

## Обменное усиление $g$ -фактора электронов в напряженных гетероструктурах InGaAs/InP

© С.С. Криштопенко<sup>+,\*</sup>, К.В. Маремьянин<sup>+,\*†</sup>, К.П. Калинин<sup>+,†</sup>, К.Е. Спирин<sup>+,\*\*</sup>,  
В.И. Гавриленко<sup>+,\*</sup>, Н. В. Байдусь<sup>\*</sup>, Б.Н. Звонков<sup>\*</sup>

<sup>+</sup> Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>\*</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>†</sup> Московский физико-технический институт (факультет общей и прикладной физики),  
141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия

<sup>\*\*</sup> International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures,  
95 Gajowicka str., 53-421, Wroclaw, Poland

(Получена 23 мая 2014 г. Принята к печати 16 июня 2014 г.)

Исследовано обменное усиление  $g$ -фактора в напряженных гетероструктурах InGaAs/InP с двумерным электронным газом. Из анализа температурной зависимости сопротивления в минимумах осцилляций Шубникова–де Гааза в перпендикулярных магнитных полях до 12 Тл вблизи нечетных факторов заполнения уровней Ландау определены значения эффективного фактора Ланде электронов  $g^* = -(8.6 - 10.1)$ . Полученные экспериментальные значения сравниваются с теоретическими расчетами  $g$ -фактора квазичастиц, выполненных с использованием 8-зонного  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -гамильтониана с учетом обменного взаимодействия в двумерном электронном газе. Показано, что в условиях сильного перекрытия расщепленных по спину уровней Ландау максимум  $g$ -фактора квазичастиц может достигаться вблизи четных значений фактора заполнения, что обусловлено непараболичностью закона дисперсии электронов.

### 1. Введение

Исследования магнитотранспорта [1–5], резонансного туннелирования [6–8], теплоемкости [9–11], а также емкостная спектроскопия уровней Ландау [12,13] в структурах с двумерным (2D) электронным газом, помещенных в сильное магнитное поле, позволяют определять величину спинового расщепления на уровне Ферми и  $g$ -фактор квазичастиц. Значения  $g$ -фактора, полученные таким образом, зависят от магнитного поля, уширения полосы плотности состояний и фактора заполнения уровней Ландау. Величина  $g$ -фактора квазичастиц при этом может значительно отличаться от „одноэлектронных“ значений, полученных из измерений спинового резонанса в том же образце, что связано с обменным взаимодействием между электронами [14,15]. В работе [15] было показано, что  $g$ -фактор квазичастиц является осциллирующей функцией фактора заполнения уровней Ландау. При нечетных факторах заполнения наблюдается значительное усиление  $g$ -фактора, измеряемого в магнитотранспорте, обусловленное максимальной разностью в концентрациях электронов с противоположными спинами. При четных факторах заполнения в 2D электронном газе с параболическим законом дисперсии обменное усиление  $g$ -фактора квазичастиц отсутствует. В этом случае величина  $g$ -фактора квазичастиц совпадает со значением, измеряемым в спиновом резонансе. Отметим, что в соответствии с теоремой Лармора [16,17] в 2D структурах в отсутствие спин-орбитального (СО) взаимодействия электрон-электронное взаимодействие не оказывает влияния на величину  $g$ -фактора, измеряемого в спиновом резонансе.

Непараболичность электронных подзон и выраженное СО взаимодействие, характерные для 2D структур на основе узкозонных полупроводников, таких как InAs [5,18–21] и InSb [22–26], приводят к новым эффектам, связанным с электрон-электронным взаимодействием, в режиме целочисленного и дробного квантового эффекта Холла, которые в 2D системах с параболическим законом дисперсии не наблюдаются [27–30]. Кроме этого, непараболичность подзон также оказывает значительное влияние на обменное усиление  $g$ -фактора в таких структурах.

Использование твердых растворов GaAs с узкозонными полупроводниками позволяет, с одной стороны, получать 2D структуры с меньшей шириной запрещенной зоны, а с другой, — управлять эффектами СО взаимодействия путем изменения доли GaAs в твердом растворе, что открывает дополнительные возможности для спиновой инженерии. Типичным представителем таких структур являются гетероструктуры InGaAs/InP с квантовыми ямами (КЯ).

Экспериментальные исследования  $g$ -фактора квазичастиц в 2D системах на основе InGaAs/InP проводились в работах [31–34], в которых значения  $g$ -фактора определялись из анализа положений максимумов магнитосопротивления при различных углах наклона магнитного поля (метод совпадений). В работах [31,32] исследовалось обменное усиление  $g$ -фактора в 2D электронном газе на гетеропереходе In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/InP. Из анализа осцилляций Шубникова–де Гааза (ШдГ) в наклонных магнитных полях  $B$  в интервале температур  $T = 2 - 10$  К для образца с концентрацией электронов  $4.8 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> и подвижностью 125 000 см<sup>2</sup>/В · с была определена величина  $g$ -фактора квазичастиц —  $(4.50 \pm 0.25)$  [31]. В ра-

<sup>†</sup> E-mail: kirillm@ipmras.ru

боте [32] значения  $g$ -фактора квазичастиц в структуре с концентрацией электронов  $3.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и подвижностью  $34\,000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  составляли от  $-2$  до  $-24$  для различных пар расщепленных по спину уровней Ландау.

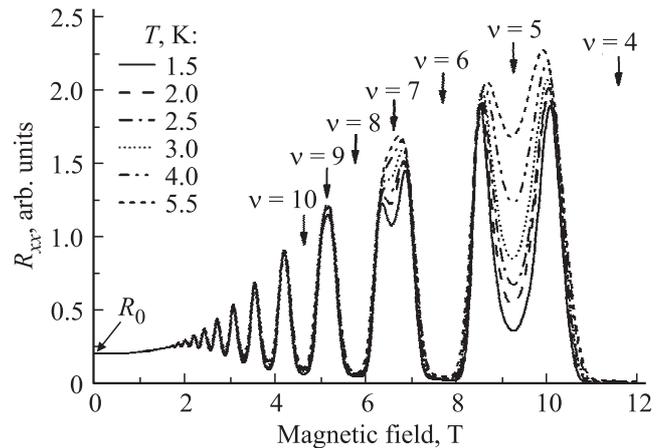
Обменное усиление  $g$ -фактора в структурах с КЯ  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  впервые исследовалось в [33]. Значения  $g$ -фактора квазичастиц близи нечетных факторов заполнения уровней Ландау  $\nu = 3, 5, 7$  варьировались от  $-3$  до  $-5$  в зависимости от ширины КЯ (от 8 до 15 нм) и номера уровня Ландау. Исследования обменного усиления  $g$ -фактора вблизи четных факторов заполнения уровней Ландау в КЯ  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  шириной 450 и 600 нм проводились в [34]. Величина  $g$ -фактора квазичастиц при  $\nu = 2$  в образцах с различными шириной КЯ и подвижностью электронов изменялась от  $-5.6$  до  $-11.5$ . Отметим, что обменное усиление  $g$ -фактора квазичастиц при четных факторах заполнения уровней Ландау имеет место только в 2D системах с непараболичностью закона дисперсии и выраженным спин-орбитальным взаимодействием [35–37].

Таким образом, величина обменного усиления  $g$ -фактора квазичастиц в 2D системах на основе InGaAs/InP зависит не только от номера и фактора заполнения уровней Ландау, но также от концентрации и подвижности 2D электронного газа. Отметим, что значения  $g$ -фактора в КЯ InGaAs/InP, определенные из спинового резонанса, составляют  $-(2.0-5.6)$  в зависимости от ширины, массовой доли GaAs и концентрации 2D электронов в КЯ [38–41].

Данная работа посвящена исследованию обменного усиления „магнитотранспортного“  $g$ -фактора квазичастиц в напряженных структурах  $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{InP}$  с симметричным профилем КЯ. Значения  $g$ -фактора квазичастиц определялись из анализа температурной зависимости сопротивления в минимумах осцилляций ШдГ в перпендикулярных магнитных полях вблизи нечетных факторов заполнения уровней Ландау. Для описания результатов измерений были выполнены теоретические расчеты величины обменного усиления  $g$ -фактора квазичастиц с использованием 8-зонного  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -гамильтониана [35–37] с зонными параметрами, использованными нами ранее при описании результатов измерений магнитотранспорта и циклотронного резонанса в этих структурах [42].

## 2. Эксперимент

Для исследования магнитотранспорта в перпендикулярных магнитных полях методом МОС-гидридной эпитаксии (газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений) на полуизолирующих подложках InP (001) был выращен образец s7131 с симметричным профилем КЯ (в отличие от образцов из работы [42]) шириной 10 нм. Толщины нелегированного буферного и покровных слоев InP составляли 500 и 250 нм. Для создания 2D электронного газа в обоих барьерах InP на расстоянии 10 нм от КЯ осуществлялось легирование кремнием с концентрацией до  $(1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Ширина каждой из легированных областей составляла 10 нм.



**Рис. 1.** Осцилляции Шубникова–де Гааза в образце s7131 в перпендикулярном магнитном поле в интервале температур от 1.5 до 5.5 К. Стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау при  $n_S = 1.12 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

Мольная доля In в КЯ составляла  $x = 0.7$ . Образец в форме холловского мостика размещался в центре сверхпроводящего соленоида. Измерения осцилляций ШдГ и эффекта Холла проводились при непрерывной развертке магнитного поля до 12 Тл в интервале температур от 1.5 до 5.5 К. Через образец пропускался переменный ток  $I = 1 \text{ мкА}$  с частотой 9 Гц, и использовалась стандартная схема синхронного детектирования.

На рис. 1 представлены результаты измерений осцилляций ШдГ магнитосопротивления  $R_{xx}$  в перпендикулярных магнитных полях до 12 Тл в интервале температур от 1.5 до 5.5 К. Из анализа результатов магнитотранспортных измерений в слабых магнитных полях и осцилляций ШдГ при  $T = 1.5 \text{ К}$  были определены подвижность ( $\mu$ ) и концентрация ( $n_S$ ) 2D электронов, которые составили  $1.8 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  и  $1.12 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  соответственно. Отметим, что столь высокое значение подвижности в КЯ  $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{InP}$  при концентрации 2D электронов  $> 10^{12} \text{ см}^{-2}$  свидетельствует о высоком качестве образца s7131 (ср. с данными [42–45]). Другим важным параметром, характеризующим процессы рассеяния электронов в образце, является квантовое время жизни, которая определяет ширину уровней Ландау.

Квантовое время жизни  $\tau_q$ , а также масса 2D электронов  $m^*$  в образце s7131 определялись из анализа температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ  $\Delta R_{xx}$  в слабых магнитных полях с помощью следующего выражения [46,47]:

$$\Delta R_{xx} = 4R_0 \frac{2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c}{\sinh(2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c)} \exp(-\pi / \omega_c \tau_q), \quad (1)$$

где  $\omega_c = eB/m^*c$ ,  $e > 0$  — заряд электрона,  $B$  — величина индукции магнитного поля,  $R_0$  — сопротивление в нулевом магнитном поле,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура. В результате значения  $\tau_q$  и  $m^*$  для

образца s7131 оказались равными 0.86 пс и 0.061 $m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона) соответственно. Отметим, что циклотронная масса электронов в КЯ  $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{InP}$  шириной 10 нм при заданном значении  $n_S = 1.12 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  должна составлять 0.051 $m_0$  [42]. Различие в 15–20% между значениями эффективной массы, измеряемыми в магнитотранспорте и циклотронном резонансе, является типичным для полупроводниковых структур с 2D электронным газом и связано с электрон-электронным взаимодействием [48]. Зная  $m^*$  и  $\mu$ , можно также оценить транспортное время релаксации импульса:  $\tau_{tr} = (m^*/e)\mu \approx 6.3$  пс. Отношение  $\tau_{tr}/\tau_q$  при этом равно 7.3, что в 2 раза ниже, чем в КЯ  $\text{InAs}$  с более высокими значениями подвижности 2D электронов [49].

Для определения значений эффективного  $g$ -фактора нами анализировалась температурная зависимость минимумов магнитосопротивления  $R_{xx}^{(\min)}$  при нечетных факторах заполнения уровней Ландау, вблизи которых наблюдается зеемановское расщепление осцилляций ШдГ. Из рис. 1 видно, что выраженные минимумы  $R_{xx}^{(\min)}$  наблюдаются вблизи магнитных полей 6.58 и 9.26 Тл, что соответствует факторам заполнения  $\nu = 7$  и 5. В этом случае уровень Ферми лежит между расщепленными по спину уровнями Ландау и, если величина щели между уровнями  $\Delta_T \gg k_B T$ , то зависимость магнитосопротивления от температуры при фиксированном магнитном поле описывается выражением [3,50]

$$R_{xx}^{(\min)} \propto \exp\left(-\frac{\Delta_T}{2k_B T}\right). \quad (2)$$

В формуле (2)  $\Delta_T$  не зависит от  $T$ . Отличие  $\Delta_T$  от зеемановской энергии  $\mu_B g^* B$  ( $\mu_B$  — магнетон Бора) связано с уширением уровней Ландау (см. рис. 2), обусловленным влиянием случайного потенциала дефектов, неизменно присутствующих в реальных структурах:

$$\Delta_T = \mu_B g^* B - 2\Gamma, \quad (3)$$

где  $\Gamma$  — полуширина полосы плотности состояний на уровнях Ландау.

Для описания плотности состояний обычно рассматривается несколько моделей уширения уровней Ландау, в частности лоренцева, гауссова или по-

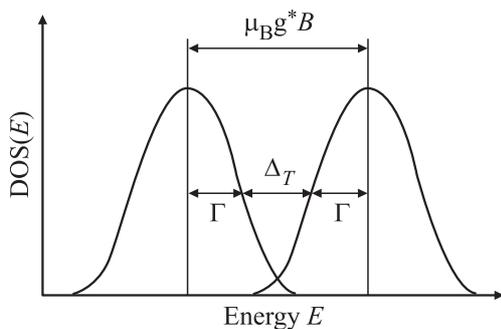


Рис. 2. Перекрытие плотностей состояний (DOS) расщепленных по спину уровней Ландау (схематически).

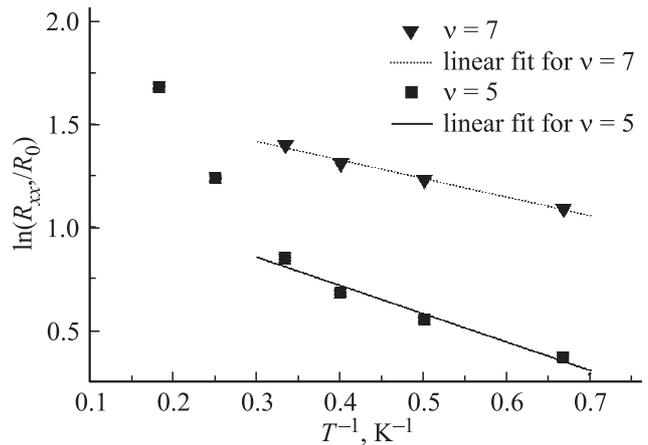


Рис. 3. Зависимость положения минимумов магнитосопротивления образца s7131 от температуры при нечетных факторах заполнения уровней Ландау:  $\nu = 5$  и  $\nu = 7$ . Сплошная и точечные линии — результат подгонки с помощью формулы (2) при низких температурах.

луэллиптическая форма плотности состояний. В лоренцевой модели плотности состояний, описываемой  $D_L(E) = 1/\pi\Gamma_L/[1 + (E/\Gamma_L)^2]$ , ширина уровней Ландау  $\Gamma_L = \hbar/2\tau_q$  не зависит от магнитного поля [46,47,51]. В гауссовой [50,52] и полуэллиптической [16,53] моделях плотности состояний ширина уровней Ландау пропорциональна  $B^{1/2}$  и равна

$$\Gamma = \sqrt{\hbar\omega_c\Gamma_L/\pi}. \quad (4)$$

Поскольку гауссова модель плотности состояний дает наилучшее согласие с результатами экспериментальных исследований магнитотранспорта в структурах с КЯ на основе  $\text{InAs}$  [35,36] и  $\text{GaAs}$  [50,52], то для описания эффектов уширения уровней Ландау в КЯ на основе раствора  $\text{InGaAs}$ , мы также будем использовать гауссову модель.

На рис. 3 представлена температурная зависимость положения минимумов магнитосопротивления при нечетных факторах заполнения уровней Ландау  $\nu = 5$  и 7. Из анализа линейной зависимости  $R_{xx}^{(\min)}$  от обратной температуры в интервале температур от 1.5 до 3.0 К с помощью выражения (2) были получены значения  $\Delta_T$  для нечетных факторов заполнения, которые составили 0.24 и 0.16 мэВ для  $\nu = 5$  и 7 соответственно. Используя  $\tau_q$  и  $m^*$ , определенные из анализа осцилляций ШдГ в образце s7131 в слабых магнитных полях, и гауссову модель плотности состояний, мы определили следующие значения  $g$ -фактора квазичастиц:  $g^* = 8.6$  для  $\nu = 5$  и  $g^* = 10.1$  для  $\nu = 7$ . Отметим, что, хотя в КЯ  $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}/\text{InP}$  шириной 10 нм  $g$ -фактор квазичастиц ( $g^*$ ) является отрицательным, в дальнейшем под  $g^*$  будет пониматься его абсолютное значение.

Помимо анализа температурной зависимости  $R_{xx}^{(\min)}$  для определения  $g$ -фактора квазичастиц нами также использовался способ, предложенный в работе [3], ос-

нованный на соотношении

$$g^*(B_1) = 2 \frac{B_0 m_0}{B_1 m},$$

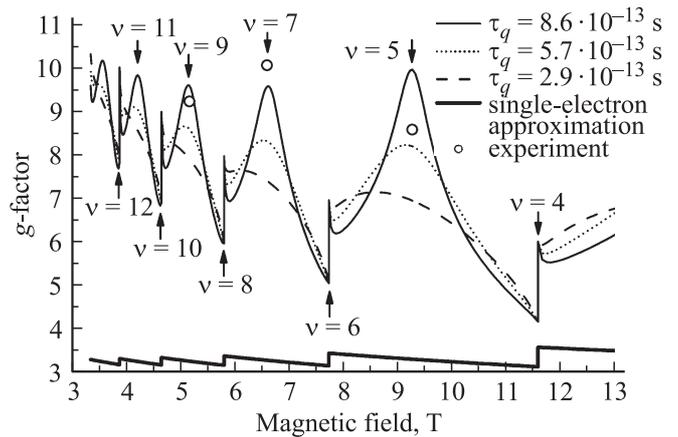
где  $B_1$  — магнитное поле, в котором появляется зеемановское расщепление осцилляций  $R_{xx}$ ,  $B_0$  — магнитное поле, в котором возникают осцилляции ШдГ ( $B_0 = 1.45$  Тл, см. рис. 1). Значение  $g$ -фактора квазичастиц, определенное таким образом, оказалось равным 9.2 для магнитного поля  $B_1 = 5.15$  Тл ( $\nu = 9$ ).

### 3. Результаты и обсуждение

Для описания электронных состояний в КЯ на основе узкозонных полупроводников и их растворов необходимо использовать 8-зонный  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -гамильтониан, в котором  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -взаимодействие зоны проводимости ( $\Gamma_6$ ) с валентными зонами легких и тяжелых дырок ( $\Gamma_8$ ), а также с зоной спин-отщепленных дырок ( $\Gamma_7$ ) рассматривается точно. Отметим, что при этом взаимодействием с другими, более удаленными зонами можно пренебречь [5,18–21,42]. В таком подходе в явном виде учитывается влияние непараболичности закона дисперсии и спин-орбитального взаимодействия на волновые функции одноэлектронных состояний, что позволяет корректным образом описывать различные многочастичные эффекты в 2D структурах на основе узкозонных полупроводников [27–30].

Для описания результатов исследования магнито-транспорта в образце s7131 нами были выполнены теоретические расчеты  $g$ -фактора квазичастиц при нулевой температуре как функции магнитного поля на основе 8-зонного  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -гамильтониана с учетом слагаемых, описывающих влияние эффектов упругой деформации на энергетический спектр электронов. Влияние обменного взаимодействия на перенормировку  $g$ -фактора описывалось в рамках приближения Хартри–Фока с учетом эффектов экранирования [35]. Описание уширения уровней Ландау проводилось в гауссовой модели плотности состояний. Значения параметров материалов  $\text{InP}$  и твердого раствора  $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ , использовавшиеся в расчетах, представлены в [54].

Важнейшим зонным параметром, определяющим спиновое расщепление уровней Ландау, помимо энергии спин-орбитального взаимодействия  $\Delta$ , является значение  $g$ -фактора на дне зоны проводимости в объемном материале ( $g_c$ ) [29,35]. Для  $\text{InP}$  нами использовалось значение  $g_c = +1.26$ , полученное в работе [55] из измерений спинового резонанса. Для твердого раствора  $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$  эта величина неизвестна, поэтому нами была выбрана квадратичная аппроксимация для  $g_c$  как функции  $x$  в растворе  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с использованием значений  $g_c = -15.1$  в  $\text{InAs}$  ( $x = 1$ ),  $g_c = -0.44$  в  $\text{GaAs}$  ( $x = 0$ ) и значением  $g_c = -4.07$ , известным из измерений спинового резонанса в объемном растворе  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  [56–58].

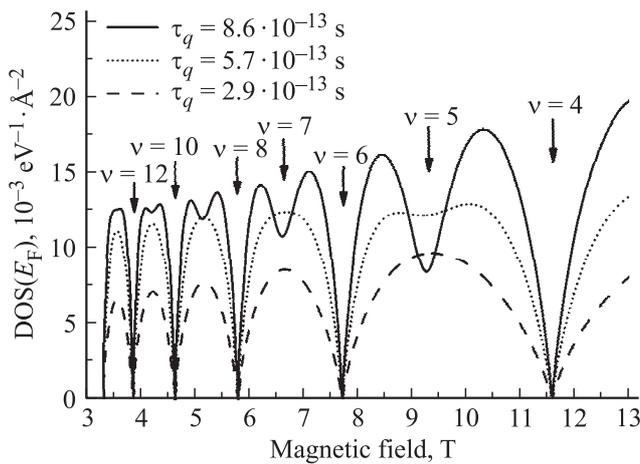


**Рис. 4.** Осцилляции  $g$ -фактора квазичастиц в образце s7131 при различных значениях  $\tau_q$ , рассчитанные в „экранированном“ приближении Хартри–Фока. Толстая сплошная кривая — результаты одноэлектронного расчета. Точки соответствуют экспериментальным значениям  $g^*$ , полученным из анализа осцилляций ШдГ при  $\nu = 5, 7$  и  $9$ . Стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау.

На рис. 4 представлены результаты численных расчетов  $g$ -фактора квазичастиц при нулевой температуре как функции магнитного поля в образце s7131 при различных значениях  $\tau_q$ : 0.86 пс (сплошная кривая), 0.57 пс (точечная кривая) и 0.29 пс (штриховая кривая). Приведена также кривая, соответствующая „одноэлектронным“ значениям  $g$ -фактора в КЯ  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As/InP}$ . Точки соответствуют экспериментальным значениям  $g^*$  при  $\nu = 5, 7$  и  $9$ , полученным из анализа осцилляций ШдГ. Особенности „одноэлектронного“  $g$ -фактора, возникающие при четных факторах заполнения уровней Ландау, связаны с осцилляциями уровня Ферми в магнитном поле и являются типичными для 2D структур с непараболическим законом дисперсии [5,27,29,35–37]. При увеличении магнитного поля уровень Ферми „перескакивает“ с одной пары расщепленных по спину уровней Ландау на нижележащую пару, спиновое расщепление которой больше (см., например, рис. 2 в работе [35]), в результате происходит скачок величины спинового расщепления на уровне Ферми.

Учет обменного взаимодействия приводит к значительному усилению  $g$ -фактора квазичастиц. Осциллирующее поведение  $g$ -фактора связано с осцилляциями уровня Ферми в магнитном поле, что впервые было отмечено в работе [15]. Отметим, что усиление при четных значениях фактора заполнения уровней Ландау имеет место только в 2D структурах с непараболическим законом дисперсии [5,35,37].

Точки на рис. 4 соответствуют значениям  $g^*$ , полученным из анализа осцилляций ШдГ при  $\nu = 5, 7$  и  $9$ . Видно, что экспериментальные значения  $g$ -фактора квазичастиц в образце s7131 находятся в удовлетворительной согласии с теоретическими расчетами при  $\tau_q = 0.86$  пс.



**Рис. 5.** Зависимость плотности состояний на уровне Ферми в образце s7131 от магнитного поля при различных значениях квантового времени жизни  $\tau_q$  (ширины уровней Ландау).

Различие теоретической кривой и экспериментальных значений  $g^*$  в образце s7131 связывается нами с зависимостью ширины уровней Ландау от магнитного поля, отличной от выражения (4). Отметим, что корневая зависимость  $\Gamma(B)$ , описываемая выражением (4), имеет место только в случае рассеяния 2D электронов на короткодействующем потенциале примесей [15,53]. В реальных 2D структурах зависимость ширины уровней Ландау в сильном магнитном поле принимает более сложный вид [10,11], что, в свою очередь, приводит к изменению формы и амплитуды осцилляций  $g$ -фактора квазичастиц.

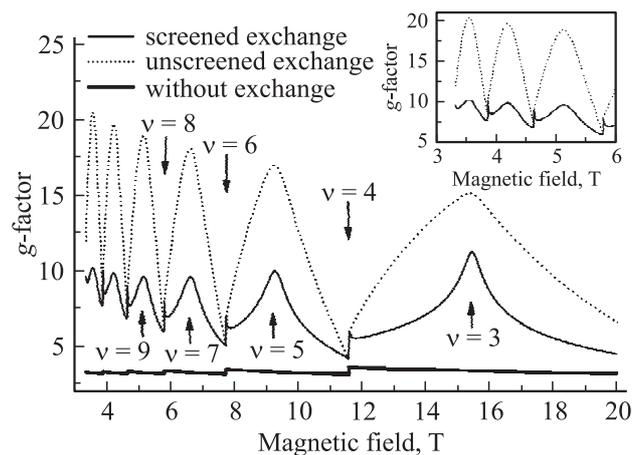
На рис. 5 представлены результаты расчета плотности состояний на уровне Ферми,  $DOS(E_F)$ , как функции магнитного поля в КЯ  $In_{0.7}Ga_{0.3}As/InP$  шириной 10 нм при нулевой температуре и различных значениях квантового времени жизни  $\tau_q$  (ширины уровней Ландау). Как видно из рис. 5, при четных факторах заполнения уровней Ландау плотность состояний на уровне Ферми обращается в нуль, что связано с тем, что в заданном диапазоне магнитных полей  $\hbar\omega_c \gg 2\Gamma$  при всех рассматриваемых значениях  $\tau_q$ . В сильных магнитных полях перекрытие расщепленных по спину уровней Ландау уменьшается, что приводит к уменьшению значения плотности состояний на уровне Ферми и ее расщеплению на два пика вблизи нечетных факторов заполнения. Максимум каждого пика плотности состояний соответствует магнитному полю, в котором пересекаются соответствующий уровень Ландау и уровень Ферми. Видно, что при значении  $\tau_q = 0.86$  пс, характерном для образца s7131, зеемановское расщепление плотности состояний на уровне Ферми начинается при  $\nu = 13$ , в то время как зеемановское расщепление осцилляций ШдГ пропорциональна не только квадрату плотности состояний на уровне Ферми, но также и усредненному

по поверхности Ферми значению квадрата модуля матричного элемента оператора скорости [59,60].

Из рис. 4 и 5 видно, что не только амплитуда, но и форма осцилляций  $g$ -фактора квазичастиц зависит от величины перекрытия соседних спин-расщепленных уровней Ландау. Это связано с тем, что величина  $g$ -фактора определяется не только разностью концентраций 2D электронов с противоположными спинами, но и диэлектрической проницаемостью 2D электронного газа, которая, в свою очередь, связана с плотностями состояний отдельных уровней Ландау на уровне Ферми (см. более подробно в [35]).

Как видно из рис. 4 и 5, максимум  $g$ -фактора квазичастиц соответствует нечетным факторам заполнения только при небольшом перекрытии плотностей состояний спин-расщепленных уровней Ландау, когда  $\tau_q \geq 0.57$  пс. При увеличении перекрытия плотностей состояний спин-расщепленных уровней Ландау ( $\tau_q = 0.29$  пс) зеемановское расщепление плотности состояний на уровне Ферми (рис. 5) в окрестности нечетных факторов заполнения исчезает, а экранирование обменного взаимодействия, наоборот, увеличивается, что приводит к уменьшению обменного усиления  $g$ -фактора квазичастиц. В результате увеличения экранирования обменного взаимодействия в окрестности нечетных факторов заполнения, максимальное значение  $g$ -фактора смещается в сторону меньших магнитных полей (рис. 4).

Появление „пиковых“ особенностей  $g$ -фактора квазичастиц вблизи четных факторов заполнения уровней Ландау (см. рис. 4) также обусловлено экранированием обменного взаимодействия в 2D электронном газе. На рис. 6 представлены результаты расчетов  $g$ -фактора



**Рис. 6.** Зависимость  $g$ -фактора квазичастиц от магнитного поля в КЯ  $In_{0.7}Ga_{0.3}As/InP$  шириной 10 нм, с концентрацией 2D электронного газа  $n_s = 1.12 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и  $\tau_q = 0.86$  пс, рассчитанная с учетом (сплошная кривая) и без учета (точечная кривая) экранировки. Толстая сплошная кривая — результаты одноэлектронного расчета. Стрелками отмечены магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения уровней Ландау. На вставке — результаты расчета в слабых магнитных полях.

квазичастиц как функции магнитного поля в образце s7131, выполненные с учетом (сплошная кривая) и без учета (точечная кривая) эффектов экранирования обменного взаимодействия. Приведена также кривая, соответствующая результатам одночастичного расчета  $g$ -фактора 2D электронов на уровне Ферми. На вставке показаны результаты расчетов в слабых магнитных полях. Из сравнения кривых на рис. 5 и 6, соответствующих  $\tau_q = 0.86$  пс, видно, что в той области, где плотность состояний на уровне Ферми имеет локальный минимум,  $g$ -фактор квазичастиц имеет локальный максимум.

При четных факторах заполнения суммарная плотность состояний (рис. 5) на уровне Ферми равна нулю. Небольшое увеличение магнитного поля приводит к резкому возрастанию плотности состояний на уровне Ферми и значительному увеличению экранирования обменного взаимодействия 2D электронов, в результате чего обменное усиление  $g$ -фактора уменьшается. При дальнейшем увеличении магнитного поля разность обменных поправок к спин-расщепленным уровням Ландау, которая определяет перенормировку  $g$ -фактора квазичастиц [35,37], возрастает за счет увеличения разности концентраций электронов с противоположными спинами в системе. Таким образом, в окрестности четных факторов заполнения уровней Ландау должен появиться локальный максимум  $g$ -фактора квазичастиц.

Локальный минимум плотности состояний на уровне Ферми приводит к уменьшению экранирования обменного взаимодействия в окрестности нечетных факторов заполнения. В результате максимальное значение  $g$ -фактора квазичастиц приближается к значению, соответствующему неэкранированному кулоновскому потенциалу (см. рис. 6). Как видно из рис. 4–6, при сильном перекрытии спин-расщепленных уровней Ландау, имеющим место в слабых магнитных полях или при уменьшении значений  $\tau_q$ , величина максимума  $g$ -фактора квазичастиц при четных факторах заполнения может даже превышать значения  $g$ -фактора вблизи нечетных факторов заполнения уровней Ландау.

В наших предыдущих теоретических расчетах обменного усиления  $g$ -фактора квазичастиц в КЯ  $\text{InAs/AlSb}$  [5,35–37], выполненных при типичных значениях концентрации и подвижности 2D электронов, характерных для экспериментально исследовавшихся образцов [2–5,18,21], локального максимума при четных факторах заполнения уровней Ландау обнаружено не было. Однако теоретические расчеты, выполненные нами при больших значениях концентрации и ширины уровней Ландау, не характерных для реальных образцов с КЯ  $\text{InAs/AlSb}$ , позволили выявить „дикие“ особенности  $g$ -фактора вблизи четных факторов заполнения и в этих структурах. Отметим, что в отсутствие непараболичности в законе дисперсии 2D электронов максимума  $g$ -фактора квазичастиц при четных факторах заполнения уровней Ландау не существует.

## 4. Заключение

В настоящей работе исследовано обменное усиление  $g$ -фактора квазичастиц в гетероструктурах с КЯ  $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As/InP}$ . Из анализа осцилляций Шубникова–де Гааза вблизи нечетных факторов заполнения уровней Ландау определены значения  $g$ -фактора квазичастиц  $g^* = -(8.6-10.1)$ . Полученные значения находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетами, выполненными с использованием 8-зонного  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -гамильтониана и с учетом обменного взаимодействия в 2D электронном газе. Впервые показано появление локального максимума  $g$ -фактора квазичастиц вблизи четных факторов заполнения уровней Ландау, не существующего в 2D структурах с параболическим законом дисперсии электронов. Величина локального максимума вблизи четных факторов может значительно превышать значение  $g$ -фактора вблизи нечетных факторов заполнения при сильном перекрытии спин-расщепленных уровней Ландау.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 12-02-00940, 13-02-00894), Российской академии наук и грантов президента РФ (МК-4758.2014.2, НШ-1214.2014.2).

Авторы благодарят за поддержку Фонд некоммерческих программ „Династия“.

## Список литературы

- [1] F.F. Fang, P.J. Stiles. Phys. Rev., **174**, 823 (1968).
- [2] S. Brosig, K. Ensslin, A.G. Jansen, C. Nguyen, B. Brar, M. Thomas, H. Kroemer. Phys. Rev. B, **61**, 13 045 (2000).
- [3] V.N. Zverev, M. Muhammad, S. Rahman, P. Debray, M. Saglam, J. Sigmund, H.L. Hartnag. J. Appl. Phys., **96**, 6353 (2004).
- [4] В.Я. Алёшкин, В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, С.С. Криштопенко, Ю.Г. Садофьев, К.Е. Спириин. ФТП, **42**, 846 (2008) [Semiconductors, **42**, 828 (2008)].
- [5] С.С. Криштопенко, К.П. Калинин, В.И. Гавриленко, Ю.Г. Садофьев, М. Goiran. ФТП, **46**, 1186 (2012) [Semiconductors, **46**, 1163 (2012)].
- [6] T.P. Smith, B.B. Goldberg, P.J. Stiles, M. Heiblum. Phys. Rev. B, **32**, 2696 (1985).
- [7] E.E. Mendez, H. Ohno, L. Esaki, W.I. Wang. Phys. Rev. B, **43**, 5196 (1991).
- [8] E.E. Mendez, J. Nocera, W.I. Wang. Phys. Rev. B, **47**, 13 937 (1993).
- [9] E. Gornik, R. Lassnig, G. Strasser, H.L. Stormer, A.C. Gosard, W. Wiegmann. Phys. Rev. Lett., **54**, 1820 (1985).
- [10] J.K. Wang, J.H. Campbell, D.C. Tsui, A.Y. Cho. Phys. Rev. B, **38**, 6174 (1988).
- [11] J.K. Wang, D.C. Tsui, M. Santos, M. Shayegan. Phys. Rev. B, **45**, 4384 (1992).
- [12] H.B. Chan, P.I. Glicofridis, R.C. Ashoori, M.R. Melloch. Phys. Rev. Lett., **79**, 2867 (1997).
- [13] O.E. Dial, R.C. Ashoori, L.N. Pfeiffer, K.W. West. Nature (London), **448**, 176 (2007).
- [14] J.F. Janak. Phys. Rev., **178**, 1416 (1969).

- [15] T. Ando, Y. Uemura. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **37**, 1044 (1974).
- [16] M. Califano, T. Chakraborty, P. Pietiläinen, C.-M. Hu. *Phys. Rev. B*, **73**, 113 315 (2006).
- [17] M.J. Yang, P.J. Lin-Chung, B.V. Shanabrook, J.R. Waterman, R.J. Wagner, W.J. Moore. *Phys. Rev. B*, **47**, 1691 (1993).
- [18] A. Ikonnikov, S. Krishtopenko, V. Gavrilenko, Yu. Sadofyev, Yu. Vasilyev, M. Orlita, W. Knap. *J. Low Temp. Phys.*, **159**, 197 (2010).
- [19] В.И. Гавриленко, С.С. Криштопенко, М. Goiran. *ФТП*, **45**, 111 (2011) [*Semiconductors*, **45**, 110 (2011)].
- [20] К.Е. Спиринов, К.П. Калинин, С.С. Криштопенко, К.В. Маремьянин, В.И. Гавриленко, Ю.Г. Садофьев. *ФТП*, **46**, 1424 (2012) [*Semiconductors*, **46**, 1396 (2012)].
- [21] 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).
- [22] G.A. Khodaparast, R.C. Meyer, X.H. Zhang, T. Kasturiarachchi, R.E. Doezema, S.J. Chung, N. Goel, M.B. Santos, Y.J. Wang. *Physica E*, **20**, 386 (2004).
- [23] A.M. Gilbertson, W.R. Branford, M. Fearn, L. Buckle, P.D. Buckle, T. Ashley, L.F. Cohen. *Phys. Rev. B*, **79**, 235 333 (2009).
- [24] Ю.Б. Васильев, F. Gouider, G. Nachtwei, P.D. Buckle. *ФТП* **44**, 1559 (2010) [*Semiconductors*, **44**, 1511 (2010)].
- [25] F. Gouider, Yu.B. Vasilyev, M. Bugar, J. Konemann, P.D. Buckle, G. Nachtwei. *Phys. Rev. B*, **81**, 155 304 (2010).
- [26] B. Rupprecht, S. Heedt, H. Hardtdegen, Th. Schäpers, Ch. Heyn, M.A. Wilde, D. Grundler. *Phys. Rev. B*, **87**, 035 307 (2013).
- [27] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *J. Phys.: Condens. Matter*, **24**, 252 201 (2012).
- [28] S.S. Krishtopenko. *J. Phys.: Condens. Matter*, **25**, 105 601 (2013).
- [29] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *Phys. Rev. B*, **87**, 155 113 (2013).
- [30] S.S. Krishtopenko. *J. Phys.: Condens. Matter*, **25**, 365 602 (2013).
- [31] Deborah L. Vehse, S.G. Hummel, H.M. Cox, F. DeRosa, S.J. Allen, jr. *Phys. Rev. B*, **33**, 5862 (1986).
- [32] I.G. Savel'ev, A.M. Kreshchuk, S.V. Novikov, A.Y. Shik, G. Remenyi, Gy. Kovács, B. Pödörk, G. Gombos. *J. Phys.: Condens. Matter*, **8**, 9025 (1996).
- [33] J.C. Portal, R.J. Nicholas, M.A. Brummell, M. Razeghi, M.A. Poisson. *Appl. Phys. Lett.*, **43**, 293 (1983).
- [34] S. Koch, R.J. Haug, K. v. Klitzing, M. Razeghi. *Phys. Rev. B*, **47**, 4048 (1993).
- [35] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *J. Phys.: Condens. Matter*, **23**, 385 601 (2011).
- [36] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *Sol. St. Phenomena*, **190**, 554 (2012).
- [37] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *J. Phys.: Condens. Matter*, **24**, 135 601 (2012).
- [38] G.R. Johnson, A. Kanaah, B.C. Cavenett, M.S. Skolnick, S.J. Bass. *Semicond. Sci. Technol.*, **2**, 182 (1987).
- [39] M. Dobers, J.P. Vieren, Y. Guldner, P. Bove, F. Omnes, M. Razeghi. *Phys. Rev. B*, **40**, 8075 (1989).
- [40] B. Kowalski, P. Omling, B.K. Meyer, D.M. Hofmann, C. Wetzel, V. Härlex, F. Scholz, P. Sobkowicz. *Phys. Rev. B*, **49**, 14 786 (1994).
- [41] B. Kowalski, P. Omling, B.K. Meyer, D.M. Hofmann, V. Härlex, F. Scholz, P. Sobkowicz. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 1416 (1996).
- [42] К.П. Калинин, С.С. Криштопенко, К.В. Маремьянин, К.Е. Спиринов, В.И. Гавриленко, А.А. Бирюков, Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков. *ФТП*, **47**, 1497 (2013) [*Semiconductors*, **47**, 1485 (2013)].
- [43] C. Wetzel, R. Winkler, M. Drechsler, B.K. Meyer, U. Rössler, J. Scriba, J.P. Kotthaus, V. Härle, F. Scholz. *Phys. Rev. B*, **53**, 1038 (1996).
- [44] G. Engels, J. Lange, Th. Schäpers, H. Lüth. *Phys. Rev. B*, **55**, 1958 (1997).
- [45] S.A. Studenikin, G. Granger, A. Kam, A.S. Sachrajda, Z.R. Wasilewski, P.J. Poole. *Phys. Rev. B*, **86**, 115 309 (2012).
- [46] A. Ishihara, L. Smrcka. *J. Phys. C*, **19**, 6777 (1986).
- [47] P.T. Coleridge. *Phys. Rev. B*, **44**, 3793 (1991).
- [48] Y.-W. Tan, J. Zhu, H.L. Stormer, L.N. Pfeiffer, K.W. Baldwin, K.W. West. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 016 405 (2005).
- [49] N.A. Kabir, Y. Yoon, J.R. Knab, J.-Y. Chen, A.G. Markelz, J.L. Reno, Y. Sadofyev, S. Johnson, Y.-H. Zhang, J.P. Bird. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 132 109 (2006).
- [50] A. Usher, R.J. Nicholas, J.J. Harris, C.T. Foxon. *Phys. Rev. B*, **41**, 1129 (1990).
- [51] P.T. Coleridge, R. Stoner, R. Fletcher. *Phys. Rev. B*, **39**, 1120 (1989).
- [52] A. Endo, Y. Iye. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **77**, 064713 (2008).
- [53] T. Ando, Y. Uemura. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **36**, 959 (1974).
- [54] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).
- [55] C. Weisbuch, C. Hermann. *Sol. St. Commun.*, **16**, 659 (1975).
- [56] J. Beerens, C.J. Miner, N. Puetz. *Semicond. Sci. Technol.*, **10**, 1233 (1995).
- [57] B. Kowalski, H. Linke, P. Omling. *Phys. Rev. B*, **54**, 8551 (1996).
- [58] S. Charlebois, J. Beerens, C.J. Miner, N. Puetz. *Phys. Rev. B*, **54**, 13 456 (1996).
- [59] S.R.E. Yang, A.H. MacDonald, B. Huckestein. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 3229 (1995).
- [60] А.А. Грешнов, Г.Г. Зегря. *ФТП*, **47**, 1347 (2007) [*Semiconductors*, **41**, 1329 (2007)].

*Редактор Л.В. Шаронова*

## Exchange enhancement of electron $g$ -factor in strained InGaAs/InP heterostructures

*S.S. Krishtopenko<sup>+\*</sup>, K.V. Maremyanin<sup>+\*</sup>,  
K.P. Kalinin<sup>+†</sup>, K.E. Spirin<sup>+\*•</sup>, V.I. Gavrilenko<sup>+\*</sup>,  
N.V. Baidus<sup>\*</sup>, B.N. Zvonkov<sup>\*</sup>*

<sup>+</sup> Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
60950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>\*</sup> Lobachevsky State University,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>†</sup> Moscow Institute of Physics and Technology  
(Department of General and Applied Physics),  
141700 Dolgoprudny, Russia

<sup>•</sup> International Laboratory  
of High Magnetic Fields  
and Low Temperatures,  
95 Gajowicka str., 53-421, Wroclaw, Poland

**Abstract** We report investigation of exchange enhancement of electron  $g$ -factor in strained InGaAs/InP heterostructures with two-dimensional (2D) electron gas. By analyzing temperature dependence of the resistance minima of Shubnikov–de Haas oscillations in perpendicular magnetic fields up to 12 T in the vicinity of odd filling factors of Landau levels, the values of effective electron Lande factor  $g^* = -(8.6 - 10.1)$  are determined. The experimental values are compared with theoretical calculations of quasiparticle  $g$ -factor performed by using the eight-band  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  Hamiltonian and taking into account the exchange interaction in 2D electron gas. We show that the quasiparticle  $g$ -factor could reach the maximum value in the vicinity of even filling factors in the presence of large overlapping of spin-split Landau levels.

---

**Публикация материалов Конференции завершена.**