

## Влияние инфракрасного излучения на квантовый магнитотранспорт в структурах $n$ -InGaAs/GaAs с двумя сильно связанными квантовыми ямами

С.В. Гудина, Ю.Г. Арапов, В.Н. Неверов, С.М. Подгорных, М.В. Якунин

*Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, ГСП-170, г. Екатеринбург, 620990, Россия*

E-mail: svpopova@imp.uran.ru

Статья поступила в редакцию 5 декабря 2012 г.

Экспериментально исследовано продольное  $\rho_{xx}(B)$  и холловское  $\rho_{xy}(B)$  магнитосопротивление в перпендикулярном плоскости образца магнитном поле в наноструктурах  $n$ -InGaAs/GaAs с двойными сильно связанными квантовыми ямами в диапазоне магнитных полей  $B = 0$ –16 Тл и температур  $T = 0,05$ –60 К до и после низкотемпературной подсветки инфракрасным излучением. Появление положительной остаточной фотопроводимости приводит к изменению характера температурной зависимости сопротивления с «диэлектрического» ( $d\rho/dT < 0$ ) при  $T \leq 8$  К на «металлический» ( $d\rho/dT > 0$ ) при более высоких температурах. Показано, что это связано с появлением температурной зависимости концентрации носителей заряда. Подвижность носителей, имевшая сильную зависимость от температуры до подсветки, после воздействия инфракрасным излучением практически не зависит от температуры.

Експериментально досліджено подовжній  $\rho_{xx}(B)$  та холлівський  $\rho_{xy}(B)$  магнітоопір в перпендикулярному площині зразка магнітному полі в наноструктурах  $n$ -InGaAs/GaAs з подвійними сильно пов'язаними квантовими ямами в діапазоні магнітних полів  $B = 0$ –16 Тл та температур  $T = 0,05$ –60 К до та після низькотемпературного підсвічування інфрачервоним випромінюванням. Поява позитивної залишкової фотопровідності призводить до зміни характеру температурної залежності опору з «діелектричного» ( $d\rho/dT < 0$ ) при  $T \leq 8$  К на «металевий» ( $d\rho/dT > 0$ ) при більш високих температурах. Показано, що це пов'язано з появою температурної залежності концентрації носіїв заряду. Рухливість носіїв, що мала сильну залежність від температури до підсвічування, після впливу інфрачервоного випромінювання практично не залежить від температури.

PACS: 73.21.Fg Квантовые ямы;

73.40.-c Электронный транспорт в интерфейсных структурах;

73.43.Qt Квантовый транспорт.

Ключевые слова: двойная квантовая яма, квантовый магнитотранспорт, инфракрасное излучение.

### Введение

Полупроводниковые структуры с квантовыми ямами на основе InGaAs в течение ряда лет являются объектами постоянного интереса исследователей благодаря ряду причин: 1) широкому применению их в качестве оптоэлектронных устройств и попыткам расширить диапазон применения в длинноволновую область путем увеличения содержания In; 2) интересный объект для спинтроники из-за большого  $g$ -фактора; 3) пристальное внимание технологов связано со встроенным в структуру этих систем напряжением из-за большого различия постоянных решеток InAs и GaAs и широкой

вариацией составов, способных оказать влияние на электронные свойства [1–10].

Освещение полупроводниковых структур III–V при низких температурах может вызвать изменение концентрации носителей заряда, и эти изменения сохраняются после отключения подсветки. Если подсветка вызывает увеличение концентрации электронов, то это называется положительной остаточной фотопроводимостью. Если после подсветки происходит уменьшение концентрации электронов, то возникает отрицательная остаточная фотопроводимость. Ответственными за это явление считаются глубокие локализованные примесные состояния, природа которых связана со сложным

дефектным комплексом, включающим в себя донор (D) и неизвестный дефект (X), так называемые DX-центры. Знак остаточной фотопроводимости зависит от взаимного положения глубокого донорного уровня и уровня Ферми: если глубокий донорный уровень лежит ниже уровня Ферми, то наблюдается положительная остаточная фотопроводимость, если их взаимное положение обратное, то отрицательная.

В напряженных гетероструктурах InGaAs/GaAs присутствует большое количество дефектов, и для улучшения качества этих структур применяется введение  $\delta$ -слоев. Для модуляционно-допированных структур было показано, что явление остаточной фотопроводимости не обязательно связано с DX-центрами [1–5 и ссылки в них]. Несмотря на большое количество работ, посвященных выяснению природы остаточной фотопроводимости, окончательная ясность здесь еще не достигнута.

Целью настоящей работы было исследование эволюции параметров носителей заряда и электронной структуры рассматриваемой системы под действием освещения с учетом специфики сильно связанной двойной квантовой ямы. Нами были исследованы полевые и температурные зависимости сопротивления образцов  $n$ -In<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>As/GaAs до и после низкотемпературной подсветки инфракрасным излучением в интервале магнитных полей  $B = 0$ –16 Тл и температур  $T = 0,05$ –60 К.

### Результаты эксперимента и их обсуждение

Двойная квантовая яма  $n$ -In<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>As/GaAs представляет собой две находящиеся в балансе одиночные квантовые ямы InGaAs шириной 5 нм, которые разделены барьером GaAs шириной 10 нм. Структура симметрично легирована в барьерах Si ( $N_D = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), ширина спейсера  $d_S = 190$  нм. Образцы выращены методом металлоорганической газовой эпитаксии на полуизолирующей подложке в НИФТИ Нижегородского университета группой Б.Н. Звонкова. Из анализа активационной зависимости продольного сопротивления  $\rho_{xx}(B, T)$  в минимумах в режиме квантового эффекта Холла было получено значение туннельной щели  $\Delta_{SAS} \approx 3$  мэВ [10]. Полная концентрация электронов  $n_t = n_1 + n_2 = 2,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и эффективная подвижность носителей  $\mu = 1,1 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  [10].

Нами проведены измерения продольной и холловской компонент тензора сопротивления ( $\rho_{xx}(B, T)$  и  $\rho_{xy}(B, T)$ ) в магнитных полях  $B = 0$ –16 Тл и при температурах  $T = 0,05$ –60 К при разных концентрациях носителей заряда, которые изменялись путем подсветки образцов инфракрасным излучением при самой низкой температуре эксперимента;  $n_t$  изменялась в интервале  $(2,3$ – $5,5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , подвижность после максимальной засветки  $\mu = 2,7 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Было осуществ-

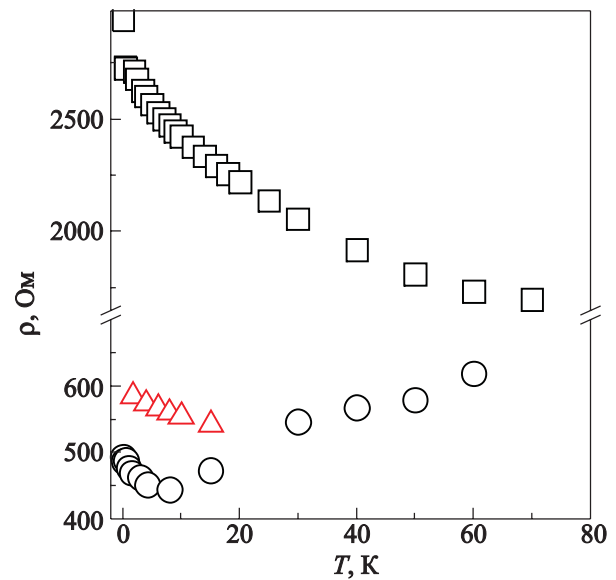


Рис. 1. Температурные зависимости электросопротивления в нулевом магнитном поле для образца InGaAs/GaAs с исходной концентрацией (□), после промежуточной засветки (△) и после максимальной засветки (○).

лено несколько серий измерений: эксперименты в интервале температур  $T = 0,4$ –60 К и магнитных полей  $B = 0$ –12 Тл были проведены в Центре низкотемпературной гальванометрии Института физики металлов УрО РАН на установках Oxford Instruments и Quantum Design; измерения при  $T = 0,05$ –1,00 К в магнитных полях до 16 Тл проводили в Институте Ван дер Ваальса (Амстердам, Голландия).

На рис. 1 представлены температурные зависимости сопротивления в нулевом магнитном поле для образца с исходной и максимальной концентрацией носителей. Видно, что в неосвещенном образце во всем интервале температур наблюдается «диэлектрический» ход проводимости ( $d\rho/dT < 0$ ), а в освещенном образце при  $T > 8$  К «диэлектрический» ход изменяется на «металлический» ( $d\rho/dT > 0$ ).

На рис. 2 представлены зависимости компонент тензора сопротивления  $\rho_{xx}(B, T)$  и  $\rho_{xy}(B, T)$  от магнитного поля при фиксированных температурах. Значение  $\rho_{xx}(B, T)$  с ростом температуры изменяется не монотонно: в интервале температур  $T = 0,05$ –8 К  $\rho_{xx}(B, T)$  уменьшается с ростом температуры, а при  $T \geq 15$  К  $\rho_{xx}(B, T)$  начинает возрастать. При низких температурах  $T \leq 8$  К наблюдается отрицательное магнитосопротивление (ОМС), а при  $T \geq 15$  К — положительное (ПМС). Такое же поведение наблюдалось и в неосвещенном образце, где области наблюдения ОМС и ПМС разделялись еще и по магнитному полю: с ростом температуры область существования ОМС уменьшалась [10]. В полях  $B \approx 0,56$  Тл в образце после освещения начинаются осцилляции Шубникова–де Газа (с фактором заполнения  $\nu = 24$ ),  $\rho_{xx}(B, T) = \rho_{xy}(B, T)$

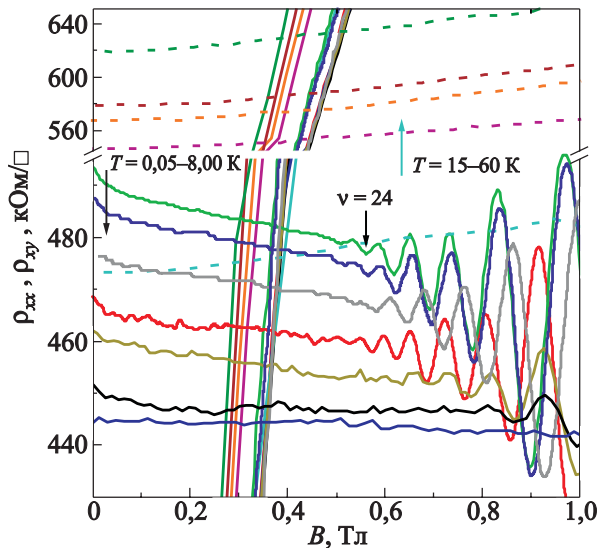


Рис. 2. Зависимости  $\rho_{xx}(B, T)$  и  $\rho_{xy}(B, T)$  в перпендикулярном магнитном поле при температурах  $T = 0,05\text{--}60$  К. Кривые  $\rho_{xx}(B, T)$  разбиты на группы по температурным диапазонам: при  $T \leq 8$  К — сплошные линии, при  $T > 8$  К — пунктирные линии. Стрелками указано направление изменения  $\rho_{xx}$  с ростом температуры.

( $\mu B = 1$ ) в полях  $B = 0,38$  Тл. На зависимостях  $\rho_{xy}(B, T)$  хорошо видно, что коэффициент Холла меняется с изменением температуры, что может быть связано с зависимостью концентрации носителей заряда от температуры.

На рис. 3 представлены зависимости компонент тензора магнитопроводимости ( $\sigma_{xx}(B, T)$  и  $\sigma_{xy}(B, T)$ ) от магнитного поля при фиксированных температурах. Для образца с исходной концентрацией  $\sigma_{xy}(B, T)$  в слабых полях  $\mu B \leq 1$  сильно зависит от температуры,

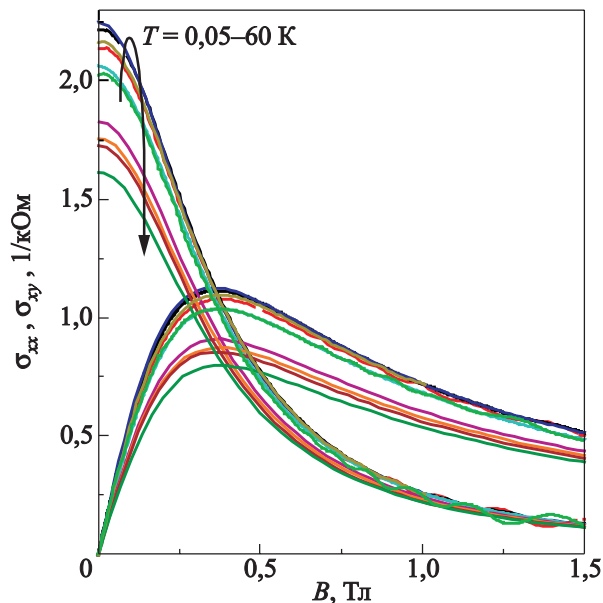


Рис. 3. Зависимости  $\sigma_{xx}(B, T)$  и  $\sigma_{xy}(B, T)$  в перпендикулярном магнитном поле при температурах  $T = 0,05\text{--}60$  К.

максимум  $\sigma_{xy}(B, T)$  сдвигается в область более слабых полей, а также изменяется значение  $\sigma_{xy}(B, T)$  в максимуме. Такое поведение было объяснено наличием зависимости  $\mu(T)$  [10]. По температуре, согласно параметру  $k_B T \tau / \hbar$  (где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $\tau$  — время свободного пробега,  $\hbar$  — постоянная Планка), который у нас принимает значения  $0,03\text{--}3,8$  для образца с исходной концентрацией и  $0,06\text{--}7,0$  — для образца с максимальной концентрацией, мы переходим из диффузионного в баллистический режим, чем было объяснено возникновение температурной зависимости  $\mu(T)$  [10]. Для засвеченного образца положение максимума  $\sigma_{xy}(B, T)$ , так же, как и точки пересечения зависимостей  $\sigma_{xy}(B, T)$  и  $\sigma_{xx}(B, T)$ , относительно магнитного поля остается постоянным, а значение  $\sigma_{xy}(B, T)$  в максимуме изменяется. Согласно теории Друде  $\sigma_{xy}(B, T)$  имеет максимум, а  $\sigma_{xy}(B, T)$  и  $\sigma_{xx}(B, T)$  пересекаются при  $\mu B = 1$ . Значение  $\sigma_{xy}(B, T)$  в максимуме равно  $\sigma_D / 2 = e n_i \mu / 2$ . Таким образом, после освещения образца эффективная подвижность носителей не зависит от температуры, и температурная зависимость максимума  $\sigma_{xy}(B, T)$  в слабых полях может быть связана с зависимостью концентрации носителей заряда от температуры.

Волновые функции энергетических уровней двойной квантовой ямы (ДКЯ), находящейся в балансе (концентрации носителей заряда в ямах  $n_1$  и  $n_2$  совпадают), сильно перемешиваются и образуют симметричные и антисимметричные состояния, разделенные энергетической щелью  $\Delta_{SAS}$ , зависящей от величины барьера между ямами. Электроны при этом имеют равную вероятность нахождения в любой из ям. Если систему вывести из баланса, например, путем инфракрасной подсветки или приложением напряжения на затвор, полная волновая функция электронов в ДКЯ представляется уже в виде суммы волновых функций электронов из разных квантовых ям, и уровни становятся локализованными в одной из ям [12]. Таким образом, в транспорте принимают участие два типа носителей: до подсветки, когда наша система представляет собой квантовую яму с двумя заполненными подзонами, электроны из разных подзон, а после освещения (структура с двумя независимыми квантовыми ямами) — электроны из разных квантовых ям.

При  $T < 8$  К параметры 2D электронов в подзонах и в ямах определялись методом Фурье-анализа [11] осцилляций Шубникова–де Гааза, а при  $T \geq 8$  К — по эффекту Холла и квазиклассическому положительному магнитосопротивлению по формулам для двух типов носителей [12]. Результаты определения концентраций и подвижностей электронов в подзонах симметричных и антисимметричных состояний в образце до освещения и их обсуждение приведены в работах [10]. Показано, что при  $T \geq 8$  К концентрации носителей заряда в подзонах практически не зависят от температуры, в

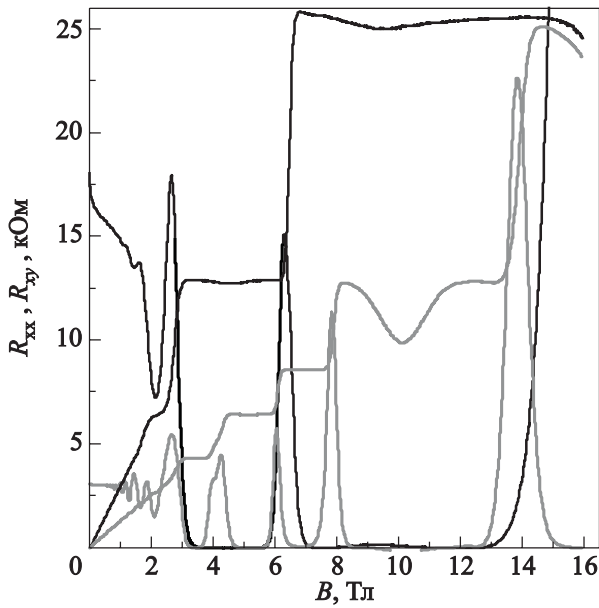


Рис. 4. Зависимости  $R_{xx}(B, T)$  и  $R_{xy}(B, T)$  в перпендикулярном магнитном поле при температуре  $T = 0,05$  К для темного образца (черные линии) и образца после максимальной засветки (серые линии).

отличие от подвижностей, где «диэлектрический» ход температурной зависимости  $\mu(T)$  в подзоне симметричных состояний меняется на «металлический» для подзоны антисимметричных состояний [10]. При  $T \leq 4,2$  К нам не удалось выделить вклад от второй подзоны методом фурье-анализа.

На рис. 4 представлены зависимости  $R_{xx}(B, T)$  и  $R_{xy}(B, T)$  при  $T = 0,05$  К для образца с исходной концентрацией и образца после максимальной засветки. Можно увидеть, как существенно изменились как значения сопротивления, так и картина осцилляций Шубникова-де Газа после воздействия инфракрасным излучением.

На рис. 5 представлены температурные зависимости концентрации (полной и по отдельным ямам) носителей заряда после максимального освещения. Видно, что в области температур  $T \leq 4,2$  К концентрации изменяются слабо. Эти различия могут быть связаны с тем, что разные серии измерений проводились на разных установках и со значительным временным интервалом. С ростом температуры полная концентрация убывает, что связано с резким уменьшением концентрации носителей во второй яме в интервале температур  $4,2 \text{ К} \leq T \leq 15,0 \text{ К}$ . Далее  $n_2$  практически от температуры не зависит, и дальнейшее уменьшение полной концентрации с ростом  $T$  связано с уменьшением  $n_1$ . После отогрева образца до комнатной температуры его сопротивление и  $n_i$  возвращаются к исходным значениям. Уменьшение концентрации при температурах  $T > 15$  К связано с тем, что электроны, выбитые освещением с примесных уровней, происхо-

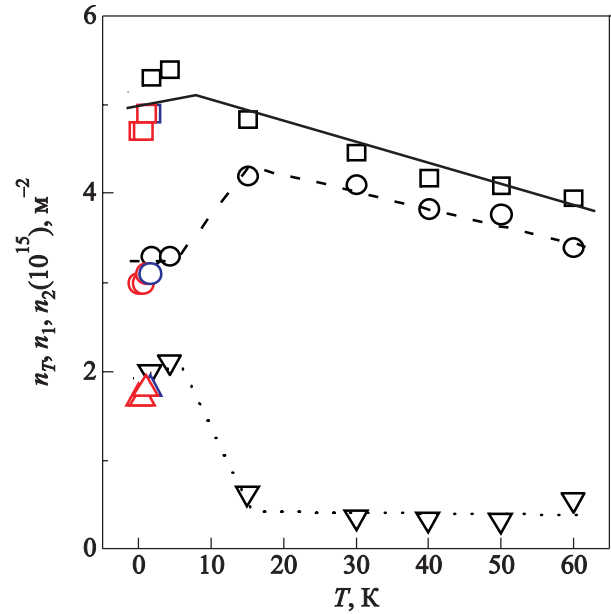


Рис. 5. Температурные зависимости концентрации электронов для образца после максимальной засветки: полная концентрация ( $\square$ ), концентрация в первой яме ( $\circ$ ), концентрация во второй яме ( $\nabla$ ), разными оттенками представлены данные из разных серий экспериментов.

ждение которых еще обсуждается в литературе [1–5,9], с ростом температуры возвращаются на свои места. Подвижность носителей заряда слабо зависит от температуры (рис. 6).

Существенно немонотонное поведение температурной зависимости сопротивления связано как с изменением концентрации с температурой, так и с вкладом квантовых поправок в проводимость и их зависимостью от температуры.

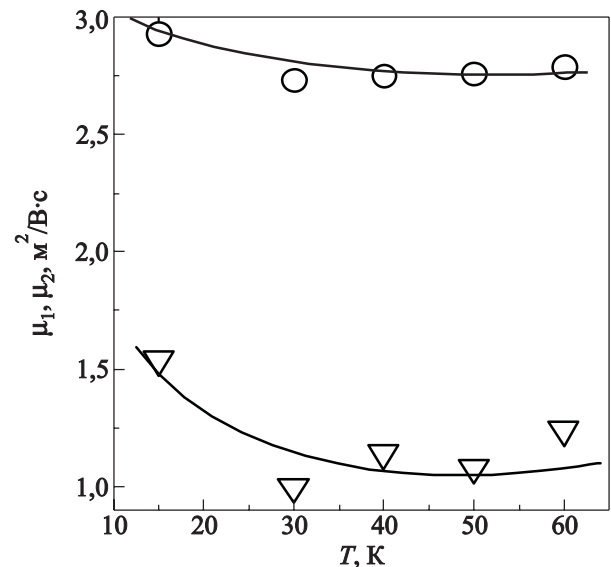


Рис. 6. Температурные зависимости подвижности электронов для образца после максимальной засветки (обозначения соответствуют рис. 5).

### Заклучение

Измерены магнитополевые зависимости компонент тензора сопротивления при фиксированных температурах в структурах  $n$ -InGaAs/GaAs до и после низкотемпературного освещения инфракрасным излучением. Показано, что возникающая положительная остаточная фотопроводимость вызывает более чем двукратное увеличение концентрации носителей заряда. С ростом температуры концентрация уменьшается и достигает исходных значений при комнатной температуре. «Металлический» характер температурной зависимости сопротивления  $dp/dT > 0$  при  $T > 8$  К связан с уменьшением концентрации носителей заряда с ростом температуры.

Работа поддержана РФФИ: грант № 11-02-00427 и Программой президиума РАН 12-П-2-1051.

1. Ikai Lo, M.J. Kao, W.C. Hsu, K.K. Kuo, Y.C. Chang, H.M. Weng, J.C. Chiang, and S.F. Tsay, *Phys. Rev. B* **54**, 4774 (1996).
2. A. Babinski, G. Li, and C. Jagadish, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1664 (1997).
3. M. Zevros, M. Elliot, and D.I. Westwood, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 2026 (1999).
4. A. Babiński, J. Siwiec-Matuszyk, J.M. Baranowski, G. Li, and C. Jagadish, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 999 (2000).
5. A. Cavalheiro, E.C.F. da Silva, E.K. Takahashi, A.A. Quivy, J.R. Leite, and E.A. Meneses, *Phys. Rev. B* **65**, 075320 (2002).
6. A. Cavalheiro, E.C.F. da Silva, A.A. Quivy, E.K. Takahashi, S. Martini, M.J. da Silva, E.A. Meneses, and J.R. Leite, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, 121 (2003).
7. I.R. Pagnossin, E.C.F. da Silva, A.A. Quivy, S. Martini, and C.S. Sergio, *J. Appl. Phys.* **97**, 113709 (2005).
8. Ikai Lo, J.R. Lian, H.Y. Wang, M.H. Gau, J.K. Tsai, Jih-Chen Chiang, Y.J. Li, and W.C. Hsu, *J. Appl. Phys.* **100**, 063712 (2006).
9. C.H. Chan, J.D. Wu, Y.S. Huang, Y.K. Su, and K.K. Tiong, *J. Appl. Phys.* **106**, 043523 (2009).
10. Ю.Г. Арапов, М.В. Якунин, С.В. Гудина, И.В. Карсканов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушнина, С.М.

Подгорных, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова, *ФHT* **33**, 217 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 156 (2007)]; Ю.Г. Арапов, И.В. Карсканов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушнина, М.В. Якунин, *ФHT* **35**, 44 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 32 (2009)].

11. S. Yamada H. Asai, and Yu. Kawamura, *J. Appl. Phys.* **72**, 569 (1992).
12. R. Fletcher, M. Tsaousidou, T. Smith, P.T. Coleridge, Z.R. Wasilewski, and Y. Feng, *Phys. Rev. B* **71**, 155310 (2005).

### The effect of infrared illumination on quantum magnetotransport in strongly coupled $n$ -InGaAs/GaAs double quantum wells

S.V. Gudina, Yu.G. Arapov, V.N. Neverov, S.M. Podgornykh, and M.V. Yakunin

Longitudinal  $\rho_{xx}(B)$  and Hall  $\rho_{xy}(B)$  magnetoresistances are measured as a function of transverse magnetic field in  $n$ -InGaAs/GaAs nanostructures with strongly-coupled double quantum wells in the temperature range  $T = 0.05\text{--}60$  K and magnetic fields  $B = 0\text{--}16$  T before and after low-temperature infrared irradiation. The appearance of persistent photoconductivity causes the type of the temperature dependence of resistance to be changed: from insulator-like ( $dp/dT < 0$ ) for  $T \leq 8$  K to metallic-like ( $dp/dT > 0$ ) at higher temperatures. It is shown that this is connected with the temperature dependence of electron density. The strong temperature dependence of electron mobility observed before the illumination practically disappears after infrared irradiation.

PACS: 73.21.Fg Quantum wells;  
**73.40.-c** Electronic transport in interface structures;  
 73.43.Qt Quantum transport.

Keywords: double quantum wells, quantum magnetotransport, infrared illumination.