

Циклотронный резонанс в узкозонных гетероструктурах на основе HgTe/CdTe(013) в квантующих магнитных полях

А. В. Иконников¹⁾, М. С. Жолудев, К. В. Маремьянин, К. Е. Спириин, А. А. Ластовкин, В. И. Гавриленко, С. А. Дворецкий[†], Н. Н. Михайлов[†]

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н.Новгород, Россия

[†]Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 11 марта 2012 г.

Исследован циклотронный резонанс электронов в квантующих магнитных полях в узкозонных гетероструктурах на основе HgTe/CdTe(013) с неинвертированной зонной структурой при различных концентрациях. Обнаружены циклотронные переходы с нижних уровней Ландау зоны проводимости. Выполнены расчеты уровней Ландау на основе модели Кейна с учетом деформации. Сопоставление расчетов с экспериментальными результатами показывает систематическое превышение энергий наблюдаемых циклотронных переходов над рассчитанными.

1. Введение. Гетероструктуры (ГС) на основе HgTe/CdTe с квантовыми ямами (КЯ) представляют интерес как для практического применения, в первую очередь в качестве приемников терагерцового излучения [1], так и для фундаментальных исследований, поскольку они обладают целым рядом замечательных свойств. В зависимости от параметров структур (в частности, от толщины квантовой ямы) их зонная структура может быть как нормальной, так и инвертированной (см., например, [2]). К объектам с инвертированной зонной структурой в последнее время проявляется значительный интерес. В таких системах, в частности, были обнаружены состояние “топологического изолятора” [3], одновременное существование электронов и дырок (двумерный полуметалл) [4], гигантское спиновое расщепление в нулевом магнитном поле [5, 6]. Тем не менее для создания приемников более предпочтительными являются структуры с нормальной зонной структурой [1]. Исследованию же таких объектов уделялось гораздо меньше внимания.

Одним из наиболее эффективных методов определения зонной структуры полупроводников является метод циклотронного резонанса (ЦР). В данной работе исследуется ЦР в квантующих магнитных полях, в которых заполнено один или несколько нижних уровней Ландау. Это дает возможность определять разницу энергий между конкретными уровнями Ландау. Такие исследования выполнялись ранее [7–9], в том числе и нашей группой [10]. Однако все они были выполнены на образцах с инвертированной зонной структурой. В работах [7, 8] исследовались

структуры, выращенные на подложке с ориентацией (211). Расчеты уровней Ландау были выполнены **k·p**-методом, учитывающим три зоны. При этом в одной работе при расчетах использовалось значение разрыва валентной зоны на гетерогранице HgTe/CdTe, равное 550 мэВ, а в другой – 700 мэВ. Наиболее детальные исследования ЦР в квантующих полях были выполнены в работе [9]. В ней исследовались образцы, выращенные на подложке (100). Расчеты уровней Ландау были выполнены с использованием гамильтониана Кейна 8×8 , учитывающего 4 зоны. Все переходы были идентифицированы. Однако наблюдалось некоторое несоответствие расчетов и экспериментальных данных.

В работе [11] исследования ЦР в квантующих магнитных полях проводились на образцах с толщинами квантовых ям, близкими к критической. Было продемонстрировано смещение линии ЦР при изменении концентрации носителей. Однако расщепление линии не наблюдалось. Интерпретация результатов основывалась на выражении для энергии уровней Ландау в графене, которое не учитывает зеемановское расщепление уровней. Такая же ошибка была допущена в нашей более ранней работе [12], где исследовался ЦР в узкозонном образце с широкой (30 нм) квантовой ямой HgCdTe с нормальной зонной структурой. В последней работе энергия уровней Ландау определялась по правилам квазиклассического квантования исходя из рассчитанного закона дисперсии электронов в отсутствие магнитного поля. Такой подход также не учитывает зеемановского расщепления, что и привело, как и в последующей работе [11], к неточной интерпретации наблюдаемых переходов. В настоящей работе методом циклотронного резонанса в

¹⁾ e-mail: Antikon@ipm.sci-nnov.ru

квантовых магнитных полях исследованы структуры с квантовыми ямами HgCdTe с инвертированной (нормальной) зонной структурой. Выполнены расчеты уровней Ландау на основе модели Кейна с учетом встроенной деформации.

2. Методика эксперимента. Исследуемые образцы (100708 – # 1 и 100708-1 – # 2) были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs(013) [13]. Последовательно выращивались буферные слои ZnTe и CdTe, нижний барьерный слой $Cd_yHg_{1-y}Te$ толщиной 100 нм, квантовая яма $Hg_{1-x}Cd_xTe$ толщиной 30 нм и верхний барьер $Cd_yHg_{1-y}Te$ толщиной 100 нм. Поверх структуры также выращивался защитный слой CdTe толщиной 50 нм. По данным эллипсометрии величины x и y для структуры # 1 составили 15.7 и 56.4 % соответственно, а для структуры # 2 – 15.4 и 64.6 %. Структуры специально не легировались. Темновая концентрация при $T = 4.2$ К составляла $1.8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ в образце # 1. Образец # 2 “вымерзал” при гелиевой температуре. Исследования ЦР проводились при $T = 4.2$ К на образцах размером $5 \times 5 \text{ мм}^2$ с двумя полосковыми омическими контактами по краям. Образец располагался в центре сверхпроводящего соленоида (максимальное поле 3 Тл). Использовались две методики измерений спектров ЦР: при постоянной частоте терагерцового излучения и развертке магнитного поля и в постоянном магнитном поле. В первом случае в качестве источников излучения использовались квантовые каскадные лазеры (ККЛ) с частотами 2.6, 3.0, 3.2 и 4.3 ТГц (длительность импульса 10 мкс, период повторения 100–200 мкс), во втором – фурье-спектрометр Bruker 80v (источник – ртутная лампа, светоделитель – Mylar Multilayer, спектральное разрешение – 1 см^{-1}). В качестве приемников использовались кристаллы Ge:Ga. Прошедшее через образец излучение детектировалось приемником. Сигнал с него усиливался и подавался либо на строб-интегратор (при использовании ККЛ), либо на вход аналого-цифрового преобразователя фурье-спектрометра. При измерениях с помощью фурье-спектрометра спектр, измеренный в магнитном поле, нормировался на спектр, записанный в отсутствие поля. Параллельно с измерениями ЦР записывалась зависимость сопротивления образца от магнитного поля. Это позволяло определять концентрацию носителей непосредственно в том же опыте. Рядом с образцом располагались ИК и синий светодиоды, включение которых приводило к увеличению концентрации носителей в образце. В образце # 1 наблюдался эффект положительной остаточной фотопроводимости: выключение подсветки не приводило к сущест-

венному снижению концентрации. В образце # 2 такого эффекта не наблюдалось (ср. с [12]). Тем не менее максимальных концентраций носителей в образцах удалось добиться только при непрерывной подсветке синим диодом. В образце # 1 максимальная концентрация составила $8.8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, а в образце # 2 – $3.6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

3. Метод расчета. Расчет зонной структуры квантовой ямы и уровней Ландау в аксиальном приближении проводился аналогично [14] и [10] в рамках четырехзонной модели. Он основывался на методе огибающих функций, предложенном в работе [15]. Огибающие функции находились как решения стационарного уравнения Шредингера с гамильтонианом 8×8 , учитывающим встроенную деформацию. Для вычисления огибающих функций и соответствующих им значений энергии электрона структура представлялась в виде сверхрешетки из слабо связанных квантовых ям. Период решетки выбирался таким, чтобы взаимодействие ям не оказывало заметного влияния на энергетический спектр. Расчеты проводились методом разложения огибающих волновой функции по плоским волнам. Выражение для гамильтониана гетероструктуры, выращенной на плоскости (013), было получено методом, описанным в работе [16]. Компоненты тензора встроенной деформации вычислялись по формулам, приведенным в работе [10]. Используемые при расчетах зонные параметры материалов приведены в таблице.

Зависимости от концентрации твердого раствора $Hg_{1-x}Cd_xTe$ считались линейными по x для всех величин, кроме ширины запрещенной зоны. Для нее использовалась формула из работы [17]. В качестве нулевого уровня энергии была выбрана вершина валентной зоны в HgTe. Уровни Ландау в образце # 1, рассчитанные описанным выше способом, приведены на рис. 1. Правила отбора в аксиальном приближении разрешают переходы между уровнями, номера которых отличаются на единицу. Возможные переходы показаны на рис. 1 вертикальными стрелками. Эти переходы обозначены в соответствии с [7–9]. В этих работах исследовались образцы с инвертированной зонной структурой, где переход α является межзонным. Однако используемая модель Кейна позволяет ввести единую нумерацию уровней Ландау для зоны проводимости и валентной зоны и единые правила отбора для оптических переходов. При переходе от нормальной к инвертированной зонной структуре нижний уровень 0 в зоне проводимости и верхний уровень –2 в валентной зоне (рис. 1) просто переходят в валентную зону и зону проводимости соответственно. Из рис. 1 видно, что зеемановское расщепле-

Используемые при расчетах зонные параметры материалов [14]

	VBO, эВ	E_g , эВ	Δ , эВ	E_p , эВ	F	γ_1	γ_2	γ_3	κ
HgTe	0	-0.303	1.08	18.8	0	4.1	0.5	1.3	-0.4
CdTe	-0.57	1.606	0.91	18.8	-0.09	1.47	-0.28	0.03	-1.31

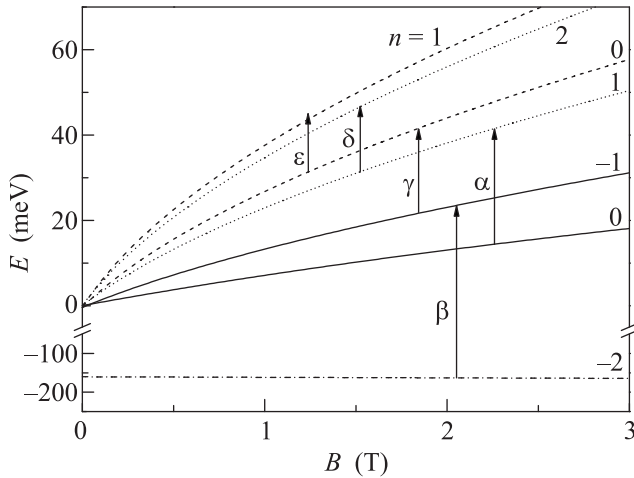


Рис. 1. Рассчитанные уровни Ландау для образца # 1. Целые числа обозначают номер уровня Ландау n . Вертикальные стрелки показывают разрешенные переходы. Обозначения переходов соответствуют работам [7–9]

ние уровней в зоне проводимости велико (см., например, нижнюю пару 0 и -1). Следовательно, простая трактовка последовательности циклотронных переходов $n_0 \rightarrow n_1, n_1 \rightarrow n_2$ и т. д. [11, 12] неверна.

4. Результаты и обсуждение. На рис. 2 представлены типичные спектры ЦР, измеренные с помощью ККЛ в образце # 1 при различных концентрациях электронов. Хорошо видно, что при низкой концентрации в спектре присутствует одна линия с максимумом в районе 0.55 Тл (кривая 1). Увеличение концентрации приводит к появлению в спектре второй линии с максимумом в районе 0.85 Тл. При этом интенсивность первой линии уменьшается (кривые 2 и 3). Дальнейшее увеличение концентрации приводит к полному исчезновению первой линии и появлению третьей линии с максимумом в районе 1.15 Тл (кривая 4). Наконец, при максимальной концентрации в спектре остается только третья линия (кривая 5).

Такое поведение линий (в отличие от плавного сдвига линии ЦР при изменении концентрации в слабых магнитных полях [10]) свидетельствует о том, что имеет место квантование энергий электронов в магнитном поле и мы наблюдаем переходы между неэквидистантными уровнями Ландау. Изменение же

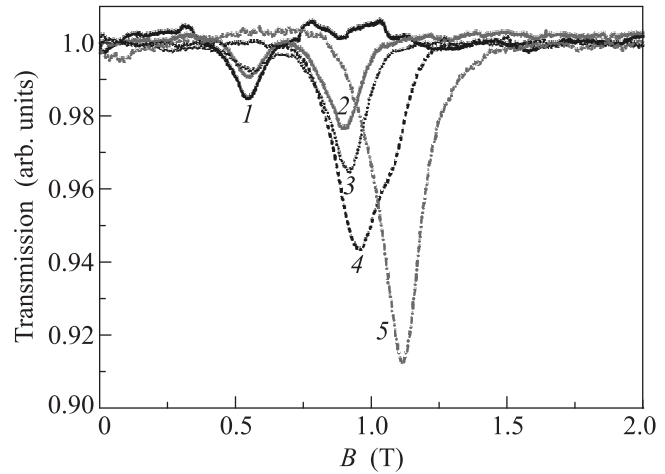


Рис. 2. Типичные спектры ЦР в образце # 1, измеренные с помощью ККЛ, работающего на частоте 3.23 ТГц в отсутствие (1) и при различных уровнях межзонной подсветки (2–5). Концентрации носителей составляли [10^{10} см^{-2}]: 1 – 1.8, 2 – 3.1, 3 – 3.7, 4 – 5.4, 5 – 8.7

интенсивностей переходов связано с изменением фактора заполнения уровней Ландау ν при изменении концентрации. Так, при $n_s = 1.8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (кривая 1 на рис. 2) $\nu = 1.4$ в резонансном для перехода α магнитном поле $B_1 = 0.55$ Тл и $\nu = 0.8$ в резонансном для перехода γ магнитном поле $B_2 = 0.92$ Тл. Таким образом, в поле B_1 первый уровень Ландау ($n = 0$, см. рис. 1) заполнен полностью, а третий уровень Ландау ($n = 1$), на который идет этот переход, пуст, что соответствует максимальной интенсивности перехода α . При тех же условиях переход γ наблюдаться не может, поскольку в резонансном поле B_2 на втором уровне Ландау ($n = -1$) электронов нет ($\nu = 0.8$). При $n_s = 3.1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (кривая 2) интенсивность перехода α уменьшается, поскольку в поле B_1 уже частично заполнен третий уровень Ландау ($\nu = 2.4$). Появление же перехода γ в поле B_2 обусловлено частичным заполнением второго уровня Ландау ($\nu = 1.4$). При дальнейшем увеличении концентрации до $3.7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (кривая 3) интенсивность перехода α еще уменьшается ($\nu = 2.8$ в поле B_1), а интенсивность перехода γ растет ($\nu = 1.6$ в поле B_2). Наконец, при $n_s = 5.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (кривая 4) $\nu = 4.1$ в поле B_1 и перехода α не наблюдается, поскольку третий уровень Ландау (на который идет этот пе-

переход) полностью заполнен. При этой концентрации в поле $B_2 \nu = 2.4$, т.е. второй уровень Ландау заполнен полностью, а четвертый ($n = 0$) еще пуст, что соответствует максимальной интенсивности перехода γ . При этом в резонансном поле B_3 , соответствующем переходу δ , $\nu = 2.0$, т.е. третий уровень Ландау, с которого идет этот переход, еще пуст. Однако в чуть меньших магнитных полях на линии 4 на рис. 2 наблюдается небольшое плечо. Мы связываем его с частичным заполнением третьего уровня Ландау, которое падает до нуля при приближении к полю B_3 . Наконец, при самой большой концентрации, $n_s = 8.7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (кривая 5), в поле $B_2 \nu \sim 4.0$ и перехода γ не наблюдается, а в поле $B_3 \nu = 3.2$, что соответствует максимальной интенсивности перехода δ .

На рис. 3 показаны спектры ЦР, полученные с помощью фурье-спектрометра в образце # 1. Измере-

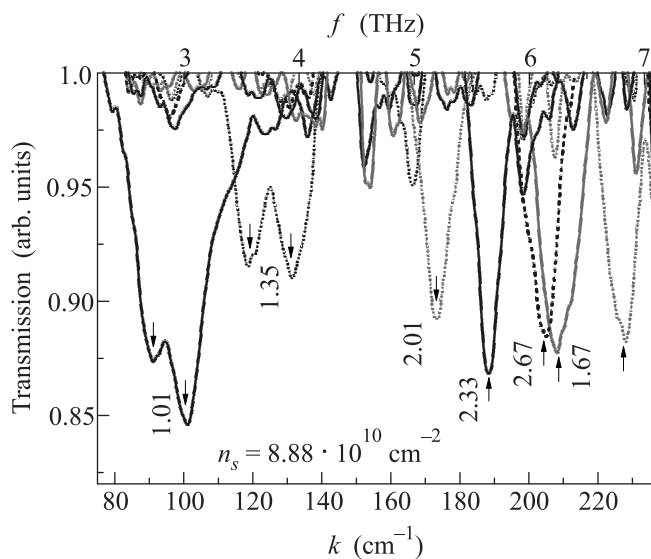


Рис. 3. Спектры ЦР в образце # 1, полученные с помощью фурье-спектрометра. Числа – значения магнитных полей в теслах. Стрелками показаны наблюдаемые циклотронные пики

ния проводились при постоянной подсветке синим светом с целью создания наибольшей концентрации носителей и увеличения поглощения. В спектрах наблюдались одна-две линии циклотронного резонанса. Для идентификации наблюдаемых линий положения наблюдаемых пиков поглощения были отложены на плоскости частота – магнитное поле (рис. 4). На этом же рисунке представлены теоретически рассчитанные энергии разрешенных переходов между уровнями Ландау. Видно, что данные, полученные разными экспериментальными методами (открытые и сплош-

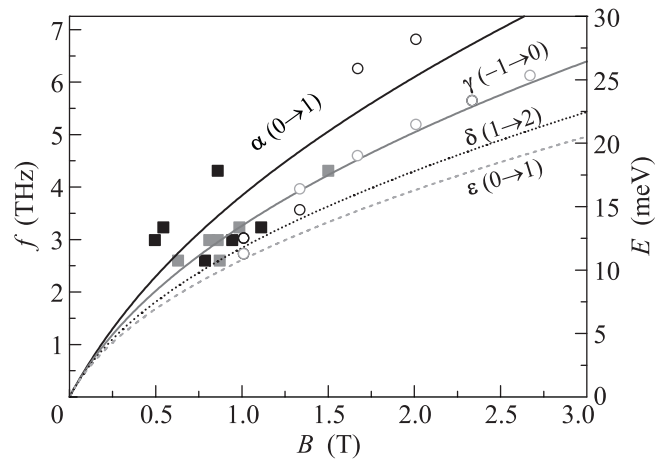


Рис. 4. Рассчитанные зависимости энергии переходов (линии) и положения спектральных линий (символы) ЦР в структуре # 1 от магнитного поля. Сплошные символы – результаты измерений с помощью ККЛ, открытые – с помощью фурье-спектрометра

ные символы), находятся в отличном согласии друг с другом. Сравнение же этих данных с теоретическими расчетами показывает, что расчет дает заниженное значение энергии переходов (особенно это заметно для перехода α). Тем не менее сопоставление теоретически рассчитанных переходов и экспериментальных данных позволят однозначно идентифицировать наблюдаемые переходы (см. рис. 4). Аналогичные результаты были получены и на других образцах как нашей, так и другими группами. В образце # 2, в котором удалось измерить спектры ЦР только с помощью ККЛ из-за малой концентрации, создаваемой подсветкой, наблюдались только линии α и γ (рис. 5).

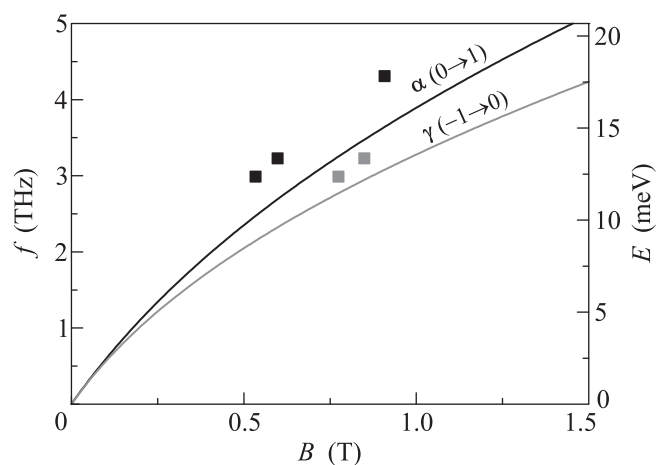


Рис. 5. Рассчитанные зависимости энергии переходов (линии) и положения спектральных линий (символы) ЦР в структуре # 2 от магнитного поля

Как и в образце # 1, рассчитанные энергии переходов оказались здесь меньше наблюдаемых. В работе [9] наблюдались переходы α , γ и δ в образцах с инвертированной зонной структурой, выращенных на подложке с ориентацией (100). Так же как и в данной работе, в [9] наблюдалось систематическое превышение энергий наблюдаемых переходов над рассчитанными. В работе [10] нашей группы проводились исследования образцов с инвертированной зонной структурой в слабых и импульсных магнитных полях, соответствующих ультраквантовому случаю (фактор заполнения < 1). Опять обнаружилось, что экспериментальные величины энергий циклотронных переходов систематически превышают (на 3–14 %) рассчитанные. По всей видимости, указанные расхождения связаны не с изначально неправильно измеренными ростовыми параметрами структур и не с неточностью расчета, а с неверными параметрами материалов, закладываемыми в расчеты. Данные параметры (см. [14]) должны быть пересмотрены.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты # 11-02-00958, 11-02-97061, 11-02-93111), Минобрнауки (ГК # 16.740.11.0321, ГК # 16.518.11.7018, грант # МК-1114.2011.2 и НШ-4756.2012.2) и РАН. Авторы благодарят Ю.Г. Садофьева и фирму “Trion Technology” (г. Теме, США) за предоставленные квантовые каскадные лазеры.

1. Y. D. Zhou, C. R. Becker, Y. Selament et al., *J. Electron. Mater.* **32**, 608 (2003).

2. B. Buttner, C. X. Liu, G. Tkachov et al., *Nature Physics* **7**, 418 (2011).
3. M. König, S. Wiedmann, C. Brüne et al., *Science* **318**, 766 (2007).
4. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvonet et al., *Phys. Rev. Lett.* **104**, 166401 (2010).
5. Y. S. Gui, C. R. Becker, N. Dai et al., *Phys. Rev. B* **70**, 115328 (2004).
6. K. E. Spirin, A. V. Ikonnikov, A. A. Lastovkin et al., *JETP Lett.* **92**, 63 (2010).
7. M. Schultz, U. Merkt, A. Sonntag et al., *Journal of Crystal Growth* **184/185**, 1180 (1998).
8. M. Schultz, U. Merkt, A. Sonntag et al., *Phys. Rev. B* **57**, 14772 (1998).
9. M. Orlita, K. Mastalerz, C. Faugeras et al., *Phys. Rev. B* **83**, 115307 (2011).
10. A. V. Ikonnikov, M. S. Zholudev, K. E. Spirin et al., *Semicond. Sci. Technol.* **26**, 125011 (2011).
11. Z. D. Kvon, S. N. Danilov, D. A. Kozlov et al., *JETP Lett.* **94**, 816 (2011).
12. A. V. Ikonnikov, A. A. Lastovkin, K. E. Spirin et al., *JETP Lett.* **92**, 756 (2010).
13. S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Y. Sidorov et al., *J. Electron. Mater.* **39**, 918 (2010).
14. E. G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth et al., *Phys. Rev. B* **72**, 35321 (2005).
15. M. G. Burt, *J. Phys.: Condens. Matter* **4**, 6651 (1992).
16. J. Los, A. Fasolino, and A. Catellani, *Phys. Rev. B* **53**, 4630 (1996).
17. C. R. Becker, V. Latussek, A. Pfeuffer-Jeschke et al., *Phys. Rev. B* **62**, 10353 (2000).