

Особенности магнито-межподзонных осцилляций в квантовых ямах HgTe

Г. М. Миньков^{+*1)}, О. Э. Рут⁺, А. А. Шерстобитов^{+*}, С. А. Дворецкий^{×°}, Н. Н. Михайлов^{×°}

⁺Уральский федеральный университет им. Б. Н. Ельцина, 620000 Екатеринбург, Россия

^{*}Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения РАН, 620137 Екатеринбург, Россия

[×]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

[°]Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 15 июля 2019 г.

После переработки 15 июля 2019 г.

Принята к публикации 15 июля 2019 г.

Экспериментально исследованы магнито-межподзонные осцилляции (MISO) в одиночных квантовых ямах бесщелевого полупроводника HgTe. Показано, что в отличие от MISO в двойных квантовых ямах на основе широкозонных полупроводников, GaAs, InGaAs и теоретических предсказаний, магнитные поля, при которых наблюдаются пучности высокочастотных осцилляций, совпадают с минимумами, а не с максимумами ρ_{xx} MISO. Предполагается, что эта особенность связана с подавлением резонанса вероятности переходов между уровнями Ландау двух ветвей спектра, расщепленных сильным спин-орбитальным взаимодействием.

DOI: 10.1134/S0370274X19160124

Магнитное поле, нормальное плоскости двумерного (квазидвумерного) газа, B_z приводит к орбитальному квантованию спектра и, как следствие, к появлению осцилляций магнитосопротивления (ρ_{xx}) при низких температурах T (осцилляциям Шубникова–де Газа, ШДГ). Эти осцилляции периодичны по обратному магнитному полю и их частота f определяется концентрацией носителей.

В системах, в которых заполнены несколько ветвей спектра, $E_i(k)$, наряду с осцилляциями с частотами f_i , каждая из которых определяется концентрацией носителей в этой ветви спектра, появляются осцилляции с разностной частотой $f_1 - f_2$, которая появляется за счет переходов между этими ветвями (*magneto-intersubband oscillations* – MISO) [1, 2]. Этим ветвям могут соответствовать носители различных подзон размерного квантования, различных квантовых ям в структурах с двойными квантовыми ямами, носители в широкой одиночной квантовой яме, которые за счет кулоновского отталкивания локализованы у каждой из стенок ямы. Такие осцилляции широко исследовались как теоретически [3–6], так и экспериментально в различных полупроводниковых структурах [7–10].

Наряду с перечисленными случаями, две ветви спектра в одиночных ямах могут возникнуть за счет сильного спин-орбитального (СО) взаимодействия. Достаточно большое СО расщепление может реализоваться в квантовых ямах узкозонных полупроводников (InAs, InSb) и бесщелевых (HgTe, HgSe), а также во многих новых топологических изоляторах.

Осцилляции MISO при сильном СО расщеплении рассматривались лишь теоретически [4, 5], но никогда, насколько нам известно, не наблюдались экспериментально.

Для того, чтобы сразу продемонстрировать, в чем заключаются “Особенности магнито-межподзонных осцилляций в квантовых ямах HgTe”, сравним зависимости $\rho_{xx}(B)$ в структурах с двойными квантовыми ямами GaAs [3] и одиночной квантовой яме HgTe.

На рисунке 1а приведена зависимость $\rho_{xx}(B)$ от магнитного поля в двойной квантовой яме GaAs с $d_{\text{QWs}} = 14$ нм, $d_{\text{barrier}} = 1.4$ нм из работы [3]. Это типичная зависимость, наблюдаемая во многих структурах, как с двойными квантовыми ямами, так и в широких одиночных квантовых ямах, в которых за счет кулоновского отталкивания, носители локализованы у каждой из стенок ямы. Хорошо видно, что в малых полях наблюдаются низкочастотные осцилляции (это MISO), на которые с ростом магнитного поля накладываются высокочастотные осцилля-

¹⁾e-mail: grigori.minkov@imp.uran.ru

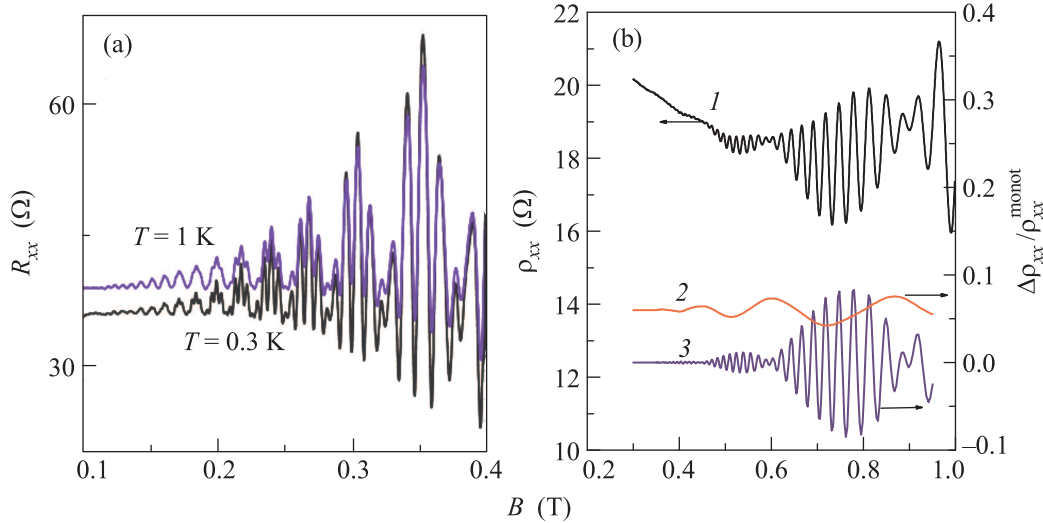


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Магнитосопротивление двойной квантовой ямы GaAs с $d_{QWs} = 14$ нм, $d_{\text{barrier}} = 1.4$ нм из работы [3]. (б) – Магнитосопротивление одиночной квантовой ямы HgTe с $d_{QW} = 10$ нм при $V_g = 6$ В, $n = 8.7 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, $T = 4$ К. Кривая 1 – экспериментальная зависимость. Кривые 2 и 3 – низкочастотная и высокочастотные составляющие, соответственно, полученные при декомпозиции экспериментальной зависимости (см. ниже)

ции ШдГ. При этом поля пучностей высокочастотных осцилляций соответствуют *максимумам* MISO. Осцилляции в одной из структур с одиночной квантовой ямой HgTe, исследованной в настоящей работе, приведены на рис. 1b (кривая 1). Они в целом аналогичны приведенным на рис. 1a, за исключением одного важного отличия: магнитные поля пучностей высокочастотных осцилляций соответствуют *минимумам* MISO. Для большей наглядности на рис. 1в отдельно приведены низкочастотные и высокочастотные осцилляции (нижние кривые), полученные после декомпозиции экспериментальной кривой (процедуры декомпозиции и анализа приведены ниже).

Теоретически, MISO осцилляции исследовались во многих работах (см., например, [4–6]). Эти расчеты дают:

$$\frac{\delta\rho_{xx}(B)}{\rho(0)} = 4 \left[e^{-\alpha_1} FT_1 \cos\left(\frac{2\pi}{B} f_1\right) + e^{-\alpha_2} FT_2 \cos\left(\frac{2\pi}{B} f_2\right) \right] + e^{-(\alpha_2+\alpha_2)} K(W_{1,2}) \cos\left(\frac{2\pi}{B} (f_2 - f_1)\right). \quad (1)$$

Два первых члена (это формулы Лифшица–Косевича (ЛК)) описывают осцилляции ШдГ каждой из групп электронов, а третий, пропорциональный вероятности переходов между группами, $K(W_{1,2})$, описывает MISO. Здесь $\alpha_{1,2} = \pi/\omega_c^{1,2}\tau_q^{1,2}$, $f_i = n_i * h/e$, для невырожденных уровней Ландау, ω_c – циклотронная энергия, τ_q – квантовое время релаксации, $FT_i = X_i/\sinh(X_i)$, где $X_i = \pi^2 k_B T / \hbar \omega_c^i$.

При $\alpha_1 \simeq \alpha_2$ и $FT_1 \simeq FT_2$ сумму первых двух членов можно переписать в виде

$$4 \left[e^{-\bar{\alpha}} \bar{F} \bar{T} \cos\left(\frac{2\pi}{B} \left(\frac{f_1 + f_2}{2}\right)\right) \cos\left(\frac{2\pi}{B} \left(\frac{f_1 - f_2}{2}\right)\right) \right] \quad (2)$$

и при $f_1 \neq f_2$ она описывает биения осцилляций ШдГ.

Выражения (1) и (2) показывают, что магнитные поля пучностей осцилляций ШдГ должны совпадать с максимумами MISO. Именно такое поведение и наблюдается в структурах с двойными ямами GaAs (см. рис. 1a).

Насколько нам известно, MISO в структурах с сильным спин-орбитальным расщеплением спектра вычислялось лишь в двух работах [11, 12]. Но и в этом случае было получено, что положения пучностей осцилляций ШдГ должны совпадать с максимумами MISO, что противоречит экспериментальным результатам (рис. 1b).

Поскольку результаты для одиночных квантовых ям HgTe, приведенные на рис. 1b качественно отличаются от экспериментальных результатов в двойных квантовых ямах “нормальных” полупроводников и от теоретических предсказаний, ниже мы приведем детальное описание эксперимента и анализа результатов.

В настоящей работе были исследованы осцилляции магнитосопротивления в квантовых ямах HgTe толщиной d от 8.3 до 18 нм. Исследуемые структуры Hg $_{1-x}$ Cd $_x$ Te/HgTe/Hg $_{1-x}$ Cd $_x$ Te ($x = 0.6–0.7$) были

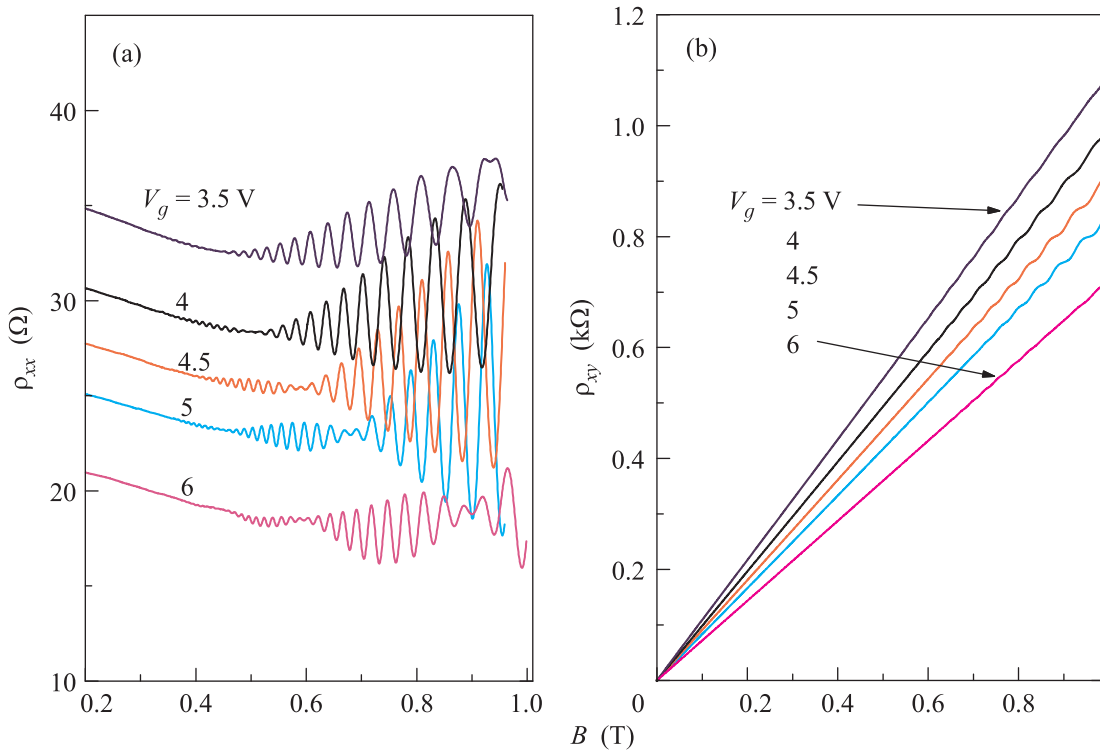


Рис. 2. (Цветной онлайн) Экспериментальные зависимости продольного (ρ_{xx}) и поперечного (ρ_{xy}) магнитосопротивления от магнитного поля при нескольких напряжениях на затворе в структуре с квантовой ямой HgTe, шириной $d_{QW} = 10$ нм. $T = 4$ К

выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs (013). Измерения проводились на холловских мостиках с каналом шириной 0.5 мм и расстоянием между потенциальными контактами 0.5 мм. После нанесения на поверхность мостика подзатворного диэлектрика (парилена), в качестве затвора напылялся алюминий. Измерения продольного (ρ_{xx}) и поперечного (ρ_{xy}) магнитосопротивления проводились на постоянном токе, в омическом режиме, в магнитных полях до 2.5 Т и температурах 1.4–20 К. Все основные зависимости, полученные на различных структурах, аналогичны (схожи), поэтому мы приведем экспериментальные результаты лишь для одной – Н1524 с $d_{QW} = 10$ нм.

На рисунке 2а и б приведены зависимости ρ_{xx} и ρ_{xy} от магнитного поля при нескольких напряжениях на затворе. Видно, что зависимость $\rho_{xy}(B)$ в малых полях линейна, а в полях больше 0.6 Т появляются малые по амплитуде осцилляции. Осцилляции $\rho_{xx}(B)$ начинаются в поле примерно 0.3 Т, с ростом B наблюдаются биения, амплитуда осцилляций во всем диапазоне остается достаточно малой, меньше 25%.

Зависимость холловской концентрации электронов, n_H , от напряжения на затворе и зависимость по-

движности от холловской концентрации приведены на рис. 3. Видно, что холловская концентрация линейно возрастает с ростом напряжения затвора (V_g), а подвижность возрастает с ростом n_H , достигая значения $3.3 \cdot 10^5$ см²/Вс.

Фурье спектр осцилляций $\rho_{xx}(B)$ при $V_g = 6$ В, приведенный на вставке рис. 4, показывает, что осцилляции ρ_{xx} содержат 3 компоненты (частоты f_1, f_2, f_3), при этом $f_1 = f_3 - f_2$. Для разделения высокочастотных осцилляций мы использовали следующую процедуру. После фильтрации спектра Фурье (спектральные характеристики фильтров приведены на вставке рис. 4) выделялись низкочастотная и высокочастотные компоненты, а после обратного Фурье преобразования этих компонент мы получаем низкочастотную (f_1) и сумму высокочастотных ($f_2 + f_3$) осцилляций, которые приведены на рис. 4.

Для разделения высокочастотных осцилляций, экспериментальная зависимость (прореженные точки на рис. 4) фитовалась суммой двух ЛК выражений. Фитовыми параметрами были 2 концентрации, 2 параметра затухания, 2 префактора, 2 фазы осцилляций. Несмотря на столь большое количество фитовых параметров, эта процедура дает однозначный ре-

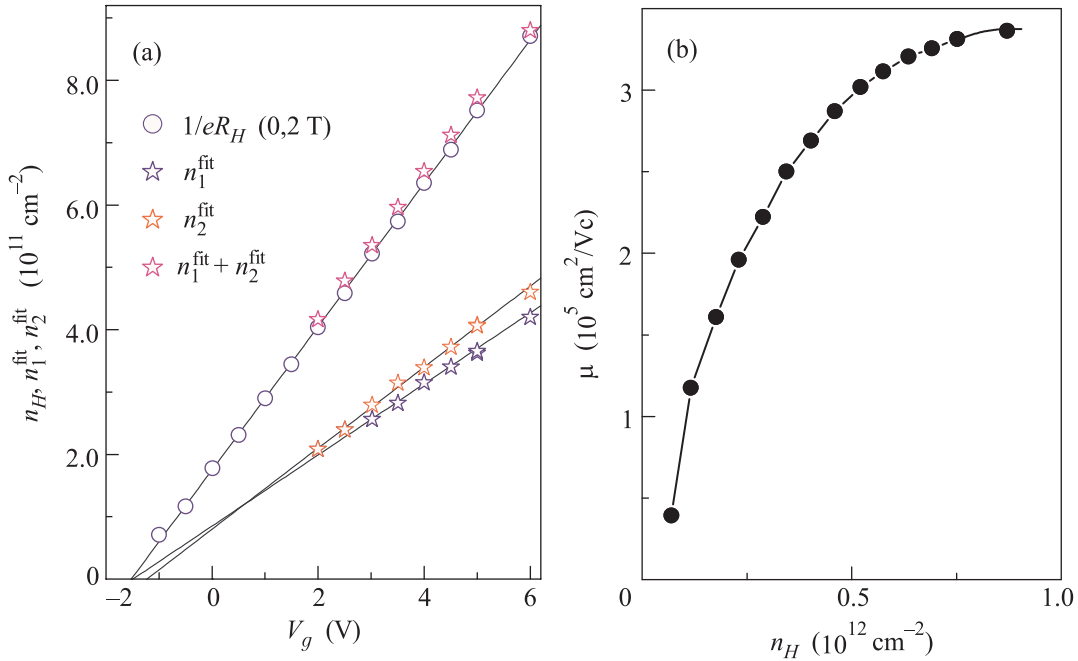


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости холловской концентрации и концентраций, определенных из анализа осцилляций ШДГ (см. текст). (б) – Зависимость холловской подвижности от холловской концентрации. $T = 4 \text{ K}$

зультат, который приведен на рис. 4 (сплошной черной кривой).

Приведенные результаты, как уже говорилось выше, показывают, что положение пучностей высокочастотных осцилляций совпадает с минимумами MISO. Аналогичные результаты наблюдаются во всех исследованных структурах.

Описанная выше процедура обработки дает также значения частот f_2 и f_3 . Концентрации электронов, соответствующие этим частотам, в предположении, что они связаны с односпиновыми уровнями Ландау, $n_i = f_i e/h$, и их сумма, $n_2 + n_3$, приведены на рис. 3. Видно, что $n_2 + n_3$ в пределах точности совпадает с холловской концентрацией, расщепление $n_3 - n_2$ появляется при $V_g \sim 1 \text{ В}$ и возрастает с ростом V_g . Такое поведение согласуется с интерпретацией происхождения двух ветвей спектра – СО расщеплением (более подробно роль различных механизмов СО расщепления рассмотрена в [13]).

Вернемся к обсуждению основной особенности MISO в квантовых ямах HgTe – положения пучностей высокочастотных осцилляций относительно максимумов MISO, которое не согласуется с теоретическими работами [4–6, 11, 12]. В чем специфика исследованных структур? Во-первых, волновые функции электронов многокомпонентны, во-вторых, две группы электронов, переходы между которыми приводят к появлению MISO, образовались за счет силь-

ного СО взаимодействия. Мы полагаем, что основной является вторая причина²⁾.

Какие приближения были сделаны в теоретических работах? Предполагалось, что вероятность переходов между уровнями Ландау из различных ветвей спектра не зависит от номеров уровней, их разницы и главное от “расстройки” резонанса, т.е. $E^+(n_1) - E^-(n_2)$, вблизи уровня Ферми. Поэтому скорость переходов, $\tau_{i,j}^{-1} \propto D_i D_j W_{i,j}$, между уровнями Ландау из разных ветвей максимальна в резонансе ($D_i^1, D_j^2, W_{i,j}^{1,2}$ – плотности начальных и конечных состояний и вероятность переходов между ними, соответственно). В нашем случае, когда две ветви спектра образовались за счет сильного СО взаимодействия, это может быть не так. Действительно, в этом случае “спин”, различный в разных ветвях, жестко привязан к импульсу своей ветви и при переходе с уровня Ландау одной ветви на уровень Ландау в другой, электрон должен изменить как “спин”, так и импульс. Вероятность таких переходов в отсутствие магнитных примесей может быть сильно подавлена, и вместо резонанса при совпадении энергий уровней Ландау разных ветвей мы будем иметь минимум $\tau_{i,j}^{-1}$. Численная симуляция показывает, что это может привести

²⁾ Исследования квантовых ям на основе “нормальных” полупроводников с сильным СО взаимодействием, InSb, InAs, могли бы подтвердить или опровергнуть такое предположение.

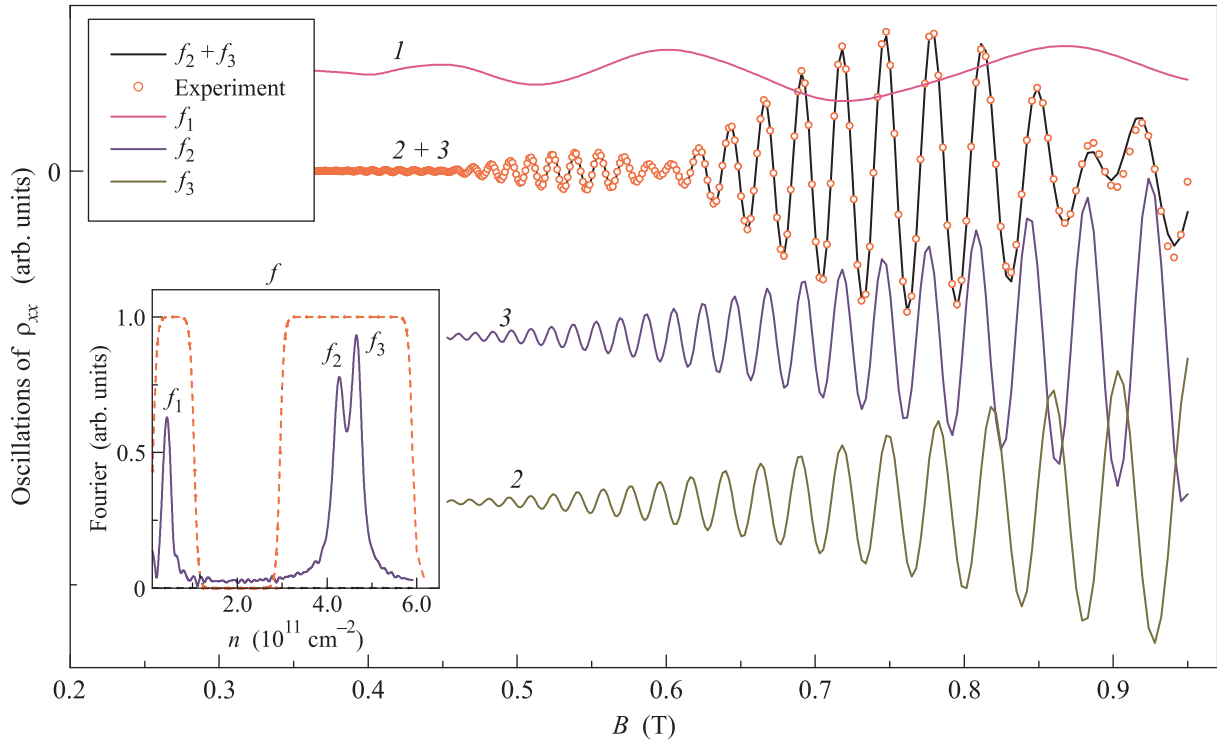


Рис. 4. (Цветной онлайн) На вставке: спектр Фурье осцилляций $\rho_{xx}(B)/\rho_{xx}(0)$ при $V_g = 6$ В (нижняя кривая на рис. 2а). Точечные кривые показывают характеристики фильтров, с помощью которых разделялись низкочастотная (f_1) и высокочастотные компоненты ($f_2 + f_3$). Осцилляционные составляющие $\rho_{xx}(B)/\rho_{xx}(0)$, найденные с помощью обратного Фурье преобразования: в низкочастотном окне (кривая 1) и в высокочастотном окне (прореженные точки). Кривая 2+3 получена в результате фита точечной кривой суммой двух ЛК зависимостей; кривые 2, 3 – каждая из этих двух ЛК зависимостей

к тому, что максимумы MISO сместятся и пучности высокочастотных осцилляций окажутся на минимумах MISO.

Насколько нам известно, зависимость вероятности переходов от “расстройки” резонанса в случае сильного СО взаимодействия в литературе не рассматривалась.

Приведенные результаты показывают, что требуются дальнейшие экспериментальные (исследования MISO в квантовых ямах на основе “нормальных” полупроводников с сильным СО взаимодействием, InSb, InAs) и теоретические исследования для более полного понимания MISO и роли других спин-зависимых эффектов.

Авторы выражают благодарность А. А. Быкову за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке проекта Российского фонда фундаментальных исследований # 18-02-00050, в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема “Электрон”, # АААА-А18-118020190098-5) и Программы повышения конкурентоспособности УрФУ (соглашение # 02.А03.21.0006).

1. В. М. Поляновский, ФТП **22**, 2230 (1988).
2. D. R. Leadly, R. Fletcher, and R. J. Nicholas, Phys. Rev. B **46**, 12439 (1992).
3. R. C. Mamani, G. M. Gusev, T. E. Lamas, and A. K. Bakarov, Phys. Rev. B **77**, 205327 (2008).
4. N. S. Averkiev, L. E. Golub, S. A. Tarasenko, and M. Willander, J. Phys.: Condens. Matter **13**, 2517 (2001).
5. M. E. Raikh and T. V. Shahbazyan, Phys. Rev. B **49**, 5531 (1994).
6. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **81**, 195301 (2010).
7. T. H. Sander, Phys. Rev. B **58**, 13856 (1998).
8. А. А. Быков, И. С. Стрыгин, А. В. Горан, И. В. Марчишин, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров, С. Албеди, С. А. Виткалов, Письма в ЖЭТФ **109**, 401 (2019).
9. S. Wiedmann, G. M. Gusev, O. E. Raichev, A. K. Bakarov, and J. C. Portal, Phys. Rev. B **82**, 165333 (2010).
10. P. T. Coleridge, Semicond. Sci. Technol. **5**, 961 (1990).
11. M. Langenbuch, M. Suhrke, and U. Rössler, Phys. Rev. B **69**, 125303 (2004).
12. S. G. Novokshonov, Low Temp. Physics **39**, 378 (2013).
13. G. M. Minkov, V. Ya. Aleshkin, O. E. Rut, A. A. Sherstobitov, A. V. Germanenko, S. A. Dvoretzki, and N. N. Mikhailov, Physica E **110**, 95 (2019).