

Обменное усиление g -фактора в гетероструктурах InAs/AlSb

© В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, С.С. Криштопенко, Ю.Г. Садофьев, К.Е. Спирик[†]

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

(Получена 19 ноября 2007 г. Принята к печати 7 декабря 2007 г.)

Исследовалась эволюция осцилляций Шубникова–де Гааза в гетероструктурах InAs/AlSb с двумерным электронным газом в квантовых ямах InAs шириной 12–18 нм при значительном изменении концентрации электронов, $(3–8) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, за счет эффекта отрицательной остаточной фотопроводимости. Определены значения эффективного фактора Ланде электронов $g^* = -(15–35)$. Показано, что величина g^* -фактора возрастает с шириной квантовой ямы.

PACS: 72.25.Dc, 73.21.Fg, 73.43.-f, 73.63.Hs

1. Введение

В последнее время отмечается возрождение интереса к эффекту обменного усиления фактора Ланде [1,2], что связано с обсуждением возможностей использования спиновой степени свободы в полупроводниковой электронике (см., например, [3–5]). Перспективным материалом для создания приборов спинтроники могут быть гетероструктуры InAs/AlSb, которые характеризуются малой величиной эффективной массы электронов, $\sim 0.03m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), и высокой подвижностью, достигающей $9 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при температуре $T = 4.2 \text{ К}$ и $3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при комнатной температуре, концентрацией двумерных электронов $n_s \approx 10^{12} \text{ см}^{-2}$, сильным спин-орбитальным взаимодействием и большой величиной фактора Ланде ($g = -15$ в объемном InAs). Вследствие большой величины разрыва зоны проводимости на гетерогранице (более 1 эВ) даже в номинально нелегированных структурах InAs/AlSb всегда имеются двумерные электроны с концентрацией $n_s \leq 10^{12} \text{ см}^{-2}$, „поставщиками“ которых в квантовую яму InAs являются глубокие доноры в барьерных слоях AlSb и поверхностные доноры в покрывающем слое GaSb, обычно выращиваемом поверх барьера AlSb для предотвращения его окисления на воздухе. Одной из специфических особенностей рассматриваемой гетеросистемы является биполярность остаточной фотопроводимости при низких температурах. При воздействии на гетероструктуру инфракрасным (ИК) излучением наблюдается положительная остаточная фотопроводимость (ОФП), при освещении в видимом диапазоне наблюдается отрицательная остаточная фотопроводимость, что позволяет обратимым образом изменять в несколько раз концентрацию двумерных электронов в одном эксперименте.

Обменное усиление g -фактора в гетероструктурах InAs/AlSb с двумерным электронным газом исследовалось в работах [6,7] по зеемановскому расщеплению осцилляций Шубникова–де Гааза. В работе [6] для определения эффективного g^* -фактора по положению каждой из расщепившихся осцилляций использовалось

простое выражение для энергии уровня Ландау электронов, не учитывающее сильную непараболичность закона дисперсии электронов в квантовой яме InAs. Это приводило к нефизичным гигантским осцилляциям определяемого таким образом g^* -фактора. В работе [7] величина усиленного фактора Ланде оценивалась исходя из качественного соотношения $g^* = 2(B_1 m_0 / B_2 m^*)$, где B_1 — магнитное поле, в котором начинаются осцилляции Шубникова–де Гааза, B_2 — магнитное поле, соответствующее началу зеемановского расщепления осцилляций, m^* — эффективная масса электронов на уровне Ферми. Полученное таким образом значение $g^* = -14.6$ при $n_s \approx 10^{12} \text{ см}^{-2}$ находится в хорошем согласии с результатами, полученными из транспортных измерений в наклонных магнитных полях [8]. Отметим, что использованный в работе [8] метод совпадений (совпадение расщепившихся осцилляций, соответствующих различным уровням Ландау, при наклоне магнитного поля) не мог быть использован в нормальных магнитных полях $B > 2 \text{ Тл}$ вследствие антипересечения уровней Ландау при больших углах наклона магнитного поля, вызванного влиянием продольной компоненты поля на электронный спектр. В работе [7] для определения усиленного фактора Ланде использовался и другой подход: измерялись температурные зависимости продольного сопротивления R_{xx} в минимумах (по магнитному полю), соответствующих нечетным значениям фактора заполнения, где в соответствии с теорией Андо [2] величина обменного усиления должна быть максимальной. Полагалось, что $R_{xx} \propto \exp(-\Delta/k_B T)$, где $\Delta = |g^*| \mu_B B$ — энергия спинового расщепления уровней Ландау, μ_B — магнетон Бора, T — температура, k_B — постоянная Больцмана. Однако полученные значения $|g^*|$ оказались существенно меньшими, чем при использовании первого метода, что связано, очевидно, со значительным перекрытием „хвостов“ плотности состояний на уровнях Ландау даже в сильных магнитных полях. В настоящей работе g^* -фактор определялся по величине зеемановского расщепления осцилляций Шубникова–де Гааза с использованием результатов численного расчета уровней Ландау электронов в квантовой яме InAs в рамках модели Кейна.

[†] E-mail: spirink@ipm.sci-nnov.ru

Таблица 1. Параметры исследованных образцов

Образец	$n_s, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	Ширина КЯ, нм	Подвижность, $10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
B824	0.85	15	2.65
C0036	0.484	12	1.1
C0038	0.65	18	4.0
C0040	0.584	15	4.2

2. Методика эксперимента

В работе исследовались образцы, изготовленные из номинально нелегированных гетероструктур InAs/AlSb, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (001) с метаморфным буферным слоем GaSb. Последовательность и режимы роста слоев были аналогичны описанным в работе [6]. Параметры исследованных образцов приведены в табл. 1. Образцы в форме холловского мостика размещались в центре сверхпроводящего соленоида в гелиевом криостате, все измерения проводились при температуре $T = 4.2 \text{ К}$ при развертке магнитного поля. При измерения электронного транспорта через образец пропускался переменный ток $I = 1 \text{ мкА}$ низкой частоты (9 Гц). Измерялись продольное (R_{xx}) и холловское (R_{xy}) сопротивления. Использовалась стандартная схема синхронного детектирования, сигнал с выхода синхродетектора оцифровывался аналого-цифровым преобразователем и записывался в компьютере как функция магнитного поля. Концентрация двумерных (2D) электронов в исследуемом образце изменялась за счет эффекта отрицательной остаточной проводимости при подсветке синим светодиодом. При измерениях в наклонном магнитном поле образец располагался под углом 45° к плоскости, перпендикулярной магнитному полю.

Так же как и в работе [2], при определении g -фактора мы полагали, что максимум осцилляции Шубникова–де Гааза соответствует моменту пересечения уровнем Ландау уровня Ферми, энергия которого в этот момент соответствует энергии Ферми в нулевом магнитном поле (см. [9]). Это допущение легко обосновать для случая нерасщепленных по спину уровней Ландау, сравнив плотность состояний двумерных электронов в нулевом поле и плотности состояний на уровнях Ландау. Далее, пусть двум максимумам расщепившейся осцилляции Шубникова–де Гааза соответствуют магнитные поля B_+ и B_- . Если зеемановское расщепление существенно меньше ширины уровня Ландау (т.е. расщепление осцилляции $B_+ - B_-$ меньше 0.7 Тл — магнитного поля, в котором в исследуемых образцах начинаются осцилляции Шубникова–де Гааза), можно считать, что в поле B_+ энергия нижнего расщепленного по спину уровня Ландау равна энергии верхнего в поле B_- . Тогда при $(B_+ - B_-) \ll (B_+ + B_-)$ величина зеемановского расщепления уровней есть $\Delta \approx g^* \mu_B (B_+ + B_-)/2$. С другой стороны, $\Delta \approx (\partial E / \partial B)(B_+ - B_-)$. Величина $\partial E / \partial B$

для соответствующего уровня Ландау рассчитывалась в рамках модели Кейна (см. далее). Таким образом, окончательно получаем выражение, по которому определялся эффективный фактор Ланде в данной работе:

$$g^* = 2 \frac{\partial E}{\partial B} \frac{B_+ - B_-}{\mu_B (B_+ + B_-)}. \quad (1)$$

Следует отметить, что исходное допущение (см. [9,10]) справедливо, лишь пока зеемановское расщепление уровня Ландау мало. Рассмотрим предельный случай сильно расщепившихся уровней Ландау. Как хорошо известно, при низких температурах в квантовых ямах постоянной величины является концентрация двумерных электронов n_s , а уровень Ферми осциллирует в магнитном поле и переходит с уровня на уровень в момент минимума осцилляций Шубникова–де Гааза (что соответствует полному заполнению нижележащего уровня Ландау). Максимумы осцилляций будут наблюдаться, очевидно, когда уровень Ландау заполнен наполовину (т.е. уровень Ферми проходит через максимум плотности делокализованных состояний). Таким образом, для левого (магнитное поле B_-) и правого (магнитное поле B_+) максимумов продольного сопротивления можно записать соотношения

$$n_s = 2n\alpha B_- + \frac{3\alpha B_-}{2}, \quad n_s = 2n\alpha B_+ + \frac{3\alpha B_+}{2}. \quad (2)$$

Здесь $2n$ — число полностью заполненных уровней Ландау с учетом спинового расщепления (т.е. $(n-1)$ — номер верхнего полностью заполненного уровня Ландау), $\alpha = eB/hc$ — кратность вырождения уровня Ландау. Таким образом, приравнявая эти два выражения, получаем „универсальное“, не зависящее от g^* -фактора, отношение магнитных полей, отвечающих правому и левому пикам расщепившейся осцилляции Шубникова–де Гааза:

$$\frac{B_+}{B_-} = \frac{2n + 3/2}{2n + 1/2}. \quad (3)$$

Из выражений (2) легко найти расстояние (в обратном магнитном поле) между максимумами расщепившейся осцилляции Шубникова–де Гааза:

$$\Delta \left(\frac{1}{B} \right) = \frac{1}{B_-} - \frac{1}{B_+} = \frac{\alpha}{n_s}, \quad (4)$$

что ровно в 2 раза меньше периода осцилляций Шубникова–де Гааза в отсутствие зеемановского расщепления. Таким образом, в случае сильного зеемановского расщепления осцилляций Шубникова–де Гааза по величине расщепления невозможно определить эффективный фактор Ланде.

3. Расчет уровней Ландау

Для интерпретации наблюдаемого расщепления осцилляций Шубникова–де Гааза в гетероструктурах InAs/AlSb в работе были проведены расчеты энергии

уровней Ландау электронов в квантовых ямах InAs/AlSb. Для расчетов одноэлектронного спектра решалась система самосогласованных уравнений Хартри с 8-зонным гамильтонианом Кейна [11] с учетом эффектов деформации [12]. Постоянные решеток InAs и AlSb в плоскости структуры полагались такими же, как и в буферном слое GaSb. В гамильтониане пренебрегалось слагаемыми, пропорциональными квадрату волнового вектора дырок, и слагаемыми, появляющимися из-за отсутствия центра инверсии в кристалле.

Самосогласованный потенциал, построенный с учетом эффектов поля пространственно разделенных примесных ионов и электрон-электронного взаимодействия, вычислялся при каждом фиксированном значении магнитного поля, в отличие от [13], где для расчета уровней Ландау использовался потенциал Хартри в нулевом магнитном поле.

Система нелинейных уравнений для одноэлектронных огибающих блоховских функций имеет вид

$$H = H_{8 \times 8}^{kp} - E_{\text{donors}} \mathbf{r} - \int d\mathbf{r}' \rho(\mathbf{r}') \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (5)$$

где $\rho(\mathbf{r}) = -e \sum_j |\psi_j(\mathbf{r})|^2$ — распределение отрицательного заряда электронного облака. Первое слагаемое в (5) соответствует гамильтониану Кейна в отсутствие внешних электрических полей. Второе слагаемое описывает электрическое поле глубоких доноров в барьерах AlSb и поверхностных доноров в покрывающем слое GaSb, являющихся поставщиками электронов в КЯ. Третье слагаемое отражает тот факт, что на выделенный электрон действуют электрические поля всех других электронов, рассматриваемых как непрерывное распределение отрицательного заряда с плотностью $\rho(\mathbf{r})$. Система нелинейных уравнений (5) решалась методом итераций. В качестве нулевого приближения выбирались волновые функции состояния в бесконечно глубокой квантовой яме. При расчетах задавались следующие параметры: ширина квантовой ямы InAs — от 12 до 18 нм, ширина запрещенной зоны InAs — 0.42 эВ, ширина запрещенной зоны AlSb — 2.4 эВ, разрыв зоны проводимости в Γ -точке — 2.2 эВ, эффективные массы на дне зоны проводимости InAs — $0.023m_0$, AlSb — $0.14m_0$, g -фактор для объемного InAs, равный -15 .

Зависимости энергий первых семи уровней Ландау (0–6) в первой подзоне размерного квантования от магнитного поля приведены на рис. 1. Следует отметить, что сравнение результатов расчета уровней Ландау с учетом встроенного электрического поля и без него показывает, что электрическое поле практически не влияет на электронный спектр в первой подзоне размерного квантования, но значительно изменяет расстояние между подзонами. Последнее необходимо учитывать при исследовании селективно легированных структур, в которых могут быть заполнены вторая и более высокие подзоны размерного квантования. Анализ рассчитанного спектра уровней Ландау показывает, что

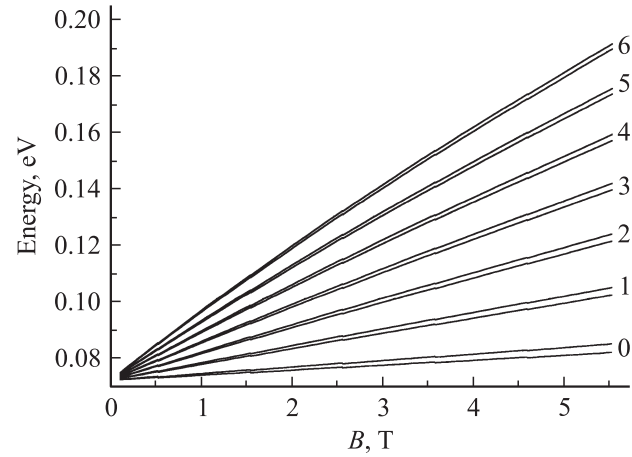


Рис. 1. Рассчитанные в рамках модели Кейна уровни Ландау электронов в квантовой яме InAs шириной 15 нм. Энергия отсчитывается от дна зоны проводимости в недеформированном объемном InAs.

для характерной концентрации электронов $7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, соответствующей энергии Ферми $\sim 50 \text{ мэВ}$, величина зеемановского расщепления уровней соответствует одноэлектронному фактору Ланде $g \approx -9.5$, т.е. заметно меньше заложенного в расчет значения $g \approx -15$ для объемного InAs, что, очевидно, связано с размерным квантованием и непараболичностью зоны проводимости.

4. Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены измеренные зависимости продольного сопротивления образца В824 (см. табл. 1) от магнитного поля для различных значений концентрации электронов, которая изменялась за счет эффекта отрицательной остаточной фотопроводимости при подсветке синим светодиодом. Видно, что осцилляции Шубникова–де Гааза начинаются в магнитных полях $\sim 0.7 \text{ Тл}$, а зеемановское расщепление осцилляций в полях $\sim 2 \text{ Тл}$. Определенные по формуле (1) значения g^* -фактора для образца В824, а также значения „универсального“ соотношения B_+/B_- для соответствующих уровней Ландау, определенные по формуле (3), приведены в табл. 2. В таблице отмечены значения g^* , которые не могут считаться достоверными, так как соответствующие им величины B_+/B_- достаточно близки к „универсальным“ значениям, а расщепление осцилляций Шубникова–де Гааза ($B_+ - B_-$) близко к 0.7 Тл — полю, при котором возникают осцилляции и которое характеризует ширину уровня Ландау. Следовательно, допущение, на основании которого получено выражение (1), перестает быть верным. Достоверным можно считать значения g^* -фактора, определенные для осцилляций, величина расщепления которых существенно меньше 0.7 Тл . Как видно из табл. 2, достоверные значения g^* -фактора (величина расщепления не превышает $0.2\text{--}0.3 \text{ Тл}$) лежат в интервале $-(15\text{--}25)$, в зависимости от концентрации и

Таблица 2. Зеемановское расщепление осцилляций Шубникова–де Гааза в образце В824

Концентрация носителей $n_s, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	Номер уровня Ландау	$B_-, \text{ Тл}$	$B_+, \text{ Тл}$	g^*	B_+/B_-	B_+/B_- (theory)	g (theory)
0.85	3	4.72	5.4	24.7 (*)	1.144	1.154	27
	4	3.73	4.11	23.1 (*)	1.102	1.118	
	5	3.1	3.32	22.2 (*)	1.080	1.095	
	6	2.63	2.78	19.9	1.057	1.08	
	7	2.3	2.39	16	1.039	1.069	
0.69	4	3.85	4.37	26 (*)	1.134	1.154	29
	5	3.05	3.35	24.2 (*)	1.098	1.118	
	6	2.53	2.71	21.8	1.071	1.095	
	7	2.17	2.27	17.3	1.046	1.08	
0.52	2	3.92	4.69	26.5 (*)	1.195	1.222	30
	3	2.89	3.23	23.2 (*)	1.117	1.154	
	4	2.31	2.45	15.7	1.060	1.118	
0.35	1	4.28	5.93	29.9 (*)	1.386	1.4	31
	2	2.67	3.16	26.7 (*)	1.185	1.222	
	3	1.97	2.17	21.3	1.103	1.154	
0.30	1	3.67	5.00	29 (*)	1.362	1.4	31.5
	2	2.32	2.73	25.7 (*)	1.177	1.222	
	3	1.73	1.88	18.3	1.086	1.154	
	4	1.36	1.43	14	1.05074	1.118	

Примечание. (*) — не абсолютно достоверные значения.

номера уровня, что заметно превышает рассчитанное в рамках модели Кейна „одноэлектронное“ значение -9.5 . Такое усиление g -фактора естественно связать с обменным взаимодействием в двумерном электронном газе (см. теорию Андо [2]).

На рис. 3 представлены результаты измерений продольного сопротивления образца В824 с концентрацией

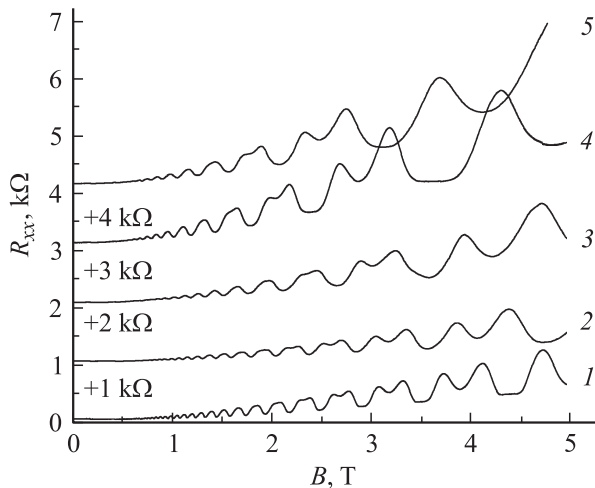


Рис. 2. Осцилляции Шубникова–де Гааза в образце В824 при последовательно уменьшающейся концентрации 2D электронов за счет эффекта остаточной фотопроводимости при подсветке синим светодиодом. $n_s, 10^{11} \text{ см}^{-2}$: 1 — 8.5, 2 — 6.9, 3 — 5.2, 4 — 3.5, 5 — 3.0. Кривые 2–5 смещены по вертикальной оси, величины смещений указаны.

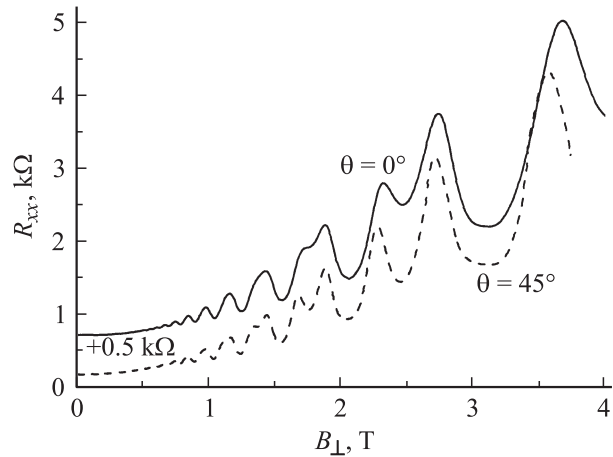


Рис. 3. Зависимости R_{xx} в образце В824 от нормальной к поверхности структуры компоненты магнитного поля B_{\perp} : сплошная кривая — нормальное направление магнитного поля ($\theta = 0^\circ$); штриховая — наклонное направление магнитного поля, под углом $\theta = 45^\circ$ относительно образца. Кривые получены после продолжительной подсветки образца синим светодиодом. Сплошная кривая смещена вверх на 0.5 кОм .

электронов $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в зависимости от нормальной компоненты магнитного поля B_{\perp} , как для случая, когда магнитное поле перпендикулярно поверхности структуры, так и для наклонного под углом 45° магнитного поля. Видно, что наклон магнитного поля не влияет на положение осцилляций Шубникова–де Гааза (кван-

Таблица 3. Зеемановское расщепление осцилляций Шубникова–де Гааза в образцах C0036, C0038, C0040

$n_s, 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (образец)	Номер уровня Ландау	$B_-, \text{ Тл}$	$B_+, \text{ Тл}$	g^*	B_+/B_-	B_+/B_- (theory)	g (theory)
6.5 (C0038)	3	3.17	3.72	35.0	1.17	1.154	31
	4	2.54	2.88	34.9	1.13	1.118	
5.8 (C0040)	2	4.03	4.84	27.5	1.20	1.222	30
	3	3.01	3.41	27.0	1.13	1.154	
	4	2.40	2.66	27.3	1.11	1.118	
4.8 (C0036)	2	3.62	4.12	18.6	1.14	1.222	28
	3	2.73	2.97	16.3	1.09	1.154	

тование Ландау определяется нормальной компонентой магнитного поля), но приводит к существенно более выраженному зеемановскому расщеплению осцилляций. На рис. 4 приведена зависимость периода осцилляций в обратном магнитном поле от номера осцилляций для $\theta = 45^\circ$. Видно, что начиная с осцилляции 4 (первой расщепленной осцилляции) максимумы R_{xx} по-прежнему следуют через одинаковые интервалы $1/B$, но период уменьшается в 2 раза в соответствии с выражением (4) для случая сильного зеемановского расщепления уровней Ландау. Это, естественно, не означает, что зеемановское расщепление в данном случае привело к эквидистантному расположению по энергии уровней Ландау, согласно работе [8] это происходит при наклоне на 68.4° ; просто при сильном расщеплении уровней Ландау положение осцилляций Шубникова–де Гааза перестает от него зависеть.

Результаты измерений в наклонных магнитных полях позволяют оценить анизотропию эффективного g^* -фактора. Как и в работе [14], мы будем полагать $g^*(\theta) = [g_\perp^{*2} \cos^2(\theta) + g_\parallel^{*2} \sin^2(\theta)]^{1/2}$. Тогда, очевидно, $g_\perp^* B_1 \approx g^*(\theta) B_2$, где B_1 и B_2 — полные магнитные поля, соответствующие положению первой рас-

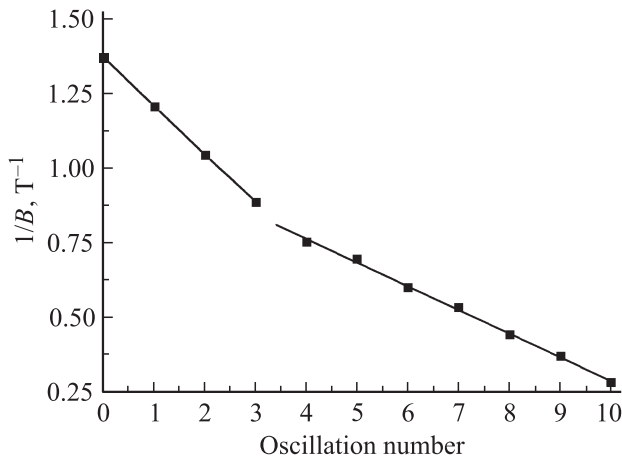


Рис. 4. Положения максимумов осцилляций Шубникова–де Гааза в обратном магнитном поле (штриховая кривая на рис. 3). „Нулевой“ осцилляции соответствует магнитное поле 0.73 Тл.

щепленной осцилляции Шубникова–де Гааза при нормальном и наклонном под углом θ поле. Для данных, представленных на рис. 3, получаем $B_1 = 1.40$ Тл и $B_2(\theta = 45^\circ) = 1.59$ Тл, что дает $g_\parallel/g_\perp = 0.8$. Такой результат качественно соответствует выводам работы [15], где теоретически исследовалась анизотропия одноэлектронного g -фактора в квантовой яме; подобные исследования для усиленного за счет обменного взаимодействия g^* -фактора авторам неизвестны.

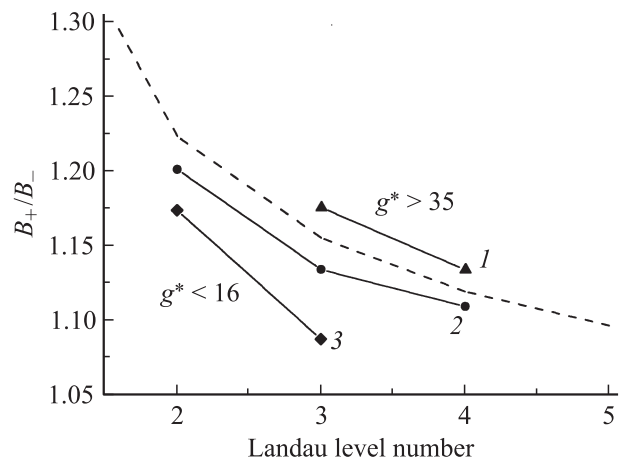


Рис. 5. Отношения полей B_+/B_- , соответствующих положениям правого и левого максимумов осцилляций Шубникова–де Гааза для различных уровней Ландау: 1 — образец C0038 с шириной квантовой ямы 18 нм, 2 — образец C0040 с шириной квантовой ямы 15 нм, 3 — образец C0036 с шириной квантовой ямы 12 нм. Штриховая ломаная линия — „универсальные“ значения соотношения B_+/B_- в соответствии с выражением (3).

В настоящей работе исследована зависимость эффективного g^* -фактора от ширины квантовой ямы. Исследовались образцы с шириной квантовой ямы 12, 15 и 18 нм, выращенные в схожих условиях (см. табл. 1, образцы C0036, C0038, C0040). Значения эффективного g^* -фактора, определенные в соответствии с выражением (1), для образцов с различной шириной квантовой ямы приведены в табл. 3, а на рис. 5 представлены соответствующие значения отношения полей B_+/B_- для различных уровней Ландау. Штриховой линией по-

казаны „универсальные“ значения соотношения B_+/B_- в соответствии с выражением (3). Видно, что для двух образцов с шириной квантовой ямы 12 и 15 нм точки лежат ниже, а для образца с шириной квантовой ямы 18 нм выше штриховой прямой. Это означает, что для структур с квантовой ямой шириной 12 и 15 нм определенные по формуле (1) значения g^* -фактора являются, как и в случае образца В824 (табл. 2), строго говоря, оценкой сверху. В то же время для образца с квантовой ямой шириной 18 нм ситуация обратная: наблюдаемые значения соотношения B_+/B_- лежат выше „универсальных“ значений, что может быть только в случае, когда зеемановское расщепление уровней Ландау превышает $\hbar\omega_c/2$ (ω_c — циклотронная частота). Таким образом, приведенные для этого образца значения g^* являются оценкой снизу, т.е. истинный g^* -фактор больше значений, определенных по формуле (1). Таким образом, имеет место как минимум двукратное увеличение зеемановского расщепления при изменении ширины квантовой ямы от 12 до 18 нм. Такое поведение качественно соответствует рассчитанной зависимости одноэлектронного g -фактора от ширины квантовой ямы [15]. Однако в данном случае эффект может быть связан и с более высоким кристаллическим качеством образца с более широкой квантовой ямой, что выражается в меньшем уширении уровней Ландау и соответственно в большей величине обменной энергии (см. [2]).

Авторы благодарны А.В. Антонову за помощь при проведении экспериментов, а также Й.-Х. Жангу и С.Р. Джонсону (университет штата Аризона, г. Темпе, США) за предоставленные образцы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-17531), Программы фундаментальных исследований Президиума РАН „Квантовые наноструктуры“ (проект 4.13), Программы государственной поддержки ведущих научных школ (проект НШ-4582.2006.2).

Список литературы

- [1] F.F. Fang, P.J. Stiles. Phys. Rev., **174**, 823 (1968).
- [2] T. Ando, Y. Uemura. J. Phys. Soc. Japan, **37**, 1044 (1974).
- [3] S. Datta, B. Das. Appl. Phys. Lett., **56**, 665 (1990).
- [4] O.E. Raichev, P. Debray. Phys. Rev. B, **65**, 085 319 (2002).
- [5] P.R. Hammer, M. Johnson. Phys. Rev. Lett., **88**, 066 806 (2002).
- [6] Yu.G. Sadofyev, A. Ramamoorthy, B. Naser, J.P. Bird, S.R. Jonson, Y.-H. Zhang. Appl. Phys. Lett., **81**, 1833 (2002).
- [7] V.N. Zverev, M. Muhammad, S. Rahman, P. Debray, M. Saglam, J. Sigmund, H.L. Hartnage. J. Appl. Phys., **96** (11), 6353 (2004).
- [8] S. Brosig, K. Ensslin, A.G. Jansen, C. Nguyen, B. Brar, M. Thomas, H. Kroemer. Phys. Rev. B, **61**, 13 045 (2000).
- [9] W. Zawadzki, R. Lassing. Surf. Sci., **142**, 225 (1984).
- [10] A. Raymond, J.L. Robert, C. Bousquet, W. Zawadzki, F. Alexandre, I.M. Masson. Sol. St. Commun., **55**, 271 (1985).
- [11] E.O. Kane. J. Phys. Chem. Sol., **1**, 249 (1957).

- [12] H.R. Trebin, U. Rössler, R. Ranvaud. Phys. Rev. B, **20**, 686 (1979).
- [13] R. Winkler. Surf. Sci., **361/362**, 411 (1996).
- [14] Z.W. Zheng, B. Shen, Y.S. Gui, Z.J. Qiu, C.P. Jiang, N. Tang, J. Liu, D.J. Chen, H.M. Zhou, R. Zhang, Y. Shi, Y.D. Zheng, S.L. Guo, J.H. Chu, K. Hoshino, Y. Arakawa. J. Appl. Phys., **95** (5), 2473 (2004).
- [15] Е.Л. Ивченко, А.А. Киселев. ФТП, **26**, 1471 (1992).

Редактор Л.В. Шаронова

Exchange enhancement of g -factor in InAs/AlSb heterostructures

V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, A.V. Ikonnikov, S.S. Krishtopenko, Yu.G. Sadofyev, K.E. Spirin

Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract Evolution of Shubnikov–de Haas oscillations in InAs/AlSb heterostructures with two-dimensional electron gas in InAs quantum wells 12 to 18 nm wide has been investigated at a significant changing the electron concentration in the range $(3-8) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ using the negative persistent photoconductivity effect. The electron effective Lande factor values have been found $g^* = -(15-35)$. It has been shown that g^* -factor absolute value increases with quantum well width.