

# Межподзонный циклотронный резонанс дырок в напряженных гетероструктурах Ge/GeSi(111) с широкими квантовыми ямами Ge и циклотронный резонанс $1L$ -электронов в слоях GeSi

© В.Я. Алёшкин, Д.Б. Векслер, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева,  
А.В. Иконников, Д.В. Козлов, О.А. Кузнецов\*

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

\* Научно-исследовательский физико-технический институт  
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail:gavr@ipm.sci-nnov.ru

Исследованы спектры субмиллиметрового ( $\hbar\omega = 0.5\text{--}5\text{ meV}$ ) магнитопоглощения в напряженных многослойных гетероструктурах Ge/Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> (111) с широкими слоями Ge ( $d_{\text{Ge}} = 300\text{--}850\text{ \AA}$ ,  $d_{\text{GeSi}} \approx 200\text{ \AA}$ ,  $x \approx 0.1$ ) при  $T = 4.2\text{ K}$  и межзонном оптическом возбуждении. В спектрах поглощения обнаружены линии циклотронного резонанса (ЦР)  $1L$ -электронов, локализованных в слоях твердого раствора GeSi (в отличие от ранее изученных структур с более узкими слоями Ge, которые являются квантовыми ямами для  $3L$ -электронов). В образцах с широкими слоями Ge ( $d_{\text{Ge}} = 800\text{--}850\text{ \AA}$ ) обнаружены линии ЦР дырок, обусловленные переходами с нижних уровней Ландау, относящихся к первой подзоне размерного квантования, на уровни Ландау, принадлежащие более высоко расположенным третьей и пятой подзонам.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 03-02-16808) и ФЦП „Интеграция“ (проект № Б0039/2102).

Гетероструктуры Ge/GeSi с квантовыми ямами являются подходящим модельным объектом для изучения трансформации энергетических спектров носителей при переходе от объемного полупроводника к напряженным квантово-размерным слоям. Их изучение позволяет одновременно выявлять влияние упругой деформации и размерного квантования (которыми можно независимо управлять, варьируя состав и толщины выращиваемых слоев) на энергетические спектры носителей заряда. До сих пор наибольшее внимание уделялось исследованию валентной зоны, где вследствие расщепления подзон легких и тяжелых дырок значительно уменьшается эффективная масса носителей заряда,<sup>1</sup> что отмечалось как в работах по электрическому транспорту (см., например, [1]), так и при исследовании циклотронного резонанса (ЦР) в нелегированных (при межзонном фотовозбуждении носителей) [2] и селективно легированных образцах [3]. Выполненные ранее исследования ЦР проводились на образцах со сравнительно узкими слоями Ge ( $d_{\text{Ge}} \leq 200\text{ \AA}$ ) порядка толщины слоев твердого раствора Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> ( $x \approx 0.1$ ), в которых квантовые ямы для электронов, так же как и для дырок, реализуются в напряженных слоях Ge, причем дно зоны проводимости образовано состояниями  $3L$ -долин [4]. В спектрах ЦР дырок наблюдались переходы между уровнями Ландау, относящимися к первой подзоне размерного квантования носителей; линии ЦР электронов обнаружены не были. В настоящей работе исследованы спектры магнитопоглощения при межзонном фотовозбуждении носителей заряда в гетероструктурах Ge/GeSi(111) с широ-

кими слоями Ge ( $d_{\text{Ge}} \geq 300\text{ \AA}$ ). В спектрах поглощения всех исследованных образцов выявлены линии ЦР электронов в  $1L$ -долинах, которые формируют дно зоны проводимости в слоях твердого раствора GeSi. В структурах с наиболее широкими слоями Ge  $800\text{--}850\text{ \AA}$  расстояния между подзонами размерного квантования дырок оказываются того же порядка, что и энергии циклотронных переходов (до  $5\text{ meV}$ ), что позволило впервые наблюдать переходы на уровни Ландау, относящиеся к высшим подзонам размерного квантования.

## 1. Эксперимент

Исследуемые гетероструктуры Ge/Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> были выращены методом газотранспортной эпитаксии на подложках слаболегированного Ge(111). Параметры образцов № 307–309, а также ранее изученного образца № 306а, определенные методом рентгеноструктурного анализа, представлены в таблице. Полная толщина всех выращенных структур превышала критическую, что приводило к релаксации упругих напряжений на границе подложка/гетероструктура, в результате чего слой Ge в гетероструктуре оказывались двусосно-сжатыми, а слой GeSi — двусосно-растянутыми. Структуры специально не легировались, концентрация остаточных акцепторных примесей составляла порядка  $10^{14}\text{ cm}^{-3}$  [5]. Образцы размещались в жидком гелии в центре сверхпроводящего соленоида; магнитное поле было направлено вдоль оси гетероструктуры. В качестве источников излучения в диапазоне  $f = 130\text{--}1250\text{ GHz}$  использовались лампы обратной волны (ЛОВ). Измерения проводились в фарадеевской конфигурации  $\mathbf{E}_\omega \perp \mathbf{H}$  при посто-

<sup>1</sup> В гетероструктурах Ge/GeSi квантовые ямы для дырок всегда реализуются в слоях Ge [4].

Параметры исследованных гетероструктур Ge/Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>

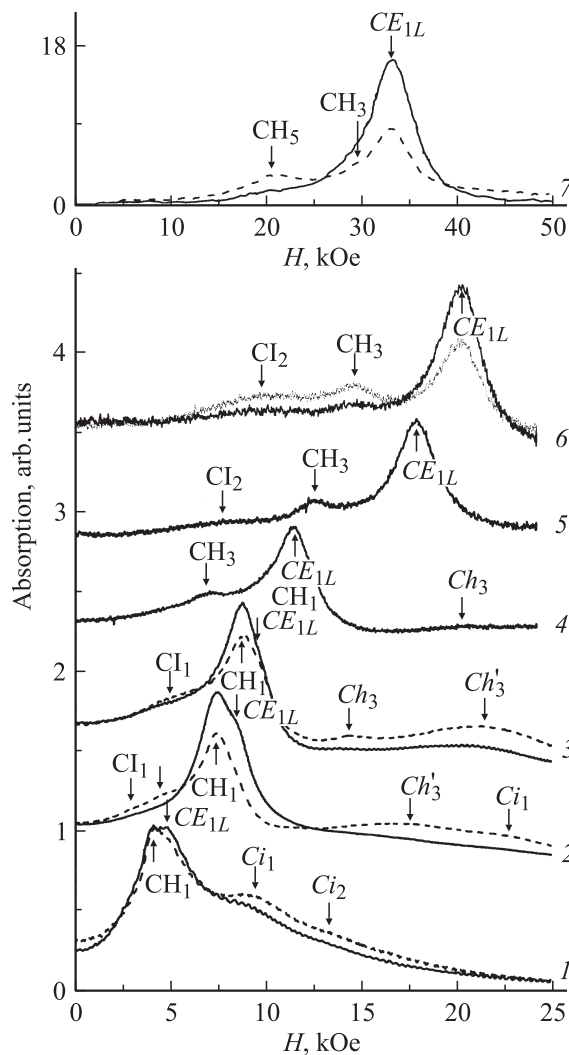
Номер образца	$x$	$d_{\text{Ge}}, \text{\AA}$	$d_{\text{GeSi}}, \text{\AA}$	Число периодов	Деформация в слоях Ge, $\varepsilon_{xx} \cdot 10^4$	Подложка
306a	0.12	200	260	162	22	ГЭС-45
307a	0.09	300	230	162	8.7	ГЭС-45
308a	0.09	350	160	162	4.4	ГЭС-45
308b	0.09	330	150	162	4.4	ГДГ-40
309a	0.07	850	200	83	4.6	ГЭС-45
309b	0.07	800	200	83	3.3	ГДГ-40

янной частоте микроволнового излучения и развертке магнитного поля при  $T = 4.2 \text{ К}$ . Свободные носители в образце создавались межзонной подсветкой с помощью арсенид-галлиевого светодиода ( $\lambda \approx 0.9 \mu\text{м}$ ), расположенного в жидком гелии рядом с образцом. Прошедшее через образец излучение детектировалось кристаллом  $n\text{-InSb}$ . Использовалась стандартная схема синхронного детектирования, сигнал с выхода синхродетектора поступал через аналого-цифровой преобразователь в память персональной ЭВМ как функция магнитного поля. Для уменьшения эффектов интерференции в образце подложка шлифовалась на клин с углом  $2^\circ$ . Измерения проводились как при линейной, так и при эллиптической поляризации излучения. Последняя использовалась для определения знака носителей заряда и создавалась с помощью отражательного сеточного поляризатора, обеспечивающего регулируемый сдвиг фаз между двумя плоскими волнами, линейно поляризованными во взаимно перпендикулярных направлениях. На поверхность образцов наносились полосковые омические контакты, позволяющие прикладывать латеральное электрическое поле для разогрева носителей заряда.

## 2. Циклотронный резонанс $1L$ -электронов

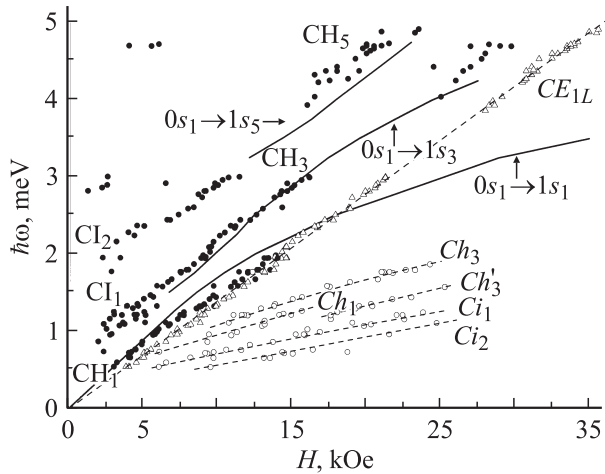
Типичные спектры ЦР фотоносителей в образце № 309а представлены на рис. 1; на рис. 2 приведены сводные данные по положению резонансов магнитопоглощения. В спектрах обнаруживается большое количество линий, которые могут быть обусловлены ЦР дырок, ЦР электронов и различными примесными переходами. До сих пор в спектрах магнитопоглощения исследованных гетероструктур Ge/GeSi ( $d_{\text{Ge}} \approx 200 \text{\AA}$ ) [2,6–8] линии ЦР электронов не наблюдались. Рассчитанные (по методике, описанной в [6–9]) „верные“ диаграммы уровней Ландау дырок в исследованном образце № 309а для первых пяти подзон размерного квантования представлены на рис. 3. По аналогии со спектрами ЦР в образцах с более узкими квантовыми ямами [6–8] естественно было предположить, что основная линия ЦР в сильных магнитных полях связана с переходом с нижнего уровня Ландау дырок  $0s_1 \rightarrow 1s_1$ . Как видно из рис. 3, в исследованном интервале энергий квантов  $0.5\text{--}5 \text{ meV}$  происходит взаимодействие уровней Ландау дырок из

нескольких подзон размерного квантования. В частности, уровень  $1s_1$  (конечное состояние для основного циклотронного перехода  $0s_1 \rightarrow 1s_1$ ) антипересекается с уровнем  $1s_3$  из третьей подзоны, а тот в свою очередь — с уровнем  $1s_5$  из пятой подзоны, что должно

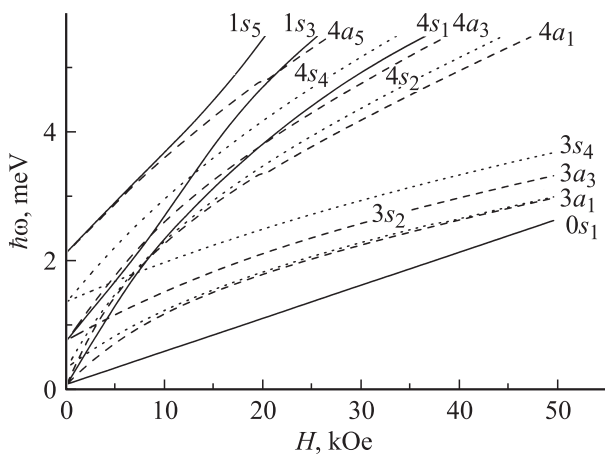


**Рис. 1.** Спектры магнитопоглощения в образце № 309а, измеренные при эллиптической поляризации излучения ЛОВ.  $\hbar\omega, \text{meV}$ : 1 — 0.65, 2 — 1.16, 3 — 1.34, 4 — 1.72, 5 — 2.51, 6 — 2.81, 7 — 4.73. Сплошные и штриховые линии отвечают разным направлениям магнитного поля.

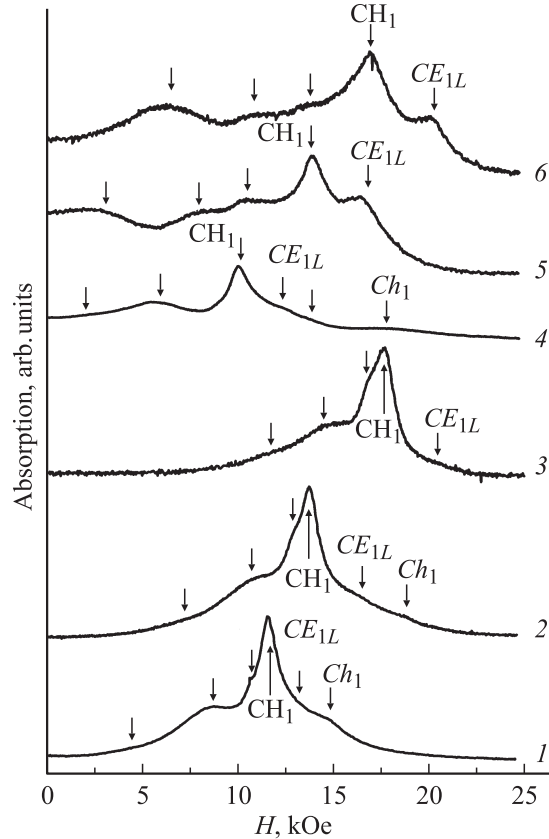
приводить к соответствующим антипересечениям линий ЦР на плоскости  $(H, \hbar\omega)$ . Однако из рис. 1, 2 видно, что основная линия в спектрах  $CE_{1L}$  демонстрирует практически линейную зависимость резонансного



**Рис. 2.** Положения резонансных линий в спектрах магнито-поглощения в образце № 309а (точки). Сплошными линиями показаны рассчитанные (по методике [6-9]) зависимости от магнитного поля энергий переходов между различными уровнями Ландау дырок в тех областях спектра, где их интенсивность должна быть заметной. Обозначение уровней Ландау см. в подписи к рис. 3; при расчете использовались следующие параметры закона дисперсии дырок в квантовых ямах Ge:  $A = 0.99\gamma_1$ ,  $B = 1.98\gamma_2$ ,  $D = 2.06(3)^{1/2}\gamma_3$ ;  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  — параметры закона дисперсии дырок в объемном Ge [10]. Штриховыми линиями показано положение линии ЦР электронов в 1L-долине ( $m_c = 0.083m_0$ ).



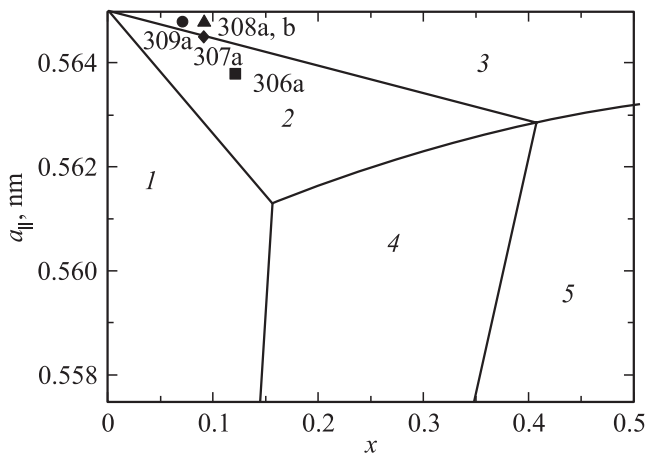
**Рис. 3.** Рассчитанные (по методике [6-9]) энергии некоторых уровней Ландау дырок из первых пяти подзон размерного квантования в структуре № 309а. В расчете использованы следующие параметры закона дисперсии дырок в объемном Ge:  $A = 13.38 = \gamma_1$ ,  $B = 8.48 = 2\gamma_2$ ,  $D = 19.34 = 2(3)^{1/2}\gamma_3$  [10]. Первая цифра в обозначениях соответствует номеру уровня, вторая — номеру подзоны размерного квантования. Буква обозначает симметричность или антисимметричность состояния.



**Рис. 4.** Спектры ЦР в образцах № 307а (1-3) и 308а (4-6).  $\hbar\omega$ , meV: 1 — 1.87, 2 — 2.22, 3 — 2.83, 4 — 1.67, 5 — 2.40, 6 — 2.95.

магнитного поля от частоты с наклоном, соответствующим циклотронной массе  $m_c \approx 0.083m_0$ . Ключевыми для понимания природы линии  $CE_{1L}$  являются результаты поляризационных измерений, представленные на рис. 1 (спектры 7), которые свидетельствуют о том, что наблюдаемым спектральным линиям  $CH_5$  и  $CE_{1L}$ , очевидно, соответствуют разные круговые поляризации излучения. Все эти факты вместе взятые указывают на то, что линия  $CE_{1L}$  обусловлена ЦР электронов в 1L-долине, которая образует дно зоны проводимости в слоях GeSi (в напряженных слоях Ge низшими являются 3L-долины электронов).<sup>2</sup> Линии ЦР 1L-электронов были обнаружены также в образцах № 307а и 308b (рис. 4). Таким образом, результаты настоящих экспериментов прямо свидетельствуют о том, что в исследуемых гетероструктурах с широкими слоями Ge № 307а, 308а, b, 309а, b квантовые ямы для электронов реализуются в слоях твердого раствора GeSi. Как видно из таблицы, величина упругой деформации слоев Ge  $\epsilon$  в этих образцах (вследствие большей толщины слоев Ge, меньшего

<sup>2</sup> Двусное растяжение слоев GeSi в плоскости структуры эквивалентно комбинации всестороннего растяжения (не изменяющего симметрию кристалла и структуру дна зоны проводимости) и одноосного сжатия вдоль оси [111], которое приводит к смещению электронной 1L-долины вниз, а 3L-долин вверх по энергии [11]. В двусно-сжатых слоях Ge, напротив, нижними являются состояния 3L-долин.



**Рис. 5.** Границы областей на плоскости  $(a_{\parallel}, x)$ , в которых нижние долины зоны проводимости в псевдоморфных слоях Ge и твердого раствора  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  (с равными постоянными решетками в плоскости слоя  $a_{\parallel}$ ) располагаются одинаково относительно друг друга (без учета размерного квантования) [4]. В области 2 дно зоны проводимости образовано состояниями  $3L$ -долин в слое Ge, в области 3 — состояниями  $1L$ -долин в слое  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ . Точками показано положение параметров образцов № 306a, 307a, 308a, b, 309a.

значения  $x$  и, таким образом, меньшего среднего содержания кремния в структуре) оказывается в несколько раз меньшей, чем в ранее изученном образце № 306a. Зависимость структуры дна зоны проводимости в псевдоморфно выращенных слоях Ge/ $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  от параметров слоев теоретически исследовалась в работе [4]. Как видно из рис. 5, параметры образцов № 308a, b и 309a, b попадают на плоскости  $(a_{\parallel}, x)$  в область 3, в которой нижние состояния в зоне проводимости соответствуют  $1L$ -долине в твердом растворе  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  (в отличие от ранее изученного образца № 306a, параметры которого соответствуют области 2, где дно зоны проводимости образовано состояниями  $3L$ -долин в слое Ge.<sup>3</sup> Как видно из рис. 4, относительная интенсивность линии ЦР электронов  $CE_{1L}$  в образце № 307a заметно меньше, чем в образцах № 308b, 309a. На рис. 5 параметры образца № 307a попадают как раз на границу раздела областей 2 и 3, т.е. в соответствии с расчетом [4] в этом образце разрыв в зоне проводимости на гетерогранице вообще должен отсутствовать. Вместе с тем

<sup>3</sup> В работах [2,6–8], где исследовалось магнитопоглощение при межзонном фотовозбуждении носителей заряда в образцах № 259a, 306a ( $d_{\text{Ge}} \approx 200 \text{ \AA}$ ), параметры которых соответствуют области 2 на рис. 5, линии ЦР  $3L$ -электронов обнаружены не были. По-видимому, данный факт связан с тем обстоятельством, что в исследованном диапазоне магнитных полей магнитная длина ( $200 \text{ \AA}$  при  $H = 15 \text{ kOe}$ ) оказывается того же порядка, что и ширина квантовой ямы. Таким образом, при развертке магнитного поля происходит изменение электронного спектра уровней Ландау  $3L$ -электронов от чисто „двумерного“ случая (бесконечно узкой квантовой ямы), которому соответствует циклотронная масса  $0.34m_0$  [12], к „трехмерному“ спектру уровней Ландау с циклотронной массой  $0.21m_0$ , что может приводить к „размазыванию“ резонансной линии поглощения по широкому интервалу магнитных полей.

авторы работы [4] отмечают, что представленные на рис. 5 результаты носят скорее качественный характер, в частности из-за того, что многие из использованных при расчете параметров известны с недостаточной точностью. Тем не менее из сравнения рис. 1 и 4 видно, что в отличие от спектров ЦР образцов № 308a, 309a, где линия ЦР электронов  $CE_{1L}$  сравнима по интенсивности с линиями ЦР дырок, в образце № 307a она едва заметна. Данное обстоятельство косвенно указывает на то, что в образце № 307a слои GeSi уже не являются „хорошей“ (т.е. глубокой в масштабе  $k_B T$ ) квантовой ямой для электронов.

### 3. Межподзонный циклотронный резонанс дырок

Как уже отмечалось, в образце № 309a с широкими квантовыми ямами для дырок энергии размерного и магнитного квантования оказываются одного порядка, что в условиях непараболичности закона дисперсии дырок приводит к чрезвычайно сложной картине взаимодействующих уровней Ландау дырок из разных подзон (рис. 3). Необходимо, однако, принимать во внимание, что при  $T = 4.2 \text{ K}$  сколько-нибудь заметно заселенными могут быть лишь нижние уровни Ландау дырок в первой и, возможно, в близко расположенных второй и третьей подзонах размерного квантования. Правила отбора [6–9] разрешают циклотронные переходы (при фарадеевской конфигурации) между уровнями Ландау одной четности ( $s$  или  $a$ ), номера которых (первая цифра в обозначении уровня) отличаются на единицу ( $\Delta n = \pm 1$ ). При этом в отсутствие смешивания состояний матричный элемент будет максимальным для переходов между уровнями Ландау, относящимися к одной подзоне размерного квантования, и практически равным нулю для межподзонных переходов. Таким образом, в спектрах ЦР дырок будет присутствовать ограниченное число линий поглощения.

Обсудим сначала возможные переходы с нижнего уровня Ландау дырок  $0s_1$ . Наблюдаемую при низких частотах линию  $CH_1$  очевидно можно связать с переходом  $0s_1 \rightarrow 1s_1$  (ср. с [6–8]). С ростом энергии (магнитного поля) уровень  $1s_1$  начинает взаимодействовать и антипересекается с уровнем  $1s_3$  из третьей подзоны размерного квантования, а тот в свою очередь — с уровнем  $1s_5$  из пятой подзоны (рис. 3). При антипересечении уровни  $1s_1$ ,  $1s_3$  и  $1s_5$  „обмениваются“ волновыми функциями и интенсивностью циклотронного перехода с уровня  $0s_1$ . Это должно приводить с ростом энергии кванта (магнитного поля) к затуханию перехода  $0s_1 \rightarrow 1s_1$  и возгоранию перехода  $0s_1 \rightarrow 1s_3$ , а затем — к затуханию перехода  $0s_1 \rightarrow 1s_3$  и возгоранию перехода  $0s_1 \rightarrow 1s_5$ . Это отражено на рис. 2, где показаны рассчитанные положения трех вышеупомянутых переходов в тех областях спектра, где они имеют заметную интенсивность. Сопоставляя экспериментальные и

расчетные данные, приведенные на рис. 2, можно связать наблюдаемую линию  $CH_3$  с переходом  $0s_1 \rightarrow 1s_3$ , а линию  $CH_5$  — с переходом  $0s_1 \rightarrow 1s_5$ .

Обсудим теперь резонансы, наблюдавшиеся в спектрах поглощения со стороны больших магнитных полей от основной линии ЦР дырок  $CH_1$  и линии ЦР электронов  $CE_{1L}$  (рис. 1, 2). В спектрах магнитопоглощения в образце № 306а со сравнительно узкими квантовыми ямами ( $d_{Ge} = 200 \text{ \AA}$ ) и соответственно с большими расстояниями между дырочными подзонами в этой области наблюдалась линия ЦР дырок с эффективной массой порядка  $0.1m_0$ , обусловленная переходом  $3a_1 \rightarrow 4a_1$  с нижнего состояния, относящегося ко второй ( $a$ ) лестнице уровней Ландау [6–8]. Как видно из рис. 3, в образце № 309а с широкими квантовыми ямами Ge в интервале магнитных полей до 25 кОе уровень  $3a_1$  испытывает сильное взаимодействие с уровнем  $3a_3$  и, отталкиваясь от него, демонстрирует сублинейную зависимость энергии состояния от магнитного поля. Аналогично уровень  $4a_1$  антипересекается с уровнем  $4a_3$ , а тот в свою очередь — с уровнем  $4a_5$ . Все это свидетельствует о сильном смешивании состояний  $3a_1$  и  $3a_3$ , а также  $4a_1$  и  $4a_3$  в магнитных полях, начиная примерно с 10 кОе.

Как видно из рис. 2, в спектрах магнитопоглощения образца № 309а в области магнитных полей „справа“ от основной линии ЦР дырок  $CH_1$  наблюдается пять резонансов ( $Ch_1, Ch_3, Ch'_3, Ci_1, Ci_2$ ). Как показывает детальный анализ спектров поглощения (на рис. 1 можно видеть лишь некоторые из наблюдаемых в этой области линий), три из них ( $Ch_1, Ch_3, Ch'_3$ ) могут быть обусловлены ЦР дырок. Так, линию  $Ch_1$ , которую удалось наблюдать, начиная с полей порядка 6 кОе, когда взаимодействие уровней не играет еще большой роли, можно связать с переходом  $3a_1 \rightarrow 4a_1$ . В пользу такой интерпретации свидетельствует тот факт, что интенсивность линии  $Ch_1$  возрастает относительно интенсивности линии  $CH_1$  при приложении к образцу небольшого (порядка нескольких V/cm) постоянного электрического поля, приводящего к разогреву носителей заряда и соответственно к увеличению заселенности вышележащего уровня Ландау  $3a_1$  по сравнению с  $0s_1$  (ср. с [6–8]). При увеличении энергии кванта излучения свыше 1 meV в магнитных полях 10–16 кОе в спектрах магнитопоглощения наряду с линией  $Ch_1$  наблюдается более высокочастотная линия  $Ch_3$  (рис. 2), причем с ростом магнитного поля интенсивность первой уменьшается, а второй растет. Как видно из рис. 3, как раз приблизительно в этом интервале происходит антипересечение уровней  $4a_1$  и  $4a_3$ , в результате которого матричный элемент перехода с уровня  $3a_1$  „передается“ от уровня  $4a_1$  к уровню  $4a_3$ . Таким образом, линия  $Ch_3$  может быть связана с переходом  $3a_1 \rightarrow 4a_3$ . Наконец, практически в этих же магнитных полях наблюдается возникновение новой более низкочастотной линии  $Ch'_3$ , которую с учетом изложенного выше естественно связать с переходом  $3a_3 \rightarrow 4a_1$ , поскольку уровень  $4a_1$

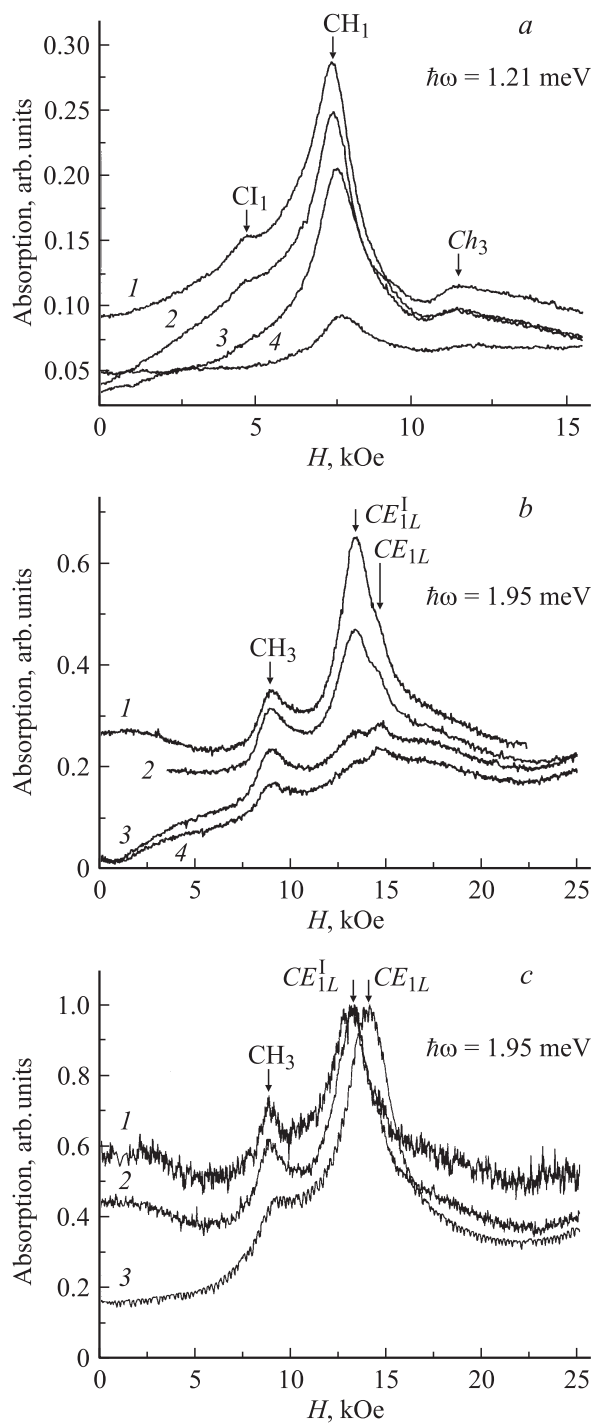
после антипересечения с уровнем  $4a_3$  характеризуется главным образом волновыми функциями, соответствующими третьей подзоне размерного квантования дырок.

Обнаруженное явление межподзонного ЦР открывает возможность более полного определения параметров закона дисперсии дырок в квантовых ямах в гетероструктурах Ge/GeSi. В работах [6–8] уже отмечалось, что наблюдаемые в образцах с более узкими квантовыми ямами Ge положения линий ЦР дырок в квантовых магнитных полях соответствуют эффективным массам, на 10–15% превышающим расчетные значения для „объемных“ параметров закона дисперсии [10]. Это дает основание сделать вывод о значительном изменении параметров  $A$  и  $D$ , поскольку величина циклотронной массы дырок в деформированных слоях Ge пропорциональна  $(A + D/3^{1/2})^{-1}$  [11]. Наблюдение межподзонного ЦР позволяет определить параметры  $A$  и  $D$  независимо, поскольку энергия размерного квантования пропорциональна в первом приближении другой их комбинации, а именно  $(A - D/3^{1/2})$ , т.е. обратной величине классической массы дырок в направлении, перпендикулярном плоскости квантовой ямы. Первые проведенные расчеты (рис. 2) показали высокую чувствительность положений линий межподзонного ЦР к параметрам закона дисперсии дырок.

#### 4. Примесное магнитопоглощение

Как видно из рис. 2, в чрезвычайно богатых спектрах магнитопоглощения образца № 309а наблюдается большое количество линий, которые не могут быть связаны с ЦР дырок. Это, в частности, и обозначенные как  $CI_1$  и  $CI_2$  „продолжения“ линий  $CH_3$  и  $CH_5$  вне спектральных интервалов, показанных сегментами сплошных линий, и резонансы в области частот ниже резонансов  $Ch_1 - Ch'_3$ . По мнению авторов, большая часть этих резонансов может быть отнесена к переходам с участием мелких примесей. Подробное обсуждение спектров примесного магнитопоглощения выходит за рамки настоящей работы (спектры субмиллиметрового примесного магнитопоглощения в образцах с более узкими квантовыми ямами  $d_{Ge} \leq 350 \text{ \AA}$  обсуждаются в [13,14]). Следует отметить, что развитый в работе [9] метод расчета примесных состояний в квантовых магнитных полях, основанный на разложении волновой функции центра по функциям уровней Ландау дырок в квантовой яме, представляется мало пригодным для описания акцепторов в образце № 309 с широкими квантовыми ямами. Здесь же целесообразно отметить обнаруженные экспериментально особенности поведения различных линий в зависимости от частоты, приложенного электрического поля, интенсивности подсветки, позволяющие сделать вывод об их „примесном“ происхождении. Простым средством, позволяющим в ряде случаев сепарировать линии ЦР свободных носителей и линии примесного поглощения, является разогрев носителей заряда по-





**Рис. 6.** Спектры магнитопоглощения в образце № 309а при различных значениях приложенного постоянного электрического поля  $E$  и различных уровнях межзонной подсветки. *a* — малый уровень подсветки;  $E$ , V/cm: 1 — 0, 2 — 6.8, 3 — 14, 4 — 26. *b* — малый уровень подсветки;  $E$ , meV: 1 — 0, 2 — 6.8, 3 — 14, 4 — 16. *c* —  $E = 0$ , уровень подсветки возрастает с номером кривой.

стоянным электрическим полем (см., например, [6–8]). Как видно из рис. 6, *a*, в спектрах магнитопоглощения при энергии кванта излучения 1.21 meV приложение небольшого греющего электрического поля приводит к падению интенсивности резонансной линии  $CI_1$  вплоть до ее полного исчезновения при  $E = 14$  V/cm, тогда как интенсивность основной линии ЦР дырок  $CH_1$  меняется гораздо менее значительно. Это дает основание полагать, что линия  $CI_1$  обусловлена переходами между примесными состояниями, ниже из которых опустошается при приложении электрического поля, например, вследствие ударной ионизации. Однако совершенно иная картина имеет место в спектрах магнитопоглощения, измеренных при энергии кванта 1.95 meV (рис. 6, *b*). Здесь линия  $CH_3$ , которая, если судить по данным рис. 2, должна плавно переходить в линию  $CI_1$ , сохраняется в спектрах во всем исследованном интервале греющего электрического поля, причем сначала ее интенсивность даже растет с полем. Данный факт указывает на то, что линии  $CI_1$  и  $CH_3$ , безусловно, имеют разную природу, и подтверждает нашу интерпретацию линии  $CH_3$  как линии межподзонного ЦР дырок, обусловленной переходом  $0s_1 \rightarrow 1s_3$ . Действительно, согласно нашим расчетам (рис. 2, 3), при энергии кванта излучения порядка 2 meV циклотронный переход с уровня  $0s_1$  на уровни  $1s_1$  и  $1s_3$  происходит в состоянии, лежащие выше их „точки антипересечения“. Следовательно, основная сила осциллятора принадлежит уже переходу в третью подзону, а более слабый переход  $CH_1$  становится трудно различимым на фоне линии ЦР электронов  $CE_{1L}$ .

Доминирующая в спектрах на рис. 6, *b* линия  $CE_{1L}$  отсутствует в спектрах магнитопоглощения, представленных на рис. 2. Ее удалось выявить при исследовании магнитопоглощения при различных уровнях межзонной подсветки в сочетании с разогревом носителей постоянным электрическим полем (рис. 6, *b, c*). Линия  $CE_{1L}$  наблюдается на фоне линии ЦР 1L-электронов только при малом уровне подсветки, причем с ростом электрического поля ее интенсивность резко уменьшается по сравнению с интенсивностью линии ЦР электронов  $CE_{1L}$ . Проведенные поляризационные измерения показали, что линии  $CE_{1L}$  соответствует электронная круговая поляризация излучения. Это позволяет связать обнаруженную новую линию с переходами между мелкими ( $\Delta E \approx 0.17$  meV) возбужденными состояниями остаточных доноров. Приложение электрического поля приводит (как и в случае акцепторов) к опустошению этих состояний и падению интенсивности примесной линии  $CE_{1L}$ . Рис. 6, *c* демонстрирует влияние интенсивности межзонного возбуждения на относительную заселенность доноров и уровней Ландау 1L-электронов. При малых уровнях возбуждения носители в первую очередь захватываются ионизованными примесными центрами, и доля свободных электронов мала. При этом в спектре магнитопоглощения доминирует линия  $CE_{1L}$  (рис. 6, *b, c*). При повышении уровня оптического возбуждения происходит возгорание линии ЦР электро-

нов  $SE_{1L}$ , в результате чего наблюдается значительный сдвиг контура суммарной линии поглощения (рис. 6, *c*).

Как уже отмечалось выше, в области частот ниже частоты основной линии ЦР дырок  $CH_1$  наблюдаются линии ЦР  $Ch_1, Ch_3, Ch'_3$ , связываемые с переходами между уровнями Ландау  $3a_1, 3a_3$  и  $4a_1, 4a_3$ . Как видно из рис. 2, 3, в этой области спектра имеется еще несколько низкочастотных линий поглощения, из которых наиболее интенсивной является линия  $Si_1$ , наблюдаемая в широком интервале магнитных полей 6–24 кОе при энергиях квантов излучения от 0.5 до 1.3 меВ. Эта линия не может быть связана с ЦР дырок, поскольку, как видно из рис. 3, в указанном интервале магнитных полей при столь малых энергиях нет разрешенных (отвечающих условию  $\Delta l = \pm 1$ ) переходов с нижних (населенных) уровней Ландау. Как видно из рис. 2, наклон зависимости резонансной частоты от магнитного поля для линии  $Si_1$  почти такой же, как и для линий  $Ch_1, Ch_3, Ch'_3$ , и в несколько раз меньше, чем для линий  $CH_1-CH_5, Si_1-Si_2$ . Это позволяет предположить, что линия  $Si_1$  обусловлена переходами между двумя мелкими акцепторными состояниями, связанными соответственно с уровнями Ландау  $3a$  и  $4a$ .<sup>4</sup> Поскольку линия  $Ch_1$  лежит на рис. 2 ниже соответствующих циклотронных резонансов  $Si_1, Ch_3, Ch'_3$ , возможно, что данный переход происходит с мелкого примесного уровня, связанного с уровнем Ландау  $3a$ , на более глубокое состояние, связанное с уровнем Ландау  $4a$ . В случае водородоподобных доноров в гетероструктурах GaAs/InGaAs известным аналогом такого перехода является переход  $2p \rightarrow 2s$ . В сильном магнитном поле уровень  $2p$  оказывается возбужденным состоянием кулоновского центра, связанным с уровнем Ландау  $n = 0$ , а состояние  $2s$  — основным (и потому более глубоким) состоянием, связанным с уровнем Ландау  $n = 1$  (см., например, [15]).

Авторы признательны М.Д. Молдавской за многолетнее сотрудничество, заложившее основу настоящей работы, Е.А. Усковой за подготовку образцов, В.Л. Ваксу и А.Н. Панину за помощь в постановке экспериментов с ЛОВ, Ю.Н. Дроздову за рентгенодифракционные исследования образцов.

## Список литературы

- [1] L.K. Orlov, O.A. Kuznetsov, R.A. Rubtsova, A.L. Chernov, V.I. Vdovin, N.A. Gorodilov, V.I. Gavrilenko, N.G. Kalugin. *Solid State Phenomena* **32–33**, 469 (1993).
- [2] В.И. Гавриленко, И.Н. Козлов, О.А. Кузнецов, М.Д. Молдавская, В.В. Никоноров, Л.К. Орлов, А.Л. Чернов. Письма в ЖЭТФ **59**, 5, 327 (1994).
- [3] C.M. Engelhardt, D. Tobben, M. Ashauer, F. Schaffler, G. Abstreiter, E. Gornik. *Solid State Electron.* **37**, 949 (1994).

<sup>4</sup> Мы сознательно не указываем индексы, характеризующие номер подзоны размерного квантования, поскольку в указанной области магнитных полей имеет место сильная гибридизация состояний  $3a$  и  $4a$  из первой и третьей подзон (рис. 3).

- [4] В.Я. Алешкин, Н.А. Бекин. ФТП **31**, 2, 171 (1997).
- [5] В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, А.Л. Коротков, З.Ф. Красильник, О.А. Кузнецов, М.Д. Молдавская, В.В. Никоноров, Л.В. Парамонов. Письма в ЖЭТФ **65**, 2, 194 (1997).
- [6] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, В.Л. Вакс, Д.Б. Векслер, О.А. Кузнецов, М.Д. Молдавская, J. Leotin, F. Yang. Материалы совещ. „Нанопотоника“. ИФМ РАН, Н.Новгород (1999). С. 114.
- [7] V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, I.V. Erofeeva, O.A. Kuznetsov, M.D. Moldavskaya, V.L. Vaks, D.B. Veksler. Proc. 6th Int. Symp. „Nanostructures: physics and technology“. St. Petersburg, Russia (1999). P. 356.
- [8] В.Я. Алешкин, В.Л. Вакс, Д.Б. Векслер, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, М.Д. Молдавская, О.А. Кузнецов, Ф. Янг, М. Гуаран, Ж. Леотен. Изв. РАН Сер. физ. **64**, 308 (2000).
- [9] V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, D.B. Veksler, L. Reggiani. *Phys. Rev. B* **66**, 155 336 (2002).
- [10] J.C. Hensel, K. Suzuki. *Phys. Rev. B* **9**, 10, 4219 (1974).
- [11] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. Наука, М. (1972).
- [12] F. Stern, W.E. Howard. *Phys. Rev.* **163**, 3, 816 (1967).
- [13] В.Я. Алешкин, А.В. Антонов, Д.Б. Векслер, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, А.В. Иконников, Д.В. Козлов, О.А. Кузнецов. Материалы совещ. „Нанопотоника“. ИФМ РАН, Н.Новгород (2003). С. 248.
- [14] В.Я. Алешкин Д.Б. Векслер, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, А.В. Иконников, Д.В. Козлов, О.А. Кузнецов. ФТТ **46**, 1, 126 (2004).
- [15] S.R. Ryu, Z.X. Jiang, W.J. Li, B.D. McCombe, W. Schaff. *Phys. Rev. B* **54**, 16, R11086 (1996).