

Спиновое расщепление и g -фактор электронов возбужденной подзоны размерного квантования

© В.И. Кадушкин[¶]

Рязанский государственный педагогический университет,
390006 Рязань, Россия

(Получена 27 июня 2005 г. Принята к печати 14 сентября 2005 г.)

Наблюдалось спиновое расщепление нулевого уровня Ландау для верхней подзоны размерного квантования с энергией дна зоны E_p в осцилляциях магнитосопротивления гетеросистемы $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}(\text{Si})\text{Ga}/\text{As}$. Явление связано с межподзонными переходами электронов из нижней, основной E_m -подзоны размерного квантования на опустошенные магнитным полем состояния верхней E_p -подзоны. Найдена величина фактора спектроскопического расщепления электронов E_p -подзоны: $|g| = 8.2\text{--}12.2$ для концентрации в диапазоне $n_p = (0.52\text{--}1.04) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

PACS: 73.63.Hs, 7547.-m, 72.15.Gd

1. Введение

Известно, что заполнение двух подзон размерного квантования (E_m — основной и E_p — „возбужденной“, где E_m и E_p — уровни отсчета энергии электронов) вызывает ряд особенностей в низкотемпературном магнитосопротивлении [1–5]. Среди них — амплитудно-частотная модуляция (интермодуляция) осцилляций Шубникова–де-Гааза (ШдГ) основной частоты $F_m = (2\pi^2 \hbar/e)n_m$ гармоникой $F_p = (2\pi^2 \hbar/e)n_p$, что проявляется в появлении осцилляций с частотами $F_m \pm F_p$. Здесь n_m и n_p — концентрации двумерных (2D) и квазидвумерных (Q2D) электронов в E_m - и E_p -подзонах размерного квантования. Интермодуляция вызвана межподзонными переходами n_m и n_p электронов. Амплитудно-частотная модуляция экспериментально наблюдается во вполне определенной области магнитных полей и интервале температур. Амплитуда интермодуляционных осцилляций ШдГ существенным образом зависит от степени заселенности E_m - и E_p -подзон размерного квантования и от соотношения концентраций электронов n_m и n_p . В отдельных случаях интермодуляция сопровождается появлением на зависимости амплитуды осцилляций от магнитного поля $\delta(1/B)$ участков с отрицательной температурой Дингла T_D [2,6]. В работе [6] наблюдалась также аномалия в виде смены фаз в группах осцилляционных экстремумов, которая объяснена усилением спинового расщепления уровней Ландау возбужденной E_p -подзоны размерного квантования и опустошением их по выходе N_p -уровней Ландау за уровень Ферми ξ (N_p — номер уровня Ландау E_p -подзоны).

Спиновое расщепление уровней Ландау в осцилляциях поперечного и продольного магнитосопротивления, фото- и термомагнитного эффектов объемных (3D) полупроводников и соединений на их основе хорошо известны [7–10]. Надежно идентифицированы осцилляционные пики расщепления подуровней Ландау $N = 0^+, 1^\pm, 2^\pm, 3^\pm, \dots$. Пик 0^- , соответствующий низшему состоянию по спину, в опытах не наблюдался,

что связано со слабым вырождением электронов в квантовом пределе магнитных полей. В объемном случае „сканирование“ уровня Ферми системой подуровней Ландау N^\pm сопровождается увеличением амплитуды осцилляций с возрастанием магнитного поля.

В данной работе в достаточно узком интервале концентраций n_m , n_p и температур наблюдалось спиновое расщепление уровня Ландау $N_p = 0$ E_p -подзоны размерного квантования. Выполнены оценки g -фактора электронов по значениям магнитного поля $B^{+,-}$ расщепленных экстремумов магнитосопротивления, соответствующих уровням $N_p = 0^+, 0^-$.

Показано, что параметры электронов E_p -подзоны размерного квантования существенно отличаются от истинно двумерных. Квазидвумерность электронов E_p -подзоны проявляется в характерной зависимости магнитосопротивления этой подзоны $\rho_{xx}^p(B)$ в квантовом пределе магнитных полей.

2. Образцы. Экспериментальная техника

Образцы для исследований низкотемпературного магнитотранспорта изготавливались из гетероструктур, выращенных по технологии эпитаксии из молекулярных пучков. Структуры имели одинаковые толщины и химический состав слоев: подложка $\text{GaAs}(\text{Cr})$, буфер $i\text{-GaAs}$ (0.4 мкм), нелегированная прослойка $i\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (70 Å), слой $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (700 Å), легированный кремнием ($N_{\text{Si}} = 8 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), и закрывающий слой $n\text{-GaAs}$ (100 Å). Мольная доля $x = 0.28$. Вариация уровня легирования обеспечивала различное соотношение заполнения E_m - и E_p -подзон размерного квантования. Несмотря на идентичность физико-технологических условий синтеза и вертикальной архитектуры гетероструктур, контрольные росты показали определенный разброс в соотношении концентраций электронов n_m/n_p , заполняющих E_m - и E_p -подзоны размерного квантования.

[¶] E-mail: kadush@rspu.ryazan.ru

Номер образца	T, K	$n_m, 10^{11} \text{ см}^{-2}$	$n_p, 10^{11} \text{ см}^{-2}$	$(T_D^m, K) / (T_D^p, K)^{**}$	$ g $	$B_p^+, \text{ Тл}$	$B_p^-, \text{ Тл}$
1	1.71	10.1	0.66	6.2/2.1	8.2 ± 1.0	2.6	4.6
2	1.79	9.98	0.67	9.9/1.7	10.1 ± 1.1	2.3	5.0
3	4.2	10.4	0.78	5.1/2.7	10.2 ± 1.1	2.8	5.6
4	4.2	9.6	0.76	8.7/–	12.2 ± 1.2	2.1	4.9
5	1.65	10.8	1.04	4.6/1.4	9.5 ± 1.0	2.3	4.5
6*	0.55	7.57	0.52	1.1/0.55	10.3 ± 1.0	0.68	0.80

Примечание. *Данные по расщеплению пика $N = 1$ для образца G215 из [3]. **Значения T_D для основной (T_D^m) и верхней (T_D^p) подзон размерного квантования.

Методом фотолитографирования изготавливались тестовые образцы с 4 парами контактов. Контакты (эвтектика NiGeAu) вжигались в инертной атмосфере. Контакты проверялись на линейность вольт-амперных характеристик. Измерены компоненты тензора поперечного магнитосопротивления ρ_{xx} и ρ_{xy} . Магнитное поле возбуждалось сверхпроводящим соленоидом с $B \lesssim 7.4 \text{ Тл}$ с радиальной однородностью на уровне $\pm 1\%$ на диаметре 28 мм. Температура варьировалась в пределах 1.7–20.2 К и измерялась по давлению паров гелия и терпарой Fe/FeCu с чувствительностью не хуже 0.1 К. Перед измерениями при фиксированной температуре образцы выдерживались в темноте для снятия эффектов остаточной фотопроводимости. Последние фиксировались по релаксации сопротивления к насыщению его величины в условиях $B = 0$.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

3.1. Идентификация осцилляций

Во всей совокупности исследованных образцов лишь на некоторых структурах с $n_m = (0.8-1.0) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $n_p = (0.7-1.0) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (см. таблицу) удалось на зависимости $\rho_{xx}^p(B)$ надежно идентифицировать спиновое расщепление пика $N_p = 0$ на максимумы, соответствующие уровням 0^+ и 0^- . В наших обозначениях максимум 0^+ соответствует меньшему, а 0^- — большему магнитному полю. На ряде образцов с большей концентрацией n_p наблюдался лишь 0^+ экстремум. По-видимому, в этом случае максимум 0^- лежал в больших по величине магнитных полях (за пределами наших технических возможностей). Пример исходной осцилляционной кривой с амплитудно-частотной модуляцией представлен на рис. 1 кривой 1. В наших экспериментах не наблюдалось расщепления пика $N_p = 1$. Такое расщепление обнаружено на структуре 6 из работы [3]. Осцилляционные экстремумы $N_p = 2, 1$ сглаживались при повышении температуры до $T = 15 \text{ К}$.

Методом Фурье проведен анализ исходной кривой типа 1 на рис. 1 и выделены ρ_{xx}^m и ρ_{xx}^p — компоненты магнитосопротивления соответствующих подзон, а также установлена зависимость от магнитного поля монотонного компонента осцилляций. На рис. 1 это

кривые 2, 3 и 4 соответственно. Пример спектра Фурье для образца 5 (см. таблицу) представлен на рис. 2. Видны пики основных гармоник F_m (1), F_p (2), а также гармоники комбинированных частот $F_m - F_p$ (3) и $F_m + F_p$ (4). По пикам F_m и F_p восстановлены осцилляции на рис. 1 (зависимости 2 и 3 соответственно). По частотам F_m и F_p были найдены концентрации n_m и n_p (см. таблицу). Оценки температуры Дингла $T_D^{m,p}$ выполнены по магнитополевым зависимостям амплитуды осцилляций $\delta(1/B)$ при $T = \text{const}$. В таблице приведены значения величин $T_D^{m,p}$ без учета немонотонностей [4,11] по усредненной зависимости $\delta(1/B)$ аналогично [2].

Идентификация экстремумов осцилляций магнитосопротивления (МС) Q2D электронов $\rho_{xx}^p(B)$ выполнена по соотношению

$$N = \frac{1.5B_{N+1} - 0.5B_N}{B_N - B_{N+1}}. \quad (1)$$

Здесь $N = N_p$, B_N — значение магнитного поля, соответствующее экстремуму МС для уровня N . Выражение (1)

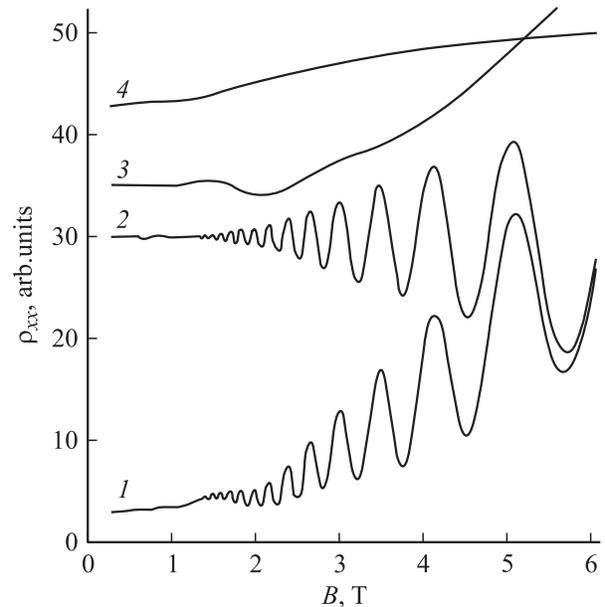


Рис. 1. Осцилляции поперечного магнитосопротивления (1) и компоненты осцилляций по основной (2) и возбужденной (3) подзонам размерного квантования; (4) — монотонный компонент осцилляций. Образец 3 (см. таблицу) структуры $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}(\text{Si})/\text{GaAs}$. $T = 4.2 \text{ К}$.

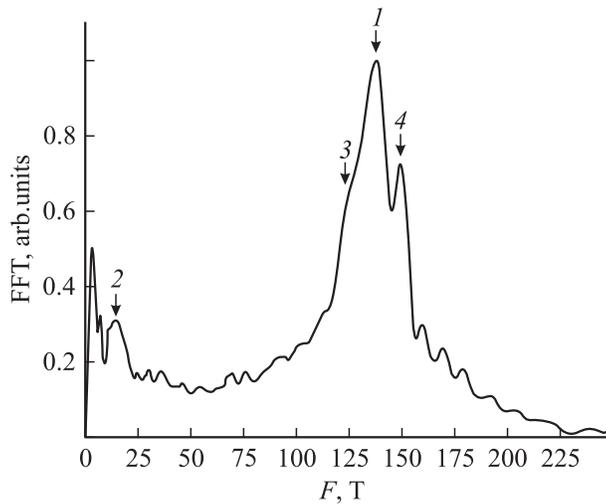


Рис. 2. Фурье-спектр зависимости $\rho_{xx}(B)$ для образца 5 структуры $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}(\text{Si})/\text{GaAs}$. Пики 1 и 2 соответствуют гармоникам частот F_m и F_p по подзонам E_m и E_p ; 3 и 4 — пики комбинационных частот $F_m - F_p$ и $F_m + F_p$ соответственно. $T = 1.65$ К.

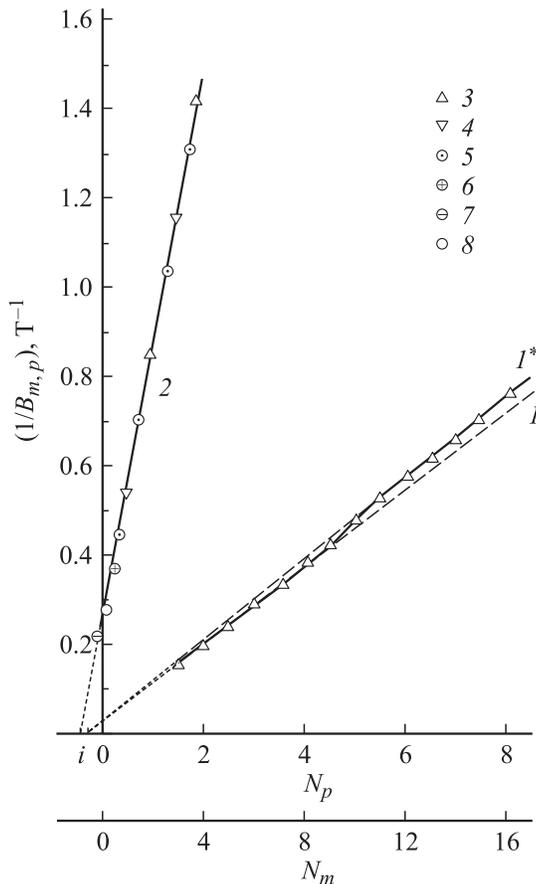


Рис. 3. Положения экстремумов осцилляций $(1/B_{m,p})$ зависимостей $\rho_{xx}^m(B)$ (1, 1*) и $\rho_{xx}^p(B)$ (2) как функций номеров уровней Ландау $N_{m,p}$ для образца 1. 3, 4, 5 — положения максимумов, минимумов и узлов осцилляций магнитосопротивления; 6, 7 — положения пиков для $N_p = 0^+$ и 0^- расщепленного нулевого максимума (8) осцилляций магнитосопротивления компонента $\rho_{xx}^p(B)$. $T = 1.71$ К.

следует из условия резонанса (совпадения уровня Ферми ξ с уровнями Ландау) для соседних максимумов

$$\xi = \hbar \frac{e}{m^*} B_N \left(N + \frac{1}{2} \right).$$

Результаты идентификации экстремумов осцилляций в виде диаграммы $(1/B_{m,p}) = f(N)$ представлены на рис. 3 для образца 1. Наклон прямой 2, построенной по зависимости $\rho_{xx}^p(B)$, $\Delta N_p / \Delta(1/B_p)$, соответствует концентрации $n_p = 0.81 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Этот результат удовлетворительно согласуется с данными спектра Фурье (см. таблицу). Фаза осцилляций $\varphi_p = (2i + 0.5)\pi$ равна 0.3π , что совпадает с данными [12] (i — отрезок значений N_p при $1/B_p = 0$, см. рис. 3).

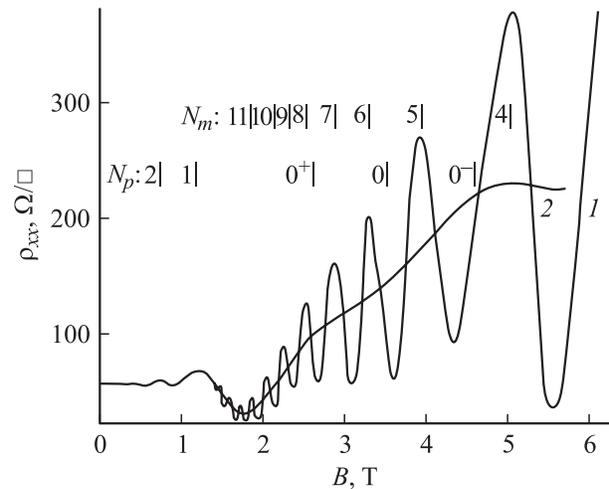


Рис. 4. Иллюстрация спинового расщепления в осцилляциях магнитосопротивления E_p -подзоны размерного квантования. 1 — осцилляции магнитосопротивления основной E_m -подзоны; 2 — осцилляции E_p -подзоны. Вертикальными линиями с номерами N_m и N_p показаны положения максимумов магнитосопротивления. Образец $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}(\text{Si})/\text{GaAs}$ № 1, $T = 1.71$ К.

На рис. 4 представлен результат выделения осцилляций компонента $\rho_{xx}^p(B)$ из исходной кривой. Аппроксимируя положения максимумов (3), минимумов (4) и узлов (5) осцилляций магнитосопротивления E_p -подзоны в зависимости $(1/B_p) = f(N_p)$ для образца 1 (см. рис. 3) на $N_p = 0$, находим величину магнитного поля B , соответствующего положению, обозначенному 0, нерасщепленного нулевого максимума $B_p(N_p = 0) = 3.75$ Тл. Ближнему к этому значению соответствует положение, как и следовало ожидать, минимума кривой $\rho_{xx}^p(B)$: $B_{\min} = 3.52$ Тл. Идентификация максимумов 0^+ и 0^- по соответствующим величинам $B_p^- = 2.61$ Тл и $B_p^+ = 4.57$ Тл относительно максимумов $N_p = 1$ и $N_p = 2$ дает значения $N_{0^+} = 0.2$ и $N_{0^-} = -0.15$. Эти величины хорошо ложатся на аппроксимацию зависимости $1/B_p(N_p)$ из области $N_p \geq 1$ на область $N_p < 0.5$. Веерные диаграммы, построенные таким образом, дали возможность идентифицировать N_p -экстремумы и определить величины концентраций исследованных образцов.

Результаты измерений концентраций n_m и n_p обоими независимыми методами различались не более чем на 7%.

Оценки величин n_p были выполнены и независимым методом, основанным на свойствах квазидвумерных электронов E_p -подзоны. Суть его в следующем. Расчет энергетического спектра одиночного гетероперехода $E_c(z)$ (z — направление оси гетероструктуры) при уровне легирования, обеспечивающем в потенциальной яме концентрацию $n_s = n_m + n_p > (7-8) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ показывает начало заполнения верхней E_p -подзоны [4]. Соотношение компонентов n_m и n_p близко к $n_p = 0.1n_m$ (см. таблицу). Ширина проводящего канала d_m на уровне E_m близка к величине 30–50 Å. Волновая функция $|\psi_p(z)|^2$ Q2D электронов на уровне E_p имеет структуру в виде $|\psi_n(z)|^2$ — ближнего (*near*) и $|\psi_d(z)|^2$ — удаленного (*distance*) компонентов. При общей длине локализации $|\psi_p(z)|^2$ $d_p = 250-300 \text{ Å}$ локализация на полуширине распределений $|\psi_{n,d}(z)|^2$ составляет $d_n \approx 50 \text{ Å}$ и $d_d \approx 100 \text{ Å}$. Фермиевская длина волны при концентрации $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ составляет $\lambda_{Fp} \approx 120 \text{ Å}$, что существенно меньше величины d_p . Таким образом, для электронов E_m -подзоны условие двумерности ($\lambda_{Fm} \gtrsim d_m$) выполняется, а электроны E_p -подзоны следует считать квазидвумерными, так как $\lambda_{Fp} \leq d_p$. Используя величину магнитного поля B , соответствующего $N_p = 1$, определим n_p^V — объемный эквивалент концентрации Q2D электронов [7]. Эти величины n_p^V можно пересчитать [4], используя значения $d_{n,d}$, на величину $n_p^* = n_p^V/d_p$. Найденные таким образом величины n_p^* оказались близкими к оценкам n_p другими методами (с завышением до 7%).

О приближении свойств Q2D n_p электронов к объемным аналогам свидетельствует зависимость $\rho_{xx}^p(B)$ в магнитном поле, близком к квантовому пределу. Для 3D электронов в квантовом пределе при доминирующем рассеянии на ионизованных примесях магнитосопротивление, как известно, изменяется пропорционально B^3 . Анализ $\rho_{xx}^p(B)$ исследованных образцов показывает зависимость $\rho_{xx}^p \propto B^\alpha$ при $\alpha = 2.6-2.8$.

Об участии электронов двух подзон размерного квантования в формировании монотонного компонента $\rho_{xx}(B)$ свидетельствует его квадратичная зависимость от магнитного поля в слабом поле с насыщением в сильном поле.

3.2. Амплитуда $0^{+,-}$ -экстремумов

Характерной отличительной особенностью спинового расщепления осцилляционного 0-максимума магнитосопротивления компонента Q2D электронной системы (ρ_{xx}^p) является прежде всего наблюдение помимо 0^+ -максимума также и 0^- -пика. В отличие от этого осцилляции магнитосопротивления объемных полупроводниковых соединений 0^- -пика не обнаруживают [7–9]. Отсутствие 0^- -пика объясняется слабым вырождением и близостью по магнитному полю режима квантового предела и магнитного вымораживания. В столь сильных

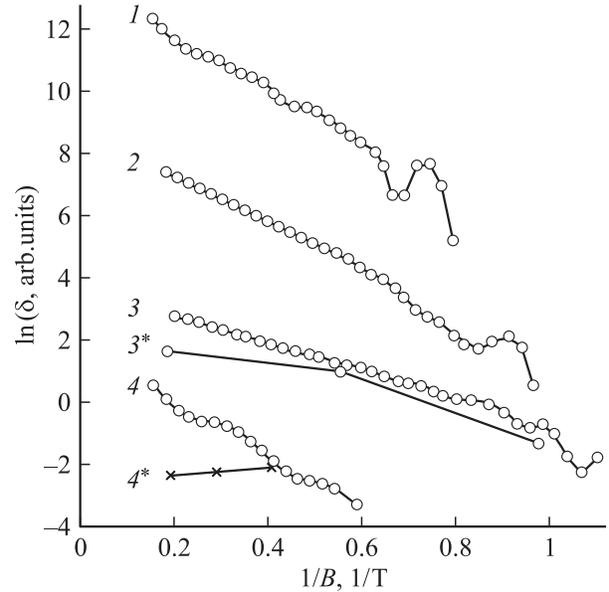


Рис. 5. Магнитопольные зависимости нормированных на температуру опыта амплитуд осцилляций магнитосопротивления ρ_{xx}^m (1–4) и ρ_{xx}^p (3*, 4*). Номера зависимостей $\delta(1/B)$ соответствуют номерам образцов в таблице.

магнитных полях, когда уровень Ферми $\xi \approx \hbar\omega/2$, электроны локализованы в состоянии $N = 0^+$ и условия для резонансных внутривозонных межуровневых переходов в магнитном поле в объемном случае отсутствуют. С дальнейшим увеличением магнитного поля электроны локализуются в примесной зоне, которая отщепляется от зоны проводимости. Эти замечания относятся к случаю заполнения только одной зоны 3D электронами.

В случае Q2D электронов ситуация принципиально иная. В магнитных полях $\varepsilon \gtrsim \hbar\omega/2$ за уровень Ферми выходит сначала уровень $N_p = 0^+$, а затем и уровень $N_p = 0$. Но при этом для n_p -электронов возможен переход на состояния в E_m -подзоне размерного квантования. На рис. 3 этот эффект виден в перестройке зависимости I^* в I с увеличением магнитного поля и трансформации осцилляций частоты $F_m - F_p$ с концентрацией $n_m - n_p$ в основную гармонику частоты F_m с концентрацией n_m . Ранее это явление наблюдалось в работах [4,5,13]. Второе отличие наблюдения пиков $0^{+,-}$ в Q2D электронной системе состоит в чрезвычайно малой их амплитуде по отношению к максимуму при $N_p = 1, 2$. В объемном же случае амплитуда осцилляций с уменьшением номера $N = 3, 2, 1, 0^+$ экспоненциально возрастает [12,14].

На рис. 5 приведены магнитопольные зависимости амплитуды осцилляций $\delta(1/B_{m,p})$ E_m - и E_p -подзон размерного квантования исследованных образцов 1–4. Этот результат существенно отличается от данных [4,15], где в области магнитных полей для уровней $N_m = 8-14$ и $N_p = 1-3$ на зависимости $\delta(1/B_m)$ были обнаружены отчетливые изломы. Эти изломы наблюдались в магнитных полях, соответствующих одновременному выходу уровней Ландау N_m и N_p на уровень Ферми, что в [4,15]

объяснено резонансным возбуждением межподзонной электрон-электронной ($e-e$) релаксации. Вдали от резонанса, когда максимум для уровня N_m попадал по магнитному полю между уровнями N_p и N_{p+1} , межподзонное $e-e$ -взаимодействие выключалось. Лишь на зависимости $\delta(1/B)_{m,p}$ образца 4 видны характерные изломы, аналогичные [4,15], отражающие одновременный выход максимумов N_m , $N_p = 0^+$ и $N_p = 0^-$ на уровень Ферми. Эта ситуация показана кривой 4 на рис. 5. На других образцах 1–3 модуляция осцилляций магнитосопротивления E_m -подзоны частоты F_m гармоникой F_p (E_p -подзоны) чрезвычайно мала.

Эти особенности дают основания предположить иной механизм, отличный от переходов между уровнями Ландау одной E_p -подзоны размерного квантования. Последовательный выход подуровней Ландау $N_p = 0^+$, 0^- над уровнем Ферми не может обеспечить осцилляционные пики 0^{+-} за счет внутривидных переходов, так как процессы с переворотом спина маловероятны. Объяснение слабых по амплитуде максимумов 0^{+-} на магнетосопротивлении ρ_{xx}^p естественно связать с межподзонными переходами электронов. Однако межподзонные переходы между уровнями $N_m > 1 \leftrightarrow N_p = 0^{+-}$ существенно отличаются от переходов, когда под уровнем Ферми находится несколько уровней Ландау N_m и N_p , реально заполненных электронами. В данном случае при резонансе $E_p(0^+) = \xi$ возможны лишь переходы E_m -электронов на пустой уровень E_p с номером $N_p = 0^+$ без переворота спина. Межподзонные переходы из E_m -в E_p -подзону, дающие вклад в максимум МС 0^+ , определяются вероятностью $f_m(+\frac{1}{2}) [1 - f_p(+\frac{1}{2})]$, которая существенно меньше вероятности внутривидных переходов в E_m -подзоне $f_m(\pm\frac{1}{2}) [1 - f_m(\pm\frac{1}{2})]$ ($f_{m,p}$ — функции распределения Ферми-Дирака).

Аномально малая величина амплитуды осцилляции при проводимости по E_p -подзоне размерного квантования сопровождается изломом зависимости $\delta(1/B)$, что видно на примере образца 3, и отрицательным наклоном (в смысле температуры Дингла) зависимости $\delta(1/B_p)$ для образца 4 (зависимости 3* и 4* соответственно).

При возрастании магнитного поля и приближении к квантовому пределу для уровней $N_p \approx 2, 1, 0^+, 0^-$ наблюдается как опустошение последних, так и трансформация функций плотности состояний $D_p(E, B)$. Изменение вида $D_p(E, B)$ связано с квазидвумерностью электронов E_p -подзоны. В магнитном поле B ($N_p \gg 1$) функция плотности состояний $D_p(E, B)$ имеет δ -образную форму с уширением $k(T + T_D^p)$. С возрастанием магнитного поля плотность состояний увеличивается и становится асимметричной [11]. При значительном отклонении от двумерности функция $D_p(E, B)$ модулируется по амплитуде плавной огибающей, близкой к объемной ($\propto \sqrt{E}$) [16] со значительной асимметрией [17]. Асимметрия $D_p(E, B)$ трансформирует и „хвост“ плотности состояний под уровнем Ферми [18]. Следовательно, часть состояний в полосе $E_p(0^{+-})$ при выходе соответствующих уровней Ландау над уровнем Ферми

оказывается занятой. Эти обстоятельства и приводят к множителю $[1 - f_p(\pm\frac{1}{2})]$ в вероятности межподзонных переходов без переворота спина.

3.3. Оценка g -фактора

Известно усиление спинового расщепления до $g \approx 10$ в подзонах размерного квантования в гетероструктурах с 2D электронным газом [6,19] по отношению к объемным 3D электронам в GaAs $g \approx 0.4$ [20,13]. Наши данные (рис. 4) дают возможность оценить величину g -фактора.

Спиновое расщепление $\frac{1}{2} |g| \mu_B B$ проявляется в условиях, когда оно существенно больше температурного и столкновительного уширений уровней Ландау:

$$|g| \mu_B B > kT, kT_D, \quad (2)$$

где $\mu_B = e\hbar/2m_0$ — магнетон Бора.

Для исследованных образцов $B(N_p = 0) \approx 3.5T$, $kT = 0.16$ мЭВ, $kT_D < 0.4$ мЭВ, а $\mu_B B \approx 2.0$ мЭВ, так что условие (2) выполняется с большим запасом.

Используя условия резонанса для E_p -подзоны в виде

$$\xi = \varepsilon^\pm = \left[\frac{e\hbar}{m^*} \left(N_p + \frac{1}{2} \right) \pm \frac{1}{2} |g| \mu_B^* B \right] B_p^\pm, \quad (3)$$

получим соотношение B_p^-/B_p^+ для $N_p = 0$:

$$B_p^-/B_p^+ = \frac{1 + \nu}{1 - \nu}, \quad (4)$$

где $\nu = \frac{1}{2} |g| \frac{m^*}{m_0}$. Выражение (4) справедливо в однозонном приближении с квадратичным законом дисперсии и независимостью энергии Ферми от магнитного поля $\xi(B) = \xi(0)$ [21]. Магнитные поля B_p^+ и B_p^- соответствуют пересечению уровня Ферми верхним (0^+) и нижним (0^-) расщепленными уровнями Ландау E_p -подзоны размерного квантования.

Используя величины $B_p^+ = 2.61$ Тл и $B_p^- = 4.57$ Тл (рис. 4), найдем величину g -фактора: $|g| = 8.2 \pm 1.0$. Этот результат удовлетворительно согласуется с известным значением g -фактора 10–15 для гетеросистемы AlGaAs/GaAs с одиночным гетеропереходом [5].

Результаты оценок g -фактора ряда исследованных образцов гетероструктур приведены в таблице. Как уже отмечалось, 0^+ -расщепление уровня Ландау $N_p = 0$ наблюдалось лишь для нескольких образцов. Именно таких, для которых концентрация Q2D электронов n_p обеспечивала попадание уровня Ландау $N_p = 0$ в интервал магнитного поля $B = 2-6$ Тл. При анализе гармоник осцилляций магнитосопротивления на одном из образцов (G215) из работы [3] мы обнаружили спиновое расщепление максимума $N = 1$ (условия эксперимента и параметры образца приведены в таблице под № 6). Видно хорошее согласие рассчитанной нами величины g -фактора для данного образца с результатами обработки осцилляций магнитосопротивления образцов 1–5. Результаты, представленные в таблице, не позволяют

сделать какие-либо выводы о зависимости g -фактора от концентрации электронов. Дело в том, что наши многочисленные эксперименты по исследованию низкотемпературного магнитотранспорта не указывают на однозначную связь между концентрациями n_m и n_p . Известна лишь тенденция уменьшения величины n_p с понижением уровня легирования и наличия порогового значения n_m , с которого начинается заполнение второй (верхней) подзоны размерного квантования. На это указывает и анализ экспериментов, выполненных в [1,22–24].

4. Заключение

Удалось (по-видимому, впервые) наблюдать спиновое расщепление нулевого уровня Ландау в поперечном магнитосопротивлении Шубникова–де-Гааза в системе Q2D+2D электронов. В магнитных полях $B \approx 2\text{--}6$ Тл уровни $N_p = 0^+$ и $N_p = 0^-$ для Q2D электронов верхней E_p -подзоны ($n_p \approx 10^{11} \text{ см}^{-2}$) последовательно опустошаются, а Q2D электроны переходят в основную E_m -подзону. При этом сохраняется вероятность переходов 2D электронов с уровней основной подзоны (N_m) на опустошенные уровни $N_p(0^+)$ и $N_p(0^-)$ с дифференциацией по ориентации спина. Именно с этим обстоятельством и связана аномально малая величина амплитуды магнитосопротивления наблюдаемых нами расщепленных по спину пиков.

Выполнены оценки g -фактора Q2D электронов E_p -подзоны. Для концентраций $n_m \approx (9.6\text{--}10.8)10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $n_p \approx (0.67\text{--}1.04)10^{11} \text{ см}^{-2}$ величина g -фактора равна 8.2–12.2 с абсолютной погрешностью ± 1.2 . Определение g -фактора произведено в узком интервале концентраций (лимитируем имеющимися в нашем распоряжении магнитными полями). Нами не обнаружена зависимость g -фактора от концентраций n_m и n_p . Неожиданным явилось отсутствие на некоторых образцах гетероструктур (3, 4) спинового расщепления для Q2D электронов при температурах ниже 4.2 К, хотя оно (спиновое расщепление) наблюдалось при $T = 4.2$ К. Обращено внимание на то, что нет корреляции между концентрацией n_p и величинами $B^{+,-}$, соответствующими расщепленным пикам магнитосопротивления 0^+ и 0^- для Q2D компоненты электронного газа.

Следует отметить, что спиновое расщепление и спиновая поляризация 2D электронов в последнее время интенсивно изучаются (см., например, [25,26] и цитируемую там литературу). Однако эксперименты относятся к 2D системам с концентрацией электронов $n_m < 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и к области ультраквантового предела по магнитному полю. В частности, в работе [22] наблюдалось увеличение g -фактора до значения 3.2 по отношению к величине 0.44 для объемного GaAs. Поэтому соотнести наши результаты (величины g -фактора) с подобными исследованиями затруднительно.

Автор признателен Ю.Н. Горбуновой и А.М. Устинову за помощь в работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и образования РФ (грант № E02-3.4-319 и Госконтракт № 40.012.1.1.1153).

Список литературы

- [1] H.L. Störmer, A.C. Gossard, W. Wiegman. Sol. St. Commun., **41**, 707 (1982).
- [2] P.T. Coleridge. Semicond. Sci. Technol., **5**, 961 (1990).
- [3] D.R. Leadley, R. Fletcher, R.J. Nicholas, F. Tao, C.T. Foxon, J.J. Harris. Phys. Rev. B, **46** (19), 12 439 (1992).
- [4] V.I. Kadushkin, F.M. Tsahhaev. Phys. Low-Dim. Structur., **1/2**, 93 (2000).
- [5] V.I. Kadushkin, A.B. Dubois. Phys. Low-Dim. Structur., **7/8**, 7 (2003).
- [6] М.Г. Гаврилов, С.И. Дорожкин, В.Е. Житомирский, И.В. Кукушкин. Письма ЖЭТФ, **49**, 402 (1989).
- [7] М.С. Бреслер, Р.В. Парфеньев, С.С. Шалыт. ФТТ, **8**, 1776 (1966).
- [8] Р.В. Парфеньев, И.И. Фарбштейн, С.С. Шалыт. ЖЭТФ, **53**, 1571 (1967).
- [9] Н.Г. Глузман, А.И. Пономарев, Г.А. Потапов, Л.Д. Сабирзянова, И.М. Цидильковский. ФТП, **12**, 468 (1978).
- [10] В.И. Кадушкин. ФТП, **24**, 2029 (1990).
- [11] T. Ando. J. Phys. Soc. Japan, **37**, 1233 (1974).
- [12] В.И. Кадушкин, В.А. Кульбачинский. ФТП, **25**, 612 (1991); Поверхность, **12**, 156 (1991).
- [13] C. Weisbuch, C. Hermann. Phys. Rev. B, **15**, 816 (1977).
- [14] В.И. Кадушкин. ФТП, **15**, 230 (1981).
- [15] В.И. Кадушкин. ФТП, **39**, 859 (2005).
- [16] Л. Есаки. Молекулярно-лучевая этикасия и гетероструктуры, под ред. Л.Ченга, К. Плога. (М., Мир, 1989).
- [17] L.A. Kaufman, L.J. Neuringer. Phys. Rev. B, **2**, 1840 (1970).
- [18] R. Fletcher, E. Zaremba, M. D'Jorio, C.T. Foxon, J.J. Harris. Phys. Rev. B, **38**, 7866 (1988).
- [19] I.V. Kukushkin, V.B. Timofeev, K. von Klitzing, K. Ploog. Festkörperprobleme, **28**, 21 (1988).
- [20] M. Dolers, K. von Klitzing, G. Weimann. Phys. Rev. B, **38**, 5453 (1988).
- [21] Б.М. Аскеров. Электронные явления переноса в полупроводниках (М., Наука, 1985).
- [22] E.F. Schubert, K. Ploog. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-32**, 1868 (1985).
- [23] R. Fletcher, E. Zaremba, M. D'Jorio, C.T. Foxon, J.J. Harris. Phys. Rev. B, **41**, 10 649 (1990).
- [24] R.M. Kusters, F.A. Wittenkamp, J. Singleton, J.A.A.J. Perenboom, G.A.C. Jones, D.A. Ritchie, J.E.F. Frost, J.-P. Andre. Phys. Rev. B, **46**, 10 207 (1992).
- [25] E. Tutuc, S. Melinte, E.P. De Poortere, M. Shayegan, R. Winkler. Phys. Rev., **B, 67**, 241 309R (2003).
- [26] Chi-Tehiang, Ch.G. Smith, M.Y. Simmons, Gil-Ho Kim, D.A. Ritchie, M. Pepper. Physica E, **18**, 142 (2003).

Редактор Т.А. Полянская

Spin splitting and g -factor of electrons of the quantum confinement excited subband

V.I. Kadushkin

Ryazan State Pedagogical University,
390006 Ryazan, Russia

Abstract The spin splitting of zero Landau level of the quantum confinement upper E_p subband has been observed in the magnetoresistance oscillations at $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}/\text{GaAs}$ heterosystem. This phenomenon is explained by the intersubband electron transitions from lower E_m subband to the states of E_p subband. It was found the spectroscopic splitting factor value g of electrons on subband E_p : $|g| = 8.2-12.2$ for electron density $n_p = (0.52-1.04) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.