

# Исследование магнитопоглощения при различных температурах в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами в импульсных магнитных полях

© В.В. Платонов<sup>\*+</sup>, Ю.Б. Кудасов<sup>\*+</sup>, И.В. Макаров<sup>\*+</sup>, Д.А. Маслов<sup>\*+</sup>, О.М. Сурдин<sup>\*+</sup>, М.С. Жолудев<sup>■</sup>,  
А.В. Иконников<sup>■</sup>, В.И. Гавриленко<sup>■</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>♦≠</sup>, С.А. Дворецкий<sup>♦≠</sup>

\* Саровский физико-технический институт — НИЯУ-МИФИ,  
607189 Саров, Россия

+ Российский федеральный ядерный центр — ВНИИЭФ,  
607189 Саров, Россия

• Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

■ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

♦ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

≠ Новосибирский государственный университет,  
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 22 апреля 2015 г. Принята к печати 12 мая 2015 г.)

Исследовано магнитопоглощение в сильных магнитных полях до 40 Тл при  $T > 77$  К в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами ( $d_{QW} \approx 8$  нм). В спектрах обнаружено до двух линий, связанных как с внутризонным переходом с нижнего уровня Ландау зоны проводимости, так и с межзонным переходом. Показано, что с ростом температуры зонная структура в таких системах изменяется с инвертированной на нормальную.

## 1. Введение

Развитие технологии роста полупроводниковых наноструктур привело к созданию высокоэффективных электронных и оптоэлектронных приборов [1]. Появилась возможность конструировать многослойные структуры с необходимым профилем локализации, распределения носителей заряда и электронного спектра. Этот прогресс был бы невозможен без развития методов расчета зонной структуры и интенсивных экспериментальных исследований электрических, магнитных и оптических свойств монокристаллических полупроводников и полупроводниковых структур с квантовыми ямами (КЯ) и квантовыми точками.

Одним из наиболее эффективных методов изучения зонной структуры полупроводников является исследование магнитопоглощения, которое может быть вызвано как внутризонными (ЦР), так и межзонными переходами. В слабых магнитных полях этот метод дает значение эффективной массы носителей на уровне Ферми, а в квантовых — позволяет определять расстояние между уровнями Ландау, между которыми происходят оптические переходы (см., например, [2,3]). С его помощью можно выявлять непараболичность закона дисперсии и тем самым получать информацию об особенностях зонной структуры новых материалов. Кроме того, данный метод позволяет выявлять „тонкие“ эффекты, например влияние электрон-электронного взаимодействия [4] и отсутствие центра инверсии в элементарной ячейке [5]. Для получения детальной информации в структурах с сильной непараболичностью необходимо проводить

исследования магнитопоглощения в широком диапазоне энергий, что в свою очередь требует использования больших магнитных полей. Кроме того, поскольку для наблюдения циклотронного резонанса необходимо выполнение условия  $\omega_c \tau \geq 1$  ( $\omega_c$  — циклотронная частота,  $\tau$  — время рассеяния импульса) [6], использование более высоких энергий излучения (а значит, и магнитных полей) позволяет исследовать образцы при более высоких температурах. Поэтому развитие технологии получения сверхсильных магнитных полей является актуальной задачей, в том числе и для физики полупроводников. За рубежом созданы национальные центры сильных магнитных полей, в которых ведутся интенсивные исследования новых полупроводниковых гетероструктур, в том числе с участием российских ученых. В то же время следует заметить, что рекордное магнитное поле (2800 Тл) было получено в РФЯЦ-ВНИИЭФ (г. Саров) [7], в котором в настоящее время доступны для исследований магнитные поля до 1000 Тл. Использование сверхсильных магнитных полей позволило наблюдать линии магнитопоглощения при температурах вплоть до комнатной в различных полупроводниках [8,9].

В данной работе представлены результаты исследований магнитопоглощения в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgTe. Такие структуры обладают рядом замечательных свойств, которые обусловлены инвертированным зонным спектром HgTe и сильным спин-орбитальным взаимодействием [10]. Например, в гетероструктурах HgTe/Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te при критической толщине КЯ ( $d_c \approx 6.3$  нм,  $x \approx 0.7$ ) ширина запрещенной зоны обращается в нуль и зависимость энергии носителей заряда от волнового вектора

становится линейной как в зоне проводимости, так и в валентной зоне [10,11], аналогично тому, что имеет место в графене.

К настоящему времени магнитооптические исследования в гетероструктурах на основе HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами были выполнены в достаточно большом объеме [2,12–18]. Тем не менее все эти исследования были выполнены только при низких температурах, что недостаточно для получения информации о трансформации зонного спектра при изменении температуры. В данной работе измерения проводились при температурах 77 К и выше на установке сильных магнитных полей, созданной в СарФТИ „НИЯУ МИФИ“ [19].

## 2. Методика эксперимента

Исследуемые образцы (101 109 — № 1 и 130 212 — № 2) были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs(013) с *in situ* эллипсометрическим контролем состава и толщины в ИФП СО РАН [20]. На релаксированном буферном слое CdTe толщиной в несколько микрометров выращивались последовательно нижний барьер CdHgTe, квантовая яма HgTe и верхний барьер CdHgTe. Сверху структуры были закрыты покровным слоем CdTe толщиной 40 нм. В обоих барьерах на расстоянии 10 нм от квантовой ямы проводилось легирование индием. Параметры структур представлены в таблице. Оба образца имеют инвертированную зонную структуру и обладают *n*-типом проводимости.

Для получения сильных магнитных полей с длительностью в несколько миллисекунд разработана конструкция и технология намотки многовитковой катушки специальным микрокомпозитным проводом Cu-Nd производства ОАО „ВНИИНМ“ с сильным градиентным напряжением. В этом случае внутренние слои оказываются предварительно сжатыми. Дополнительно на поверхности катушки наматывался бандаж из высокопрочной нити АРМОС, пропитанный эпоксидным компаундом с наполнителем. При получении полей выше 20 Тл соленоид охлаждается жидким азотом. Рабочее магнитное поле соленоида с внутренним диаметром 20 мм и длиной 120 мм, при котором можно проводить многократные измерения, составляет 45 Тл. Время достижения максимального магнитного поля составило 5 мс, время спада ~ 20 мс.

Соленоид помещался в пластиковый криостат и охлаждался жидким азотом. Для беспрепятственного прохождения инфракрасного излучения использовался вакуумный канал, в котором по центру соленоида устанавливался образец. Через тепловой ключ температура

образца может меняться в диапазоне 77–250 К. Образец крепился в теплопроводящей керамической втулке, на которой крепились термопара и индукционный датчик поля.

При исследованиях магнитопоглощения в качестве источника излучения использовался СО<sub>2</sub>-лазер, работающий на длине волны 10,6 мкм, в качестве приемника — полупроводниковый оптический приемник на основе CdHgTe (КРТ), работающий при температуре жидкого азота.

## 3. Метод расчета

Для интерпретации результатов экспериментов был выполнен численный расчет уровней Ландау и энергий циклотронных переходов на основе модели Кейна (гамильтониан  $8 \times 8$ , см., например, [2,18]) с учетом деформационных слагаемых, которые возникают из-за несоответствия постоянных решеток квантовой ямы и барьеров. Спектр электронов находился с помощью разложения огибающей волновой функции по плоским волнам и диагонализацией гамильтониана в этом базисе. Магнитное поле учитывалось с помощью подстановки Пайерлса, при этом поперечная часть огибающих функций раскладывалась по волновым функциям свободного электрона в однородном магнитном поле. Подробнее метод расчета и нумерация уровней Ландау описаны в работе [2]. Влияние температуры учитывалось с помощью корректировки ширины запрещенной зоны и разрыва зон на гетерогранице. Температурная зависимость этих величин была взята из работы [21].

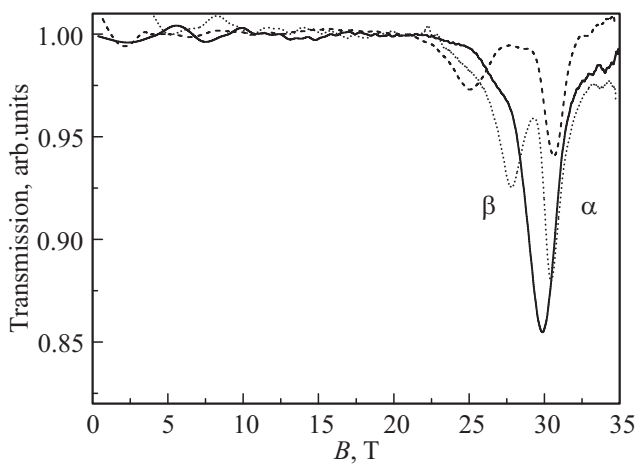
## 4. Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны спектры магнитопоглощения, измеренные в образце № 1. В спектрах наблюдаются 2 линии, с уменьшением температуры от 135 до 77 К эти линии „сливаются“ в одну. Видно, что положение правой линии в спектре почти не зависит от температуры, в то время как положение левой линии сильно меняется с изменением последней. Это позволяет предположить, что левая линия связана с межзонным переходом, и ее положение меняется в соответствии с изменением ширины запрещенной зоны при изменении температуры. Правая линия связана с внутризонным переходом (циклотронный резонанс), поэтому ее положение с изменением температуры меняется слабо. Поскольку в магнитных полях, в которых наблюдается резонансное поглощение, фактор заполнения около единицы, то мы должны наблюдать циклотронный переход с нижнего уровня Ландау зоны проводимости и межзонный переход из валентной зоны на следующий уровень зоны проводимости.

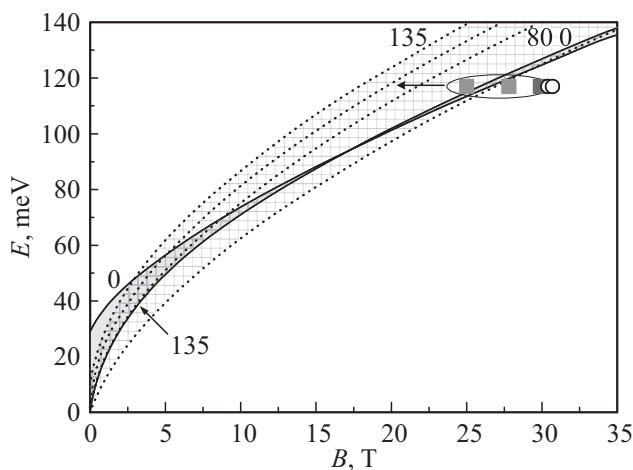
Рассчитанные зависимости энергий указанных переходов от магнитного поля при различных температурах представлены на рис. 2.  $\alpha$  — это переход между уровнями Ландау  $0 \rightarrow 1$ ,  $\beta$  — это переход  $-2 \rightarrow -1$  (см. также

Параметры исследованных структур

№	$d_{QW}$ , нм	$d_{bar}$ , нм	$x_{bar}$ , %	$n (T = 4.2 \text{ К}), 10^{11} \text{ см}^{-1}$	$\mu (T = 4.2 \text{ К}), 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
1	8	60	77	4.5	85
2	8.3	41	78	10.2	69



**Рис. 1.** Спектры магнитопоглощения, измеренные в образце № 1 при различных температурах: 77 (сплошная линия), 108 (точечная линия) и 135 К (пунктирная линия).



**Рис. 2.** Зависимость энергий циклотронных переходов от магнитного поля при разных температурах в образце № 1. Сплошные линии — переходы  $\alpha$  ( $0 \rightarrow 1$ ), рассчитанные для температур 0 и 135 К (в слабых магнитных полях верхняя и нижняя линии, соответственно), точечные — переходы  $\beta$  ( $-2 \rightarrow -1$ ) ( $T = 0, 80, 110$  и 135 К). Символы — положения минимумов линий, наблюдаемых в спектрах магнитопоглощения при различных температурах: квадраты — линия  $\beta$  (справа налево  $T = 77, 108$  и 135 К), кружки — линия  $\alpha$ .

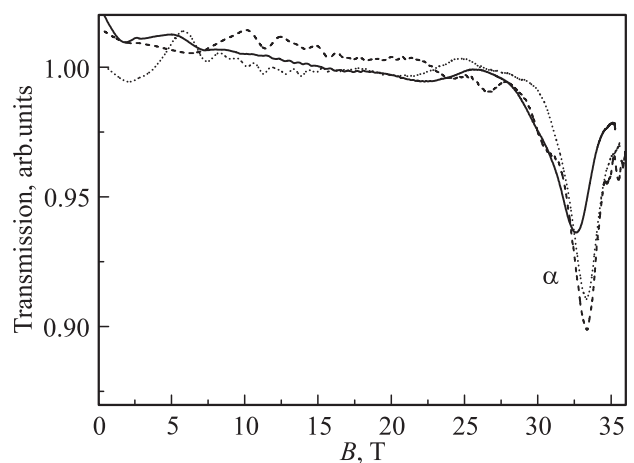
рис. 5 из работы [2]). Важным обстоятельством является то, что с ростом температуры зонная структура в образце № 1 меняется с инвертированной на нормальную. При низких температурах переход  $\alpha$  ( $0 \rightarrow 1$ ) является межзонным, поскольку уровень 0 принадлежит валентной зоне. Переход  $\beta$  ( $-2 \rightarrow -1$ ) соответственно внутризонный (рис. 2), аналогично тому, что наблюдалось в работе [2]. С ростом температуры ширина запрещенной зоны в отличие от „традиционного“ поведения начинает уменьшаться и при некоторой ( $\sim 50$ – $60$  К) температуре обращается в 0 (см. также [22]). С дальнейшим ростом температуры ширина запрещенной зоны начинает увеличиваться, а зонная структура становится нормальной.

Соответственно переход  $0 \rightarrow 1$  становится внутризонным, а переход  $-2 \rightarrow -1$  — межзонным. Именно эти переходы и наблюдаются в спектрах магнитопоглощения. Левая линия в спектрах на рис. 1 соответствует переходу  $\beta$  ( $-2 \rightarrow -1$ ). С ростом температуры она значительно сдвигается с сторону меньших полей, правая линия соответствует переходу  $\alpha$  ( $0 \rightarrow 1$ ), ее положение, как видно из рис. 2, слабо зависит от температуры.

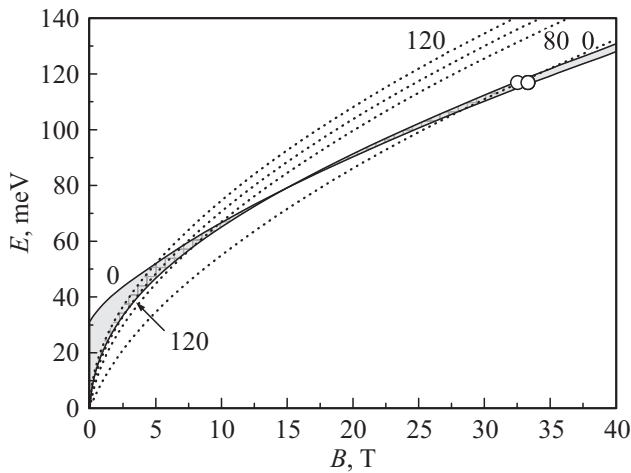
Необычная зависимость ширины запрещенной зоны и энергий переходов также приводит к тому, что существуют области температур и магнитных полей, в которых энергии этих переходов совпадают. Это подтверждается экспериментально в образце № 1. Из рис. 1 видно, что при  $T = 79$  К линии  $\alpha$  и  $\beta$  сливаются в одну.

Тем не менее количественное согласие экспериментальных и теоретических результатов не очень хорошее. Обе линии поглощения наблюдаются в более сильных магнитных полях, чем предсказывает расчет, расхождение составляет 15–25%. По-видимому, данное расхождение связано со слишком простым способом учета влияния температуры на уровни Ландау и энергии переходов. Одним из возможных направлений развития модели может быть учет различного температурного расширения материалов HgTe и CdHgTe и соответственно изменения величины встроенной деформации, которая, как известно, оказывает значительное влияние на зонный спектр в гетероструктурах на основе КРТ, приводя, в частности, к перекрытию зоны проводимости и бокового максимума валентной зоны в широких ( $\sim 20$  нм) квантовых ямах (КЯ) HgTe (см., например, [17]).

В образце № 2 с большей концентрацией носителей заряда в спектрах магнитопоглощения наблюдалась одна линия, положение которой слабо зависело от температуры (рис. 3). Сопоставление положения наблюдаемой линии в спектрах магнитопоглощения с теоретическими расчетами (рис. 4) позволило идентифицировать наблюдаемую линию как переход  $\alpha$  ( $0 \rightarrow 1$ ), который является внутризонным в исследованном диапазоне температур.



**Рис. 3.** Спектры магнитопоглощения, измеренные в образце № 2 при различных температурах: 77 (сплошная линия), 100 (точечная линия) и 119 К (пунктирная линия).



**Рис. 4.** Зависимость энергий циклотронных переходов от магнитного поля при разных температурах в образце № 2. Сплошные линии — переходы  $\alpha$  ( $0 \rightarrow 1$ ), рассчитанные для температур 0 и 120 К (в слабых магнитных полях верхняя и нижняя линии соответственно), точечные — переходы  $\beta$  ( $-2 \rightarrow -1$ ) ( $T = 0, 80, 100$  и  $120$  К). Символы — положения минимумов линии, наблюдаемой в спектрах магнитопоглощения при различных температурах.

Переход  $\beta$  ( $-2 \rightarrow -1$ ) не был зарегистрирован, поскольку фактор заполнения в ожидаемом резонансном магнитном поле оказывается больше двух, соответственно уровень  $-1$  оказывается заполненным и переходы на него идти не могут. Переходы же с этого уровня ( $-1 \rightarrow 0$ ) могут наблюдаться лишь при меньших энергиях или же в значительно более сильных магнитных полях.

Таким образом, в работе было экспериментально исследовано магнитопоглощение при  $T = 77\text{--}135$  К в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами в импульсных магнитных полях до 40 Тл. Обнаружены как внутризонный переход (циклотронный резонанс), так и межзонный переход с уровня Ландау валентной зоны на уровень зоны проводимости. Теоретическое исследование зонной структуры при разных температурах показало, что зонная структура с ростом  $T$  меняется с инвертированной на нормальную при  $T \approx 50$  К для структур с квантовыми ямами  $\sim 8$  нм.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (14-02-01103, 13-02-00894 и 13-02-01194), грантов президента РФ МК-6830.2015.2, НИИ-1214.2014.2 и РАН.

## Список литературы

[1] Ж.И. Алфёров. ФТП, **32** (1), 3 (1998).  
 [2] 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. Dvoretiskii, F. Teppe, N. Diakonova, C. Consejo, B. Chenaud, W. Knap. *Semicond. Sci. Technol.*, **26**, 125 011 (2011).

[3] S.S. Krishtopenko, A.V. Ikonnikov, K.V. Maremyanin, K.E. Spirin, V.I. Gavrilenko, Yu.G. Sadofyev, M. Goiran, M. Sadowsky, Yu.B. Vasilyev. *J. Appl. Phys.*, **111**, 093 711 (2012).  
 [4] S.S. Krishtopenko, A.V. Ikonnikov, M. Orlita, Yu.G. Sadofyev, M. Goiran, F. Teppe, W. Knap, V.I. Gavrilenko. *J. Applied Phys.*, **117**, 112 813 (2015).  
 [5] М.С. Жолудев, Ф. Теп, С.В. Морозов, М. Орлита, К. Консейон, С. Руфенах, В. Кнап, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов. *Письма ЖЭТФ*, **100** (12), 895 (2014).  
 [6] Н. Ашкрофт, Н. Мермин. *Физика твердого тела* (М., Мир, 1979) т. 2.  
 [7] В.А. Boyko, А.И. Bykov, М.И. Dolotenko, N.P. Kolokolchikov, I.M. Markevtsev, O.M. Tatsenko, A.M. Shuvalov. 12th IEEE Int. Pulsed Power Conf., 1999. Digest of Technical Papers (1999).  
 [8] N. Puhmann, O.M. Tatsenko, I. Stolpe, I.M. Markevtsev, M. von Ortenberg, V.D. Selemir, A.I. Bykov, A.N. Moiseenko, D. Schikora. *Phys. B*, **294–295**, 447 (2001).  
 [9] V.I. Gavrilenko, V.Ya. Aleshkin, D.V. Kozlov, S.V. Morozov, N.V. Zakrevskii, B.N. Zvonkov, A.V. Filippov, I.M. Markevtsev, A.N. Moiseenko, V.D. Selemir, O.M. Tatsenko, S. Hansel, M. von Ortenberg. Proc. 14th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“ (Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia, 2006) p. 166–167.  
 [10] M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, X.-L. Qi, S.-C. Zhang. *Sci.*, **318**, 766 (2007).  
 [11] B. Buttner, C.X. Liu, G. Tkachov, E.G. Novik, C. Brune, H. Buhmann, E.M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S.C. Zhang, L.W. Molenkamp. *Nature Physics*, **8**, 491 (2012).  
 [12] M. Schultz, F. Heinrichs, U. Merkt, T. Colin, T. Skauli, S. Lovold. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 1168 (1996).  
 [13] M. Schultz, U. Merkt, A. Sonntag, U. Rossler, R. Winkler, T. Colin, P. Helgesen, T. Skauli, S. Lovold. *Phys. Rev. B*, **57**, 14 772 (1998).  
 [14] M. Orlita, M. Orlita, K. Masztalesz, C. Faugeras, M. Potemski, E.G. Novik, C. Brune, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. B*, **83**, 115 307 (2011).  
 [15] З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Н.Н. Михайлов, Д.А. Козлов. *ФНТ*, **35**, 10 (2009).  
 [16] А.В. Иконников, М.С. Жолудев, К.В. Маремьянин, К.Е. Спирин, А.А. Ластовкин, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов. *Письма ЖЭТФ*, **95** (8), 452 (2012).  
 [17] M.S. Zholudev, A.V. Ikonnikov, F. Teppe, M. Orlita, K.V. Maremyanin, K.E. Spirin, V.I. Gavrilenko, W. Knap, S.A. Dvoretiskiy, N.N. Mikhailov. *Nanoscale Res. Lett.*, **7**, 534 (2012).  
 [18] M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita, C. Consejo, J. Torres, N. Dyakonova, M. Czapkiewicz, J. Wrobel, G. Grabecki, N. Mikhailov, S. Dvoretiskii, A. Ikonnikov, K. Spirin, V. Aleshkin, V. Gavrilenko, W. Knap. *Phys. Rev. B*, **86**, 205 420 (2012).  
 [19] V.V. Platonov, Yu.B. Kudasov, A.V. Filippov, I.V. Makarov, D.A. Maslov, O.M. Surdin. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **43** (1), 365 (2015).  
 [20] S. Dvoretisky, N. Mikhailov, Yu. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, S. Ganichev. *J. Electron. Mater.*, **39** (7), 918 (2010).  
 [21] C.R. Becker, V. Latussek, A. Pfeuffer-Jeschke, G. Landwehr, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. B*, **62**, 10 353 (2000).

- [22] А.А. Ластовкин, А.В. Иконников, М.С. Жолудев, В.И. Гавриленко, О. Драченко, М. Helm, J. Wosnitza. / Нанопфизика и наноэлектроника: Тр. XVII Междунар. симп. Нижний Новгород, ИФМ РАН, 11–15 марта 2013 (Н. Новгород. 2013) т. 2, с. 511.

*Редактор Т.А. Полянская*

### **Magnetoabsorption study at different temperatures in HgTe/CdHgTe quantum well heterostructures in pulsed magnetic fields**

**Abstract** Magnetoabsorption in high magnetic fields up to 40 T at  $T > 77$  K in HgTe/CdHgTe quantum well heterostructures ( $d_{\text{QW}} \approx 8$  nm) was studied. The spectra revealed two lines associated with both intraband transition from the lowest Landau level in conduction band, and with the interband transition. It is shown that with increasing temperature the band structure in these systems changes from inverted to normal.