikonnikov, M.S. Zholudev, K.E. Spirin, A.A. Lastovkin, K.V. Maremyanin, V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, O. Drachenko, M. Helm, J. Wosnitza, M. Goiran, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, F. Teppe, N. Diakonova, C. Consejo, B. Chenaud, W. Knap. *Semicond. Sci. Technol.* **26**, 125011 (2011).
- [13] A.M. Kadykov, F. Teppe, C. Consejo, L. Viti, M.S. Vitiello, S.S. Krishtopenko, S. Ruffenach, S.V. Morozov, M. Marcinkiewicz, W. Desrat, N. Dyakonova, W. Knap, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky. *Appl. Phys. Lett.* **107**, 152101 (2015).
- [14] M. Marcinkiewicz, S. Ruffenach, S.S. Krishtopenko, A.M. Kadykov, C. Consejo, D.B. But, W. Desrat, W. Knap, J. Torres, A.V. Ikonnikov, K.E. Spirin, S.V. Morozov, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, F. Teppe. *Phys. Rev. B* **96**, 035405 (2017).
- [15] З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Н.Н. Михайлов, Д.А. Козлов. *ФНТ* **35**, 10 (2009).
- [16] M. Grynberg, R. Le Toullec, M. Balkanski. *Phys. Rev. B* **9**, 517 (1974).
- [17] Н. Кера, Т. Giebultowicz. *Phys. Scr.* **25**, 807 (1982).
- [18] З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Д.А. Козлов, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. *Письма в ЖЭТФ* **87**, 588 (2008).
- [19] З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Д.А. Козлов, Е.Г. Новик, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. *ФНТ* **37**, 258 (2011).