

Циклотронный резонанс в квантовых ямах InAs/AlSb в магнитных полях до 45 Тл

© К.Е. Спирын*[¶], С.С. Криштопенко*⁺, Ю.Г. Садофьев[•], О. Драченко^{■♦}, М. Helm[♦],
 Ф. Терре[‡], В. Кнар[‡], В.И. Гавриленко*⁺

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

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

[•] Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
 119991 Москва, Россия

[■] Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses,
 UPR 3228, 31400 France

[♦] Dresden High Magnetic Field Laboratory and Institute of Ion-Beam Physics and Materials Research,
 P.O.Box 510119

[‡] Laboratoire Charles Coulomb UMR CNRS 5221 (L2C) GIS-TERALAB Université Montpellier II,
 34095 Montpellier, France

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

Выполнены исследования циклотронного резонанса электронов в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами различной ширины в импульсных магнитных полях до 45 Тл. Полученные экспериментальные значения циклотронных энергий находятся в удовлетворительном согласии с результатами теоретических расчетов, выполненных с использованием 8-зонного **kp** гамильтониана. При изменении концентрации электронов за счет эффекта отрицательной остаточной фотопроводимости обнаружен сдвиг линии циклотронного резонанса, отвечающей переходу с нижнего уровня Ландау в область низких магнитных полей. Показано, что наблюдаемый сдвиг линий ЦР связан с конечной шириной плотности состояний на уровнях Ландау.

1. Введение

В последние десятилетия наблюдается устойчивый рост числа экспериментальных исследований объемных пленок и двумерных (2D) структур на основе узкозонных полупроводников, таких как InAs и InSb [1–14], и бесщелевого полупроводника и HgTe [15–24]. Интерес к этим структурам вызван в первую очередь возможностью создания на их основе детекторов и лазеров дальнего инфракрасного и терагерцового диапазона (см., например, [25–27]).

Типичными представителями 2D систем на основе узкозонных полупроводников являются гетероструктуры InAs/AlSb с квантовыми ямами (КЯ) (рис. 1), которые характеризуются малой величиной эффективной массы 2D электронов и большим значением *g*-фактора на уровне Ферми [28–31], а также высокими величинами подвижности электронов, достигающих $3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 300 \text{ К}$ и $4 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 4.2 \text{ К}$ [32,33]. Хорошо известно, что даже в номинально не легированных структурах InAs/AlSb присутствует 2D электронный газ с концентрацией порядка 10^{12} см^{-2} [3–6]. Установлено, что „поставщиками“ электронов в КЯ InAs/AlSb являются глубокие доноры, связанные с дефектами в барьерах AlSb, и поверхностные доноры в покровном слое GaSb [8,11,12], выращиваемом для предотвращения окисления верхнего барьера AlSb на воздухе. Особенностью гетероструктур InAs/AlSb является наличие биполярной остаточной фотопроводимости (ОФП), наблюда-

емой при низких температурах [3–5,8,12], с помощью которой обратимым образом можно в несколько раз изменять концентрацию 2D электронов в КЯ.

Характерной особенностью 2D структур, выращенных на основе узкозонных и бесщелевых полупроводников, является выраженная зависимость массы носителей заряда от энергии в подзонах размерного квантования. Эффективным методом определения степени непараболичности электронных подзон является измерение спектров циклотронного резонанса (ЦР). Также отметим, что непараболичность электронных подзон в та-

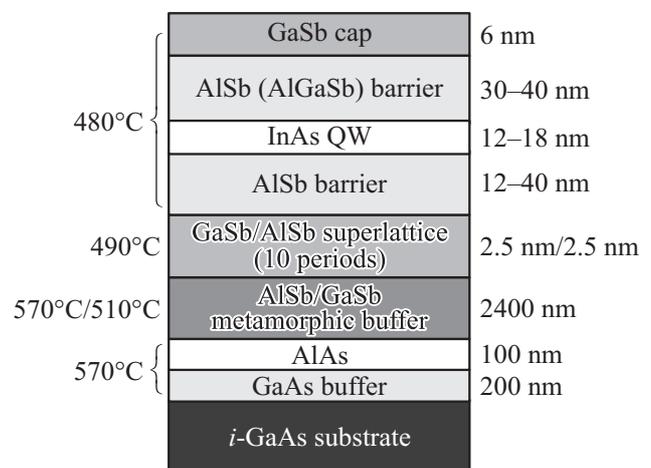


Рис. 1. Ростовая схема гетероструктур InAs/AlSb с квантовыми ямами.

[¶] E-mail: spirink@ipmras.uo

ких 2D структурах приводит к нарушению теоремы Кона [34] и появлению эффектов, связанных с электрон-электронным взаимодействием, принципиально не наблюдаемых в ЦР в 2D системах с параболическим законом дисперсии [35–38].

Ранее исследования ЦР в гетероструктурах InAs/AlSb проводились в работах [36–42]. В слабых магнитных полях наблюдалась связанная с непараболическостью зоны проводимости зависимость циклотронной массы 2D электронов от концентрации [39–41]. В работах [42–45] в квантующих магнитных полях было обнаружено расщепление линий ЦР, которое коррелировало с фактором заполнения уровней Ландау ν . Сильное расщепление линии ЦР, связанное с неэквидистантностью уровней Ландау (Δm^* -splitting), наблюдалось при нечетных факторах заполнения. При четных ν наблюдалось слабое расщепление, связанное с отличием g -фактора на уровнях Ландау с разными номерами (Δg^* -splitting) вследствие непараболическости зоны проводимости. Положение и величина расщепления линий ЦР даже для структур с двумя заполненными подзонами хорошо совпадали с результатами одноэлектронных расчетов, выполненных с использованием 8-зонного **kp** гамилтониана [45].

Впервые многочастичные эффекты в ЦР электронов в КЯ InAs/AlSb наблюдались в работе [46]. Авторами исследовалось расщепление линии поглощения, связанной с циклотронными переходами с нижней пары уровней Ландау (Δg^* -splitting при $\nu < 2$), в импульсных магнитных полях ($B = 40\text{--}50$ Тл) в зависимости от температуры ($T = 13\text{--}300$ К). Максимум линии, соответствующей переходу с верхнего спин-расщепленного уровня Ландау, при понижении температуры от 300 до 13 К (концентрация 2D электронов уменьшалась примерно в 2 раза) смещался в сторону слабых магнитных полей, при этом амплитуда линии уменьшалась до нуля. Энергия циклотронного перехода с нижнего полностью заполненного уровня Ландау при этом не менялась. Основываясь на результатах теоретических исследований, выполненных в работе [3], наблюдаемые особенности в спектрах ЦР были связаны с проявлением электрон-электронного взаимодействия.

Недавние экспериментальные исследования ЦР в КЯ InAs/AlSb [47,48], выполненные на образцах с рекордными для этой 2D системы значениями подвижности электронов (более $5 \cdot 10^5$ см²/В·с при $T = 4.2$ К), впервые продемонстрировали выраженное тройное расщепление линии ЦР при факторах заполнения $\nu < 4$. Кроме этого, в диапазоне $3 < \nu < 4$ в спектрах ЦР наблюдалось расщепление линии ЦР, значительно превышающей разницу в „одноэлектронных“ энергиях циклотронных переходов из-за непараболическости (Δm^* -splitting), причем величина расщепления увеличивалась при приближении фактора заполнения верхнего уровня Ландау к половине. Многочастичная теория, развитая на основе 8-зонного **kp** гамилтониана для описания энергий ЦР в узкозонных КЯ, позволила продемонстрировать, что

наблюдаемое расщепление связано с проявлением корреляционного взаимодействия при дробных факторах заполнения уровней Ландау. Впервые такое проявление электронных корреляций в ЦР в 2D системах с непараболическим законом дисперсии было предсказано в работе Мак-Доналда и Каллин [35].

Несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию ЦР в структурах с КЯ InAs/AlSb, циклотронные переходы в магнитных полях, превышающих 15 Тл, при гелиевых температурах до настоящего времени не исследовались. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований ЦР электронов в КЯ InAs/AlSb различной ширины в импульсных магнитных полях до 45 Тл, выполненных при различных значениях концентрации 2D электронов, изменяемой за счет эффекта ОФП.

2. Эксперимент

Исследуемые гетероструктуры InAs/AlSb были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (001) с использованием буферного слоя GaSb [1]. Рост метаморфного буфера начинался с нанесения слоя AlAs толщиной 100 нм при 570°C, поверх которого выращивался толстый (2.4 мкм) слой GaSb при 510°C. Поверх буферного слоя GaSb выращивалась десятипериодная „сглаживающая“ сверхрешетка AlSb/GaSb (2.5 нм/2.5 нм) при 480–490°C. Активная часть структуры (рис. 1) состояла из нижнего барьера AlSb толщиной 12 нм, квантовой ямы InAs толщиной 12–18 нм, верхнего барьерного слоя AlSb толщиной 30–40 нм и покрывающего слоя GaSb (6 нм), который выращивается для защиты AlSb от реакции с парами воды на воздухе.

При росте КЯ InAs/AlSb использовалась специальная последовательность прерываний поступления материалов (Al, Sb, In, As), обеспечивающая образование связей In–Sb на обеих гетерограницах AlSb/InAs/AlSb, что позволяло получить высокую подвижность 2D электронов (в отличие от интерфейсов со связями Al–As). В настоящей работе исследовались два образца: образец Тс36 с шириной КЯ 12 нм и образец Тс38 [48], ширина КЯ в котором составляла 18 нм. Темновая (в отсутствие подсветки) концентрация и подвижность электронов при $T = 4.2$ К в образце Тс36 составляли порядка $6 \cdot 10^{11}$ см⁻² и $1.1 \cdot 10^5$ см²/В·с, а в образце Тс38 — порядка $7 \cdot 10^{11}$ см⁻² и $4.4 \cdot 10^5$ см²/В·с соответственно. Образцы имели форму квадрата с размерами 5×5 мм с двумя полосковыми омическими контактами по краям для измерения магнетосопротивления. Для устранения эффектов интерференции при измерениях подложки образцов шлифовались на клин с углом порядка 2°.

Исследования ЦР проводились в импульсных магнитных полях до 45 Тл в Лаборатории сильных магнитных полей Центра Гельмгольца, Дрезден–Россендорф. Длительность импульса магнитного поля составляла

~ 150 мс. Импульсный соленоид располагался в сосуде с жидким азотом. Внутри соленоида находился криостат с жидким гелием, в котором располагалась вставка с образцом и примесным фотоприемником Ge:Ga. В качестве источников излучения использовался лазер на свободных электронах (FEL), излучение которого заводилось в криостат по полированному волноводу, или квантовый каскадный лазер (ККЛ) с длиной волны излучения 15 мкм, располагаемый в гелиевом криостате непосредственно рядом с образцом. Измерения ЦР проводились в геометрии Фарадея — ось структур была параллельна направлению магнитного поля *B*.

3. Результаты и обсуждения

На рис. 2 представлены спектры ЦР в образце Tc38 с шириной КЯ 18 нм, измеренные при использовании ККЛ с длиной волны излучения 15 мкм на нисходящей ветви импульса магнитного поля (ср. [49]) при различных концентрациях электронов. Концентрация 2D электронного газа изменялась с помощью подсветки синим светодиодом (эффект отрицательной ОФП [3–5]), расположенным в криостате рядом с образцом. Видно, что в спектрах ЦР наблюдается одна линия, соответствующая переходу с нижнего уровня Ландау. При последовательном уменьшении концентрации электронов линия ЦР электронов смещается в меньшие магнитные поля, что соответствует увеличению (при постоянном магнитном поле) энергии циклотронных переходов. Наблюдает-

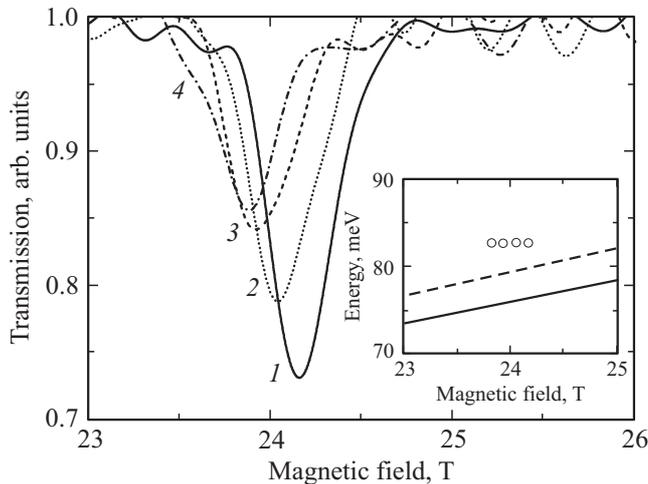


Рис. 2. Спектры ЦР в образце Tc38, измеренные при длине волны излучения ККЛ 15 мкм при последовательном уменьшении концентрации за счет эффекта отрицательной ОФП. 1 соответствует концентрации электронов $5.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, 2 — $5.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, 3 — $4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, 4 — $4.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, 5 — $2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На вставке — энергия циклотронных переходов как функция магнитного поля. Символы соответствуют экспериментально наблюдаемым значениям. Линиями приведены результаты теоретического расчета для переходов с первого (пунктир) и второго уровней Ландау (сплошная линия).

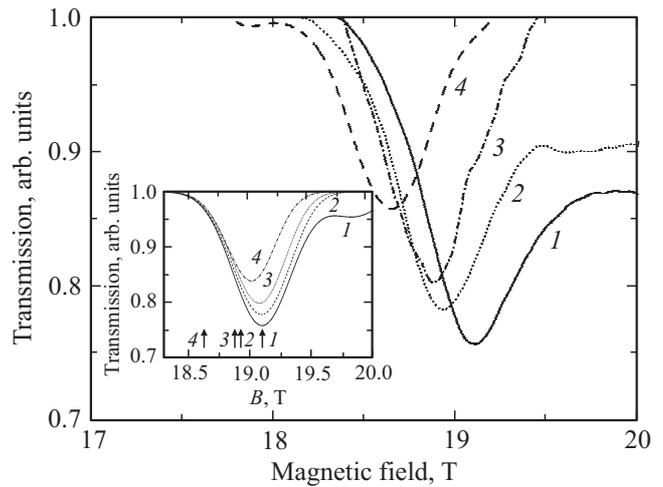


Рис. 3. Спектры ЦР в образце Tc36, измеренные при длине волны излучения FEL 20 мкм при различных значениях концентрации 2D электронов. 1 соответствует концентрации $6.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, 2 — $4.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, 3 — $3.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, 4 — $2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На вставке представлены линии поглощения, рассчитанные с учетом конечной ширины уровней Ландау. Стрелками отмечены значения максимумов линий в измеренных спектрах ЦР.

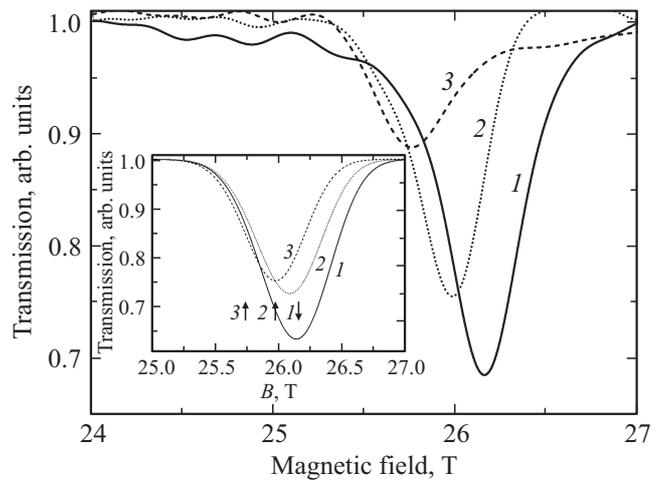


Рис. 4. Спектры ЦР в образце Tc36 на длине волны излучения FEL 15 мкм, измеренные при различных временах подсветки синим светодиодом. 1–3 отвечают значениям концентрации $5.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $4.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $2.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ соответственно. На вставке — линии поглощения, рассчитанные с учетом конечной ширины плотности состояний на уровнях Ландау. Стрелками отмечены экспериментальные значения максимумов поглощения.

мое при этом снижение интенсивности поглощения очевидным образом связано с уменьшением концентрации 2D электронов.

Результаты измерений спектров ЦР в образце Tc36 с КЯ шириной 12 нм при различных длинах волн излучения FEL представлены на рис. 3–5. Так же, как и для образца Tc38, при каждом значении длины волны излу-

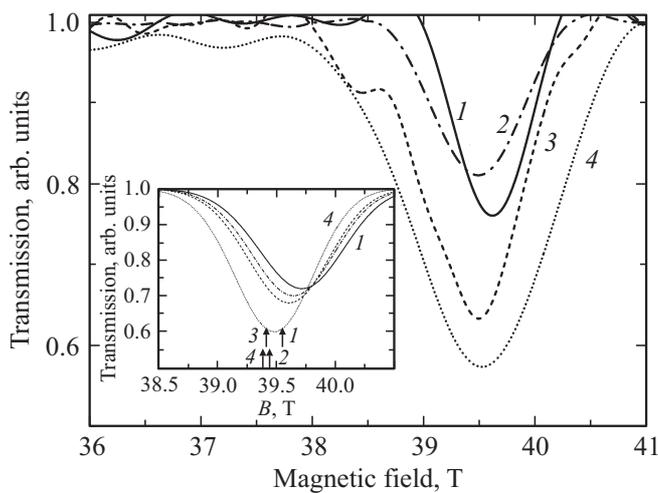


Рис. 5. Спектры ЦР в образце Тс36, измеренные при длине волны излучения FEL 11 мкм при последовательном изменении концентрации за счет эффекта отрицательной ОФП. 1 соответствует концентрации $5.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, 2 — $4.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, 3 — $3.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, 4 — $2.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На вставке — линии поглощения, рассчитанные с учетом уширения уровней Ландау. Стрелками отмечены экспериментальные значения энергий ЦР.

чения проводилась серия измерений при последовательном уменьшении концентрации за счет отрицательной ОФП. В спектрах ЦР образца Тс36 в магнитных полях свыше 16 Тл также наблюдается только одна выраженная линия, соответствующая переходу с нижнего уровня Ландау. Видно, что для длин волн излучения FEL при уменьшении концентрации 2D электронов линия в спектре ЦР смещается в область меньших магнитных полей.

Для интерпретации экспериментальных результатов нами были рассчитаны циклотронные энергии электронов, соответствующие переходам с двух нижних уровней Ландау. Расчет основан на самосогласованном решении системы уравнений Шредингера и Пуассона (приближение Хартри). Распределение ионизированных доноров с обеих сторон от КЯ InAs полагалось одинаковым. Для корректного учета непараболичности, упругой деформации, связанной с различием постоянных решеток материалов в плоскости КЯ, и спин-орбитального взаимодействия в качестве одноэлектронного оператора кинетической энергии нами использовался 8-зонный $\mathbf{k}\mathbf{p}$ гамильтониан. В данном гамильтониане $\mathbf{k}\mathbf{p}$ взаимодействие зоны проводимости Γ_6 с валентными зонами Γ_8 и Γ_7 рассматривается точно, а взаимодействие с остальными зонами учитывается по теории возмущений. Для описания электронных состояний в КЯ InAs/AlSb взаимодействием с другими зонами пренебрегалось [28,41]. Для зонных параметров материалов в КЯ InAs/AlSb использовались те же значения, что и в наших предыдущих работах [45,47,48] по исследованию ЦР в магнитных полях до 10 Тл.

На рис. 6. представлены рассчитанные циклотронные энергии в образце Тс36 как функции магнитного поля, соответствующие переходам с двух нижних уровней Ландау. Символы соответствуют экспериментальным значениям, определенным из анализа положения линий в спектрах ЦР. Аналогичные результаты для образца Тс38 приведены на вставке к рис. 2. Видно, что во всем диапазоне магнитных полей экспериментальные значения энергий ЦР находятся в согласии с результатами теоретических расчетов. Наблюдаемое систематическое расхождение экспериментальных и теоретических значений циклотронных энергий при различных значениях концентрации 2D электронов в рамках расчетов только энергий циклотронных переходов объяснить не удается.

Одной из причин отличия энергий циклотронных переходов от теоретических значений может быть взаимодействие между электронами. В соответствии с теоремой Кона [34] в 2D системе с полной трансляционной симметрией электрон-электронное ($e-e$) взаимодействие не влияет на энергию поглощения в ЦР. Однако эффекты кулоновского взаимодействия в спектрах ЦР принципиально возможно наблюдать в 2D системах с беспорядком [50,51] или непараболичным законом дисперсии в электронных подзонах [52–55]. Теоретические исследования эффектов $e-e$ взаимодействия в 2D системах с беспорядком и параболическим законом дисперсии предсказывают уменьшение энергий ЦР при целочисленных факторах заполнения уровней Ландау ν [50], а также при $\nu < 1$ (в режиме дробного эффекта Холла) [51] по сравнению с „одноэлектронными“ значениями.

Исследования эффектов $e-e$ взаимодействия в ЦР в 2D системах с непараболичностью электронных под-

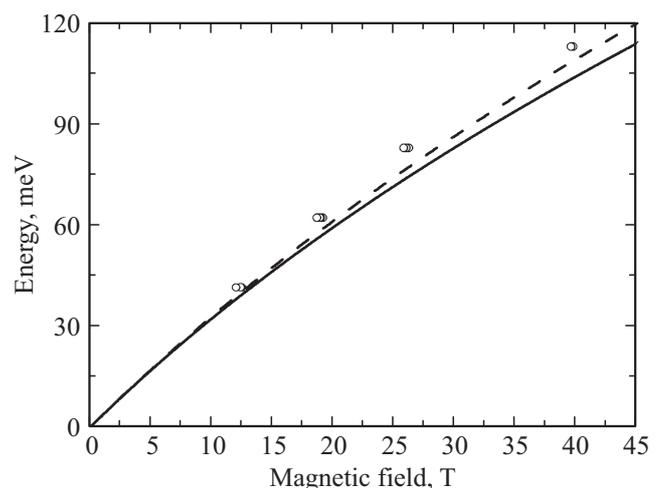


Рис. 6. Энергия циклотронных переходов как функция магнитного поля в образце Тс36 при различных значениях концентрации 2D электронного газа. Символы соответствуют экспериментальным значениям циклотронных энергий. Пунктирные и сплошные линии соответствуют результатам теоретических расчетов энергий циклотронных переходов с первого и второго уровня Ландау соответственно.

зон, выполненные в работах [52–55], исключают возможность перенормировки энергий ЦР при целочисленных ν , а также при $\nu < 1$. Связано это с тем, что непараболичность в работах [52–55] учитывалась с помощью введения феноменологического параметра, описывающего разность циклотронных энергий в непараболической подзоне. Вычисление матричных элементов кулоновского взаимодействия при этом проводилось с использованием двухкомпонентных волновых функций электронов в параболической подзоне. Отметим, что такой „упрощенный“ подход не позволяет количественно описывать результаты экспериментальных исследований эффектов $e-e$ взаимодействия в ЦР в КЯ InAs/AlSb, выполненных нами ранее [48]. Недавние исследования влияния $e-e$ взаимодействия на энергию циклотронных переходов в КЯ InAs/AlSb при целочисленных ν [37], а также в режиме дробного эффекта Холла (при $\nu < 1$) [38], выполненные с использованием 8-зонного **кп** гамильтониана, предсказывают увеличение энергий переходов, величина которого значительно меньше наблюдаемых нами расхождений для образцов Тс36 и Тс38. Таким образом, мы не можем связывать отличие экспериментальных величин энергий ЦР от теоретических „одноэлектронных“ значений (см. рис. 6 и вставку к рис. 2) с проявлением $e-e$ взаимодействия.

Другая причина отличия положения линий в спектрах ЦР от теоретических значений энергий циклотронных переходов связана с уширением уровней Ландау, обусловленным влиянием случайного потенциала примесей и дефектов в реальных структурах. Из-за конечной ширины плотности состояний на уровнях Ландау максимум линии ЦР совпадает с энергией циклотронного перехода только при целочисленных факторах заполнения, при дробных факторах заполнения — максимум линии смещается в сторону более высоких энергий [56]. Для объяснения наблюдаемого сдвига линий при уменьшении концентрации 2D электронов нами были рассчитаны форма и положение линий ЦР в спектрах пропускания, которые определяются реальной частью динамической проводимости $\sigma_{xx}(\omega)$ [56]. Полагалось, что поглощение электромагнитной волны происходит только в КЯ InAs/AlSb.

Для описания уширения уровней Ландау, которое обусловлено влиянием случайного потенциала, связанного с дефектами в реальных структурах, мы использовали гауссовый профиль плотности состояний для каждого уровня Ландау:

$$D(E) = \frac{1}{2\pi a_B^2} \frac{2}{\sqrt{2\pi}\Gamma} \exp\left(-2 \frac{E^2}{\Gamma^2}\right), \quad (1)$$

где Γ — ширина уровня Ландау. По аналогии с борновским приближением для δ -коррелированного случайного потенциала [57] мы положили, что ширина плотности состояний $D(E)$ не зависит от номера уровня Ландау и

определяется как

$$\Gamma = \Gamma_0 \sqrt{\frac{B}{B_0}}, \quad (2)$$

где B_0 — магнитное поле, в котором возникают осцилляции Шубникова–де-Гааза, а Γ_0 мы будем считать свободным параметром [11,28,29]. Энергия Ферми E_F в этом случае определяется из условия нормировки:

$$n_s = \int_{-\infty}^{E_F} D_{\Sigma}(E) dE, \quad (3)$$

где n_s — концентрация 2D электронного газа, а $D_{\Sigma}(E)$ — суммарная плотность состояний в системе:

$$D_{\Sigma}(E) = \sum_{n,i} D(E - E_n^{(i)}). \quad (4)$$

В выражении (4) $E_n^{(i)}$ соответствует энергии уровня Ландау, характеризующегося „спиновым“ индексом i и номером уровня Ландау n [28–31].

В модели δ -коррелированного случайного потенциала выражение для высокочастотной проводимости при нулевой температуре имеет вид [58]

$$\begin{aligned} \text{Re } \sigma_{xx}(\omega) = & \frac{e^2}{\hbar} \frac{4\pi}{\hbar\omega} \sum_{n_1, i_1} \sum_{n_2, i_2} \int_{E_F - \hbar\omega}^{E_F} |\langle n_2, i_2 | \widehat{V}_x | n_1, i_1 \rangle|^2 \\ & \times D(E - E_{n_1}^{(i_1)} + \hbar\omega) D(E - E_{n_2}^{(i_2)}) dE, \quad (5) \end{aligned}$$

где $\langle n_2, i_2 | \widehat{V}_x | n_1, i_1 \rangle$ — матричный элемент скорости, вычисленный на волновых функциях 8-зонного **кп** гамильтониана.

Результаты расчета линий ЦР в спектрах пропускания образца Тс36 при различных значениях концентрациях 2D электронов представлены на вставках к рис. 3–5. Видно, что уменьшение концентраций при $\nu < 1$ действительно приводит к сдвигу линии ЦР в область меньших магнитных полей. Величина сдвига обусловлена шириной и формой плотности состояний на уровнях Ландау. В расчетах линий ЦР в импульсных магнитных полях в образце Тс36 для параметра Γ_0 , определяющего ширину уровней Ландау в магнитном поле $B_0 = 0.5$ Тл, использовалось значение 0.15 мэВ, полученное из анализа экспериментальных значений подвижности (ср. [11]).

Количественное расхождение экспериментальных и теоретических величин сдвига линии ЦР связано с моделью беспорядка и профиля плотности состояний, использованной при расчете спектров пропускания. Величина сдвига линии ЦР в магнитном поле определяется профилем плотности состояний на уровнях Ландау $D(E)$, а также зависимостью ее характерной ширины Γ от магнитного поля, которые в свою очередь зависят от вида случайного потенциала примесей в образце и его корреляционной длины [56,59,60]. Известно, что отрицательная ОФП в гетероструктурах с КЯ InAs/AlSb

связана с изменением концентрации и распределения ионизированных доноров в барьерах и покрывающем слое GaSb [8,12], что также приводит к изменению характера беспорядка в образце. В этом случае профиль плотности состояний на уровнях Ландау может иметь значительно более сложную форму [57,60], отличающуюся от гауссовой. В этом случае величина сдвига линии ЦР при изменении концентрации электронов может превосходить значения, полученные в модели δ -коррелированного случайного потенциала.

4. Заключение

В настоящей работе были впервые проведены исследования ЦР в импульсных магнитных полях до 45 Тл в гетероструктурах InAs/AlSb с КЯ при различных значениях концентрации 2D электронов, изменяемой за счет эффекта ОФП. Полученные экспериментальные значения циклотронных энергий находятся в удовлетворительном согласии с результатами теоретических расчетов, выполненных с использованием 8-зонного k гамма-тонниана. В модели δ -коррелированного случайного потенциала нами были рассчитаны форма и положение линий ЦР в спектрах пропускания. Показано, что наблюдаемый сдвиг линий ЦР при уменьшении концентрации электронов, связан с конечной шириной плотности состояний на уровнях Ландау.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 13-02-00894), Российской академии наук, гранта президента РФ (МК-4758.2014.2, НШ-1214.2014.2), CNRS (LIA TeraMIR project), фонда некоммерческих программ „Династия“ и EuroMagNET (Contract No 228043).

Авторы работы благодарят Иконникова А.В. за ценные замечания при обсуждении результатов настоящей работы.

Список литературы

- [1] Yu.G. Sadofyev, A. Ramamoorthy, B. Naser, J.P. Bird, S.R. Johnson, Y.-H. Zhang. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 1833 (2002).
- [2] G.A. Khodaparast, R.C. Meyer, X.H. Zhang, T. Kasturirachchi, R.E. Doezema, S.J. Chung, N. Goel, M.B. Santos, Y.J. Wang. *Physica E*, **20**, 386 (2004).
- [3] Yu.G. Sadofyev, A. Ramamoorthy, J.P. Bird, S.R. Johnson, Y.-H. Zhang. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 192 109 (2005).
- [4] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, Д.М. Гапонова, А.В. Иконников, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов, Ю.Г. Садофьев, S.R. Johnson, Y.-H. Zhang. *ФТП* **39**, 30 (2005) [*Semiconductors*, **39**, 22 (2005)].
- [5] Ю.Г. Садофьев, А. Ramamoorthy, J.P. Bird, S.R. Johnson, Y.-H. Zhang. *ФТП*, **39**, 106 (2005) [*Semiconductors*, **39**, 95 (2005)].
- [6] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, С.С. Криштопенко, Ю.Г. Садофьев, К.Е. Спириин. *ФТП*, **42**, 846 (2008) [*Semiconductors*, **42**, 828 (2008)].
- [7] 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).
- [8] В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, С.С. Криштопенко, А.А. Ластовкин, К.В. Маремьянин, Ю.Г. Садофьев, К.Е. Спириин. *ФТП*, **44**, 642 (2010) [*Semiconductors*, **44**, 616 (2010)].
- [9] Ю.Б. Васильев, F. Gouider, G. Nachtwei, P.D. Buckle. *ФТП*, **44**, 1559 (2010) [*Semiconductors*, **44**, 1511 (2010)].
- [10] В.И. Гавриленко, С.С. Криштопенко, М. Goiran. *ФТП*, **45**, 111 (2011) [*Semiconductors*, **45**, 110 (2011)].
- [11] С.С. Криштопенко, К.П. Калинин, В.И. Гавриленко, Ю.Г. Садофьев, М. Goiran. *ФТП*, **46**, 1186 (2012) [*Semiconductors*, **46**, 1163 (2012)].
- [12] К.Е. Спириин, К.П. Калинин, С.С. Криштопенко, К.В. Маремьянин, В.И. Гавриленко, Ю.Г. Садофьев. *ФТП*, **46**, 1424 (2012) [*Semiconductors*, **46**, 1396 (2012)].
- [13] К.П. Калинин, С.С. Криштопенко, К.В. Маремьянин, К.Е. Спириин, В.И. Гавриленко, А.А. Бирюков, Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков. *ФТП*, **47**, 1497 (2013) [*Semiconductors*, **47**, 1485 (2013)].
- [14] С.С. Криштопенко, К.В. Маремьянин, К.П. Калинин, К.Е. Спириин, В.И. Гавриленко, Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков. *ФТП*, **49**, 196 (2015) [*Semiconductors*, **49**, 191 (2015)].
- [15] К.Е. Спириин, А.В. Иконников, А.А. Ластовкин, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов. *Письма ЖЭТФ*, **92**, 65 (2010).
- [16] А.В. Иконников, А.А. Ластовкин, К.Е. Спириин, М.С. Жолудев, В.В. Румянцев, К.В. Маремьянин, А.В. Антонов, В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, Ю.Г. Садофьев, N. Samal. *Письма ЖЭТФ*, **92**, 837 (2010).
- [17] A.V. Ikonnikov, M.S. Zholudev, K.E. Spirin, A.A. Lastovkin, K.V. Maremyanin, V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, O. Drachenko, M. Helm, J. Wosnitza, M. Goiran, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, F. Teppe, N. Diakonova, C. Consejo, B. Chenaud, W. Knap. *Semicond. Sci. Technol.*, **26**, 125 011 (2011).
- [18] С.В. Морозов, М.С. Жолудев, А.В. Антонов, В.В. Румянцев, В.И. Гавриленко, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, O. Drachenko, S. Winnerl, H. Schneider, M. Helm. *ФТП*, **46**, 1388 (2012) [*Semiconductors*, **46**, 1362 (2012)].
- [19] V.V. Rumyantsev, S.V. Morozov, A.V. Antonov, M.S. Zholudev, K.E. Kudryavtsev, V.I. Gavrilenko, S.A. Dvoretzkii, N.N. Mikhailov. *Semicond. Sci. Technol.*, **28**, 125 007 (2013).
- [20] В.В. Румянцев, А.В. Иконников, А.В. Антонов, С.В. Морозов, М.С. Жолудев, К.Е. Спириин, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов. *ФТП*, **47**, 1446 (2013) [*Semiconductors*, **47**, 1438 (2013)].
- [21] А.В. Иконников, М.С. Жолудев, В.И. Гавриленко, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. *ФТП*, **47**, 1569 (2013) [*Semiconductors*, **47**, 1545 (2013)].
- [22] S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.V. Antonov, K.V. Maremyanin, K.E. Kudryavtsev, L.V. Krasilnikova, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **104**, 072 102 (2014).
- [23] M. Orlita, D.M. Basko, M.S. Zholudev, F. Teppe, W. Knap, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, P. Neugebauer, C. Faugeras, A.-L. Barra, G. Martinez, M. Potemski. *Nature Physics*, **10**, 233 (2014).

- [24] S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.V. Antonov, A.M. Kadykov, K.V. Maremyanin, K.E. Kudryavtsev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretckii, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 022 102 (2014).
- [25] E. Rehm, M. Walther, Jo. Schmitz, F. Rutz, Jo. Fleissner, Jo. Ziegler. *Proc. SPIE*, **7222**, 72220T-1-72220T-13 (2009).
- [26] S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.V. Antonov, A.M. Kadykov, K.V. Maremyanin, K.E. Kudryavtsev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretckii, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 022 102 (2014).
- [27] M. Bahriz, G. Lollia, A.N. Baranov, R. Teissier. *Opt. Express*, **23**, 1523 (2015).
- [28] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *J. Phys.: Condens. Matter*, **23**, 385 601 (2011).
- [29] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *J. Phys.: Condens. Matter*, **24**, 135 601 (2012).
- [30] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *J. Phys.: Condens. Matter*, **24**, 252 201 (2012).
- [31] S.S. Krishtopenko, V.I. Gavrilenko, M. Goiran. *Phys. Rev. B*, **87**, 155 113 (2013).
- [32] G. Tuttle, H. Kroemer, J.H. English. *J. Appl. Phys.*, **65**, 5239 (1989).
- [33] G. Tuttle, H. Kroemer, J.H. English. *J. Appl. Phys.*, **67**, 3032 (1990).
- [34] W. Kohn. *Phys. Rev.* **123**, 1242 (1961).
- [35] A.H. MacDonald, C. Kallin. *Phys. Rev. B*, **40**, 5795 (1989).
- [36] K. Asano, T. Ando. *Phys. Rev. B*, **58**, 1485 (1998).
- [37] S.S. Krishtopenko. *J. Phys.: Condens. Matter*, **25**, 365 602 (2013).
- [38] S.S. Krishtopenko. *J. Phys.: Condens. Matter*, **25**, 105 601 (2013).
- [39] 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).
- [40] C. Gauer, J. Scriba, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, C.R. Bolognesi, C. Nguyen, B. Brar, H. Kroemer. *Semicond. Sci. Technol.*, **9**, 1580 (1994).
- [41] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, Ю.Г. Садофьев, J.P. Bird, S.R. Johnson, Y.-H. Zhang. *ФТП*, **39**, 71 (2005) [*Semiconductors*, **39**, 62 (2005)].
- [42] M.J. Yang, R.J. Wagner, B.V. Shanabrook, J.R. Waterman, W.J. Moore. *Phys. Rev. B*, **47**, 6807 (1993).
- [43] J. Scriba, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, C.R. Bolognesi, C. Nguyen, G. Tuttle, J.H. English, H. Kroemer. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, S133 (1993).
- [44] J. Scriba, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, C. Bolognesi, C. Nguyen, H. Kroemer. *Sol. St. Commun.*, **86**, 633 (1993).
- [45] 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).
- [46] H. Arimoto, N. Miura, R.A. Stradling. *Phys. Rev. B*, **67**, 155 319 (2003).
- [47] A. Ikonnikov, S. Krishtopenko, V. Gavrilenko, Yu. Sadofyev, Yu. Vasilyev, M. Orlita, W. Knap. *J. Low Temp. Phys.*, **159**, 197 (2010).
- [48] S.S. Krishtopenko, A.V. Ikonnikov, M. Orlita, Yu.G. Sadofyev, M. Goiran, F. Teppe, W. Knap, V.I. Gavrilenko. *J. Appl. Phys.*, **117**, 112 813 (2015).
- [49] O. Drachenko, D.V. Kozlov, V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, K.V. Maremyanin, A.V. Ikonnikov, B.N. Zvonkov, M. Goiran, J. Leotin, G. Fasching, S. Winnerl, H. Schneider, J. Wosnitzer, M. Helm. *Phys. Rev. B*, **79**, 073 301 (2009).
- [50] C. Kallin, B.I. Halperin. *Phys. Rev. B*, **31**, 3635 (1985).
- [51] D. Antoniou, A.H. MacDonald. *Phys. Rev. B*, **46**, 15 225 (1992).
- [52] A.H. MacDonald, C. Kallin. *Phys. Rev. B*, **40**, 5795 (1989).
- [53] K. Asano, T. Ando. *Phys. Rev. B*, **58**, 1485 (1998).
- [54] Yu.A. Bychkov, G. Martinez. *Phys. Rev. B*, **66**, 193 312 (2002).
- [55] Yu.A. Bychkov, G. Martinez. *Phys. Rev. B* **72**, 195 328 (2005).
- [56] T. Ando. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **38**, 989 (1975).
- [57] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern. *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 437 (1982).
- [58] А.А. Грешнов. Автореф. канд. дис. (СПб., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 2008).
- [59] Y. Murayama, T. Ando. *Phys. Rev. B*, **35**, 2252 (1987).
- [60] S. Bonifacie, C. Chaubet, B. Jouault, A. Raymond. *Phys. Rev. B*, **74**, 245 303 (2006).

Редактор Т.А. Полянская

Cyclotron resonance in InAs/AlSb quantum wells in magnetic field up to 45 T

K.E. Spirin^{*+}, S.S. Krishtopenko^{*+}, Yu.G. Sadofyev^{*}, O. Drachenko^{■♦}, M. Helm[♦], F. Teppe[‡], W. Knap[‡], V.I. Gavrilenko^{*+}

^{*} Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603905 Nizhny Novgorod, Russia
⁺ Lobachevsky State University, 603950 Nizhny Novgorod, Russia
[•] P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, 119991 Moscow, Russia

[■] Laboratoire National des Champs Magnetiques Intenses, UPR 3228, 31400 France

[♦] Dresden High Magnetic Field Laboratory and Institute of Ion-Beam Physics and Materials Research, Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, P.O.Box 510119

[‡] Laboratoire Charles Coulomb UMR CNRS 5221 (L2C) GIS-TERALAB Universite Montpellier II, 34095 Montpellier, France

Abstract We report an experimental study of cyclotron resonance in InAs/AlSb quantum well heterostructures with different widths in pulsed magnetic fields up to 45 T. Experimental values of cyclotron energies are in good agreement with theoretical calculations performed by using an 8-band **kp** Hamiltonian. By varying the electron concentration via negative persistent photoconductivity effect, we have discovered the shift of cyclotron resonance line, corresponding to the transition from the lowest Landau level, toward low magnetic field region. It is shown that the observed shift of CR lines has resulted from the finite width of the density of states at the Landau levels.