

УДК 621.315.592

## Магнитопоглощение в узкозонных эпитаксиальных слоях HgCdTe в терагерцовом диапазоне

© А.В. Иконников<sup>†¶</sup>, М.С. Жолудев, В.И. Гавриленко<sup>+</sup>, Н.Н. Михайлов\*, С.А. Дворецкий\*

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

\* Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

<sup>+</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

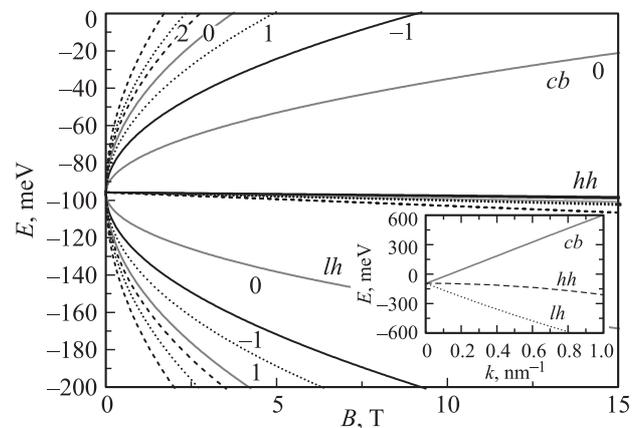
(Получена 22 апреля 2013 г. Принята к печати 30 апреля 2013 г.)

Изучены спектры магнитопоглощения и фотопроводимости в терагерцовом диапазоне при температуре  $T = 4.2$  К объемных эпитаксиальных слоев  $n$ - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  различных составов (как полупроводниковых, так и полуметаллического), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В рамках модели Кейна  $8 \cdot 8$  выполнены расчеты уровней Ландау электронов и дырок. Показано, что в отличие от результатов ранних исследований все наблюдаемые резонансные линии связаны с переходами между уровнями Ландау свободных носителей (циклотронный резонанс в зоне проводимости и переходы между уровнями Ландау тяжелых дырок и электронов), что свидетельствует о высокой чистоте и структурном совершенстве образцов. Показана возможность использования бесщелевых твердых растворов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  в качестве перестраиваемых магнитным полем фотоприемников терагерцового диапазона.

### 1. Введение

В последние годы отмечается возрождение интереса к гетероструктурам  $\text{HgTe}/\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с квантовыми ямами (КЯ), обладающим рядом замечательных свойств, которые обусловлены инвертированным зонным спектром  $\text{HgTe}$  и сильным спин-орбитальным взаимодействием в этом материале (см., например, работу [1] и ссылки в ней). При критической толщине КЯ  $\text{HgTe}$  ( $d_c \approx 6.3$  нм при  $x \approx 0.7$ ) ширина запрещенной зоны обращается в нуль (что соответствует вырождению энергий точек  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_8$ ), и зависимость энергии носителей заряда от волнового вектора становится линейной как в зоне проводимости, так и в валентной зоне, т.е. электроны и дырки являются безмассовыми дираковскими фермионами [1,2]. Аналогичная ситуация, как известно, имеет место в графене, уникальные свойства которого открывают возможности для его применения в электронике и оптоэлектронике [3,4]. В серии недавних работ рассматривалась возможность создания лазеров на межзонных переходах в этом материале (при оптической накачке), которые вследствие отсутствия запрещенной зоны могут работать в широком спектральном интервале вплоть до терагерцовых частот [5–9]. Стимулированное терагерцовое излучение в оптически возбужденном графене уже наблюдалось в работе [10]. В работе [11] возможность усиления в терагерцовом диапазоне обсуждалась применительно к гетероструктурам  $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$  с толщиной КЯ, близкой к критической. Отмечалось, что при одинаковых концентрациях фотовозбужденных носителей величина отрицательной динамической проводимости в КЯ  $\text{HgTe}$  лишь в 2 раза меньше, чем в графене. В то же время технология эпитаксиального роста гетероструктур на основе  $\text{HgCdTe}$  открывает широкие

возможности в плане реализации волноводных лазерных структур для различных участков дальнего инфракрасного/терагерцового диапазона. Терагерцовая фотолюминесценция уже наблюдалась в объемных эпитаксиальных структурах  $\text{HgCdTe}$  [12]. Хорошо известно, что в объемном твердом растворе  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  также может быть реализована нулевая ширина запрещенной зоны (при низких температурах это соответствует  $x \approx 0.17$  — см., например, [13,14]). При этом закон дисперсии  $E(k)$  в зоне проводимости ( $cb$ ) и в зоне легких дырок ( $lh$ ) становится линейным; однако, в отличие от упомянутых выше двумерных бесщелевых систем, в объемном  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  присутствует также зона тяжелых дырок  $hh$ , вырожденная при  $k = 0$  по энергии с подзоной легких дырок и зоной проводимости (см., например, вставку на



**Рис. 1.** Рассчитанные уровни Ландау для бесщелевого состава  $\text{Hg}_{0.832}\text{Cd}_{0.168}\text{Te}$ . Целые числа обозначают номера уровней Ландау  $N$ . На вставке — дисперсионные зависимости  $E(k)$  для зоны проводимости, подзон тяжелых и легких дырок в твердом растворе КРТ того же состава.

<sup>¶</sup> E-mail: antikon@ipmras.ru

рис. 1). Приложение магнитного поля  $B$  приводит к открытию энергетической щели между подзоной тяжелых дырок и зоной проводимости в первую очередь вследствие большой энергии магнитного квантования электронов (безмассовых дираковских фермионов). Этот эффект может быть использован для управления зонным спектром при создании на базе объемных слоев  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  приемников и лазеров терагерцового диапазона.

Несмотря на огромное количество работ, посвященных исследованиям твердых растворов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  (кадмий–ртуть–теллур, КРТ) различными методами и свойствам создаваемых на их основе фотоприемников среднего инфракрасного (ИК) диапазона (см., например, работы [13,15]), свойства узкозонных материалов в дальнем ИК или терагерцовом (ТГц) диапазоне остаются малоизученными. Большинство известных исследований выполнены более 20 лет назад на толстых образцах, выращенных, как правило, по методу Бриджмена. Данных, относящихся к образцам, выращенным современным методом молекулярно-лучевой эпитаксии, в литературе нет. Наиболее прямым методом определения эффективных масс носителей заряда является метод циклотронного резонанса (ЦР). Однако известны лишь несколько достаточно старых работ, в которых выполнены такие исследования в твердых растворах КРТ. В [16] были выполнены измерения для нескольких составов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  от полупроводникового,  $x = 0.245$ , до полуметаллического,  $x = 0.15$ , и прослежена зависимость эффективной массы от состава. Однако бросается в глаза, что ни в данной, ни в последующих работах (см., например, [17]) не приведены сами спектры ЦР. Измерения были выполнены при достаточно малой длине волны излучения, 48 мкм, т.е. в квантовых магнитных полях, но интерпретация экспериментальных данных основана не на сколь-нибудь строгих расчетах уровней Ландау, а на феноменологическом выражении для их энергии. В ряде работ [14,18–20] исследовались спектры магнитоотражения и магнитопоглощения в среднем ИК диапазоне. Наблюдались переходы между уровнями Ландау валентной зоны и зоны проводимости, что позволило уточнить параметры, определяющие зависимость ширины запрещенной зоны от температуры и состава. В работе [18] для полуметаллических составов ( $x < 0.17$ ) в субмиллиметровом диапазоне наблюдались также переходы между уровнями Ландау в зоне проводимости. Как и в среднем ИК диапазоне, в спектрах магнитопоглощения присутствовало большое число дополнительных линий, связываемых с фотовозбуждением различных примесей и дефектов, что свидетельствует о недостаточно высоком (по современным меркам) качестве структур. Настоящая работа посвящена исследованию спектров терагерцового магнитопоглощения и фотопроводимости слоев объемного твердого раствора  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  (как полупроводниковых, так и полуметаллического), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

## 2. Методика эксперимента

Исследуемые образцы 1 (110330), 2 (110429) и 3 (101007) были выращены методом молекулярно-

лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках  $\text{GaAs}(013)$  с эллипсометрическим контролем *in situ* состава и толщины в Институте физики полупроводников СО РАН [21]. На релаксированном буферном слое  $\text{CdTe}$  толщиной несколько микрометров последовательно выращивались варизонный переходной слой  $\text{HgCdTe}$  (от  $x = 0.3–0.5$ ) толщиной 1–2 мкм, активный (светочувствительный) слой твердого раствора  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  толщиной 3–5 мкм и покрывающий варизонный слой (до  $x = 0.4–0.6$ )  $\text{HgCdTe}$  толщиной  $\sim 0.5$  мкм. Варизонные слои создавали встроенное электрическое поле, в котором фотоносители скатывались в объем активного слоя от интерфейса/поверхности, где велика скорость рекомбинации. Параметры структур представлены в таблице. Характерная величина подвижности при температуре  $T = 77$  К составляла  $10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Структуры 1 и 2 специально не легировались, структура 3 была легирована индием до концентрации  $N_{\text{In}} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Все структуры имели  $n$ -тип проводимости.

Состав твердого раствора  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  определялся по данным эллипсометрии ( $x_{\text{gr}}$  в таблице). Измерения спектров магнитопоглощения и сопоставление результатов измерений с расчетами позволило уточнить составы твердых растворов ( $x_{\text{exp}}$  в таблице).

Исследования магнитопоглощения и фотопроводимости в терагерцовом диапазоне проводились при  $T = 4.2$  К на образцах размером  $5 \times 5$  мм.

Образцы располагались в центре сверхпроводящего соленоида (максимальная индукция магнитного поля  $B = 3$  Тл). Использовались две методики измерений: при постоянной частоте излучения и развертке магнитного поля и запись спектра в постоянном магнитном поле. В первом случае в качестве источников излучения использовались квантовые каскадные лазеры (ККЛ), предоставленные фирмой Трион Технолоджи (г. Темпе, США), с частотами излучения 3.0, 3.2 и 4.3 ТГц (длительность импульса 10 мкс, период повторения 100–200 мкс), во втором случае — фурье-спектрометр Bruker 80v (источник излучения — глобар, светоделитель — Mylar Multilayer, спектральное разрешение  $1 \text{ см}^{-1}$ , спектральный диапазон  $80–250 \text{ см}^{-1}$ ). Прошедшее через образец излучение детектировалось примесным фотоспротивлением  $\text{Ge}:\text{Ga}$ , сигнал с которого 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.

Исследования терагерцовой фотопроводимости проводились при импульсной модуляции излучения ККЛ. На образец, снабженный полосковыми омическими контактами, подавалось напряжение смещения  $U_b \sim 1$  В, фотоотклик на излучение ККЛ записывался с помощью строб-интегратора.

## 3. Метод расчета

Расчеты уровней Ландау проводились в рамках четырехзонной модели с гамильтонианом, записанным в осях

$x(100)$ ,  $y(03\bar{1})$ ,  $z(013)$  [22] в аксиальном приближении и с учетом зеемановских членов:

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} T + \frac{1}{2}K & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}}Pk_+ & \sqrt{\frac{2}{3}}Pk_z & \frac{1}{\sqrt{6}}Pk_- & 0 & -\frac{1}{\sqrt{3}}Pk_z & -\frac{1}{\sqrt{3}}Pk_- \\ 0 & T - \frac{1}{2}K & 0 & -\frac{1}{\sqrt{6}}Pk_+ & \sqrt{\frac{2}{3}}Pk_z & \frac{1}{\sqrt{2}}Pk_- & -\frac{1}{\sqrt{3}}Pk_+ & \frac{1}{\sqrt{3}}Pk_z \\ -\frac{1}{\sqrt{2}}k_-P & 0 & U + V - 3\kappa K & -S^* & R & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}}S^* & -\sqrt{2}R \\ \sqrt{\frac{2}{3}}k_zP & -\frac{1}{\sqrt{6}}k_-P & -S & U - V - \kappa K & 0 & R & \sqrt{2}V - \sqrt{2}(\kappa + 1)K & -\sqrt{\frac{3}{2}}S^* \\ \frac{1}{\sqrt{6}}k_+P & \sqrt{\frac{2}{3}}k_zP & R^* & 0 & U - V + \kappa K & S^* & -\sqrt{\frac{3}{2}}S & -\sqrt{2}V - \sqrt{2}(\kappa + 1)K \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}}k_+P & 0 & R^* & S & U + V + 3\kappa K & \sqrt{2}R^* & \frac{1}{\sqrt{2}}S \\ -\frac{1}{\sqrt{3}}k_zP & -\frac{1}{\sqrt{3}}k_-P & \frac{1}{\sqrt{2}}S & \sqrt{2}V - \sqrt{2}(\kappa + 1)K & -\sqrt{\frac{3}{2}}S^* & \sqrt{2}R & U - \Delta - (2\kappa + 1)K & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{3}}k_+P & \frac{1}{\sqrt{3}}k_zP & -\sqrt{2}R^* & -\sqrt{\frac{3}{2}}S & -\sqrt{2}V - \sqrt{2}(\kappa + 1)K & \frac{1}{\sqrt{2}}S^* & 0 & U - \Delta + (2\kappa + 1)K \end{pmatrix},$$

где

$$T = E_c + \frac{\hbar^2}{2m_0} (2F + 1) \left[ \frac{1}{2} \{k_+, k_-\} + k_z^2 \right],$$

$$K = -\frac{\hbar^2}{2m_0} [k_+, k_-],$$

$$U = E_v - \frac{\hbar^2}{2m_0} \gamma_1 \left[ \frac{1}{2} \{k_+, k_-\} + k_z^2 \right],$$

$$V = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{73\gamma_2 + 27\gamma_3}{100} \left[ \frac{1}{2} \{k_+, k_-\} - 2k_z^2 \right],$$

$$R = \frac{\hbar^2}{2m_0} \sqrt{3} \frac{91\gamma_2 + 109\gamma_3}{100} k_-^2,$$

$$S = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \sqrt{6} \frac{18\gamma_2 + 82\gamma_3}{100} \{k_+, k_z\},$$

$$k_{\pm} = k_x \pm ik_y, \quad \{a, b\} = ab + ba, \quad [a, b] = ab - ba.$$

Магнитное поле считалось направленным вдоль оси  $z$  и учитывалось с помощью подстановки Пирлса [23,24]:

$$\text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{B},$$

$$k \rightarrow -i\nabla + \frac{e}{\hbar c} \mathbf{A}.$$

Решение уравнения Шредингера с указанным выше гамильтонианом имеет следующий вид:

$$\Psi_{N,M,k_z}(x, y, z) = \exp(ik_z z) \mathbf{F}_{N,M}(x, y),$$

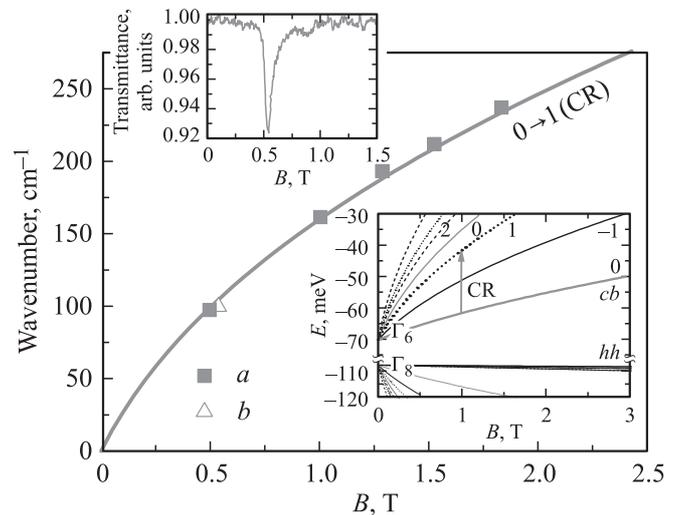
где  $N = -2, -1, 0, 1, \dots$  — номер уровня Ландау,  $M$  — квантовое число, отвечающее за вырождение уровней, а  $\mathbf{F}_{N,M}$  — восьмикомпонентный вектор-столбец (подробнее см. [25]). Энергия уровня Ландау зависит только от  $N$ ,  $k_z$  и магнитного поля. Физический смысл

числа  $M$  и конкретный вид функций  $\mathbf{F}_{N,M}$  зависят от выбранной калибровки вектор-потенциала  $\mathbf{A}$ .

Типичные зависимости энергий  $E$  уровней Ландау от магнитного поля для бесщелевого и полупроводникового составов представлены соответственно на рис. 1 и вставке к рис. 2. Энергия отсчитывается от положения вершины валентной зоны в HgTe. Параметры материалов взяты из работы [25].

## 4. Результаты и обсуждение

На рис. 2 (левая вставка) представлен типичный спектр магнитопоглощения, измеренный с помощью



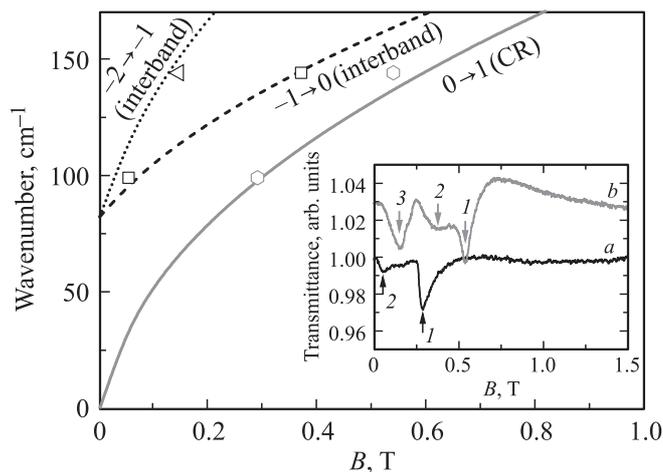
**Рис. 2.** Положения пиков магнитопоглощения в образце 1 ( $a$  — измерения с помощью фурье-спектрометра,  $b$  — измерения с помощью ККЛ) и рассчитанная зависимость энергии перехода  $0 \rightarrow 1$  для твердого раствора  $\text{Hg}_{0.81}\text{Cd}_{0.19}\text{Te}$  (сплошная линия). На левой вставке — спектр магнитопоглощения, измеренный с помощью ККЛ с частотой излучения 3.0 ТГц ( $100 \text{ cm}^{-1}$ ). На правой вставке — рассчитанные уровни Ландау для состава  $\text{Hg}_{0.81}\text{Cd}_{0.19}\text{Te}$ ; целые числа обозначают номера уровней Ландау  $N$ , вертикальная стрелка — наблюдаемый переход.

Параметры исследованных структур

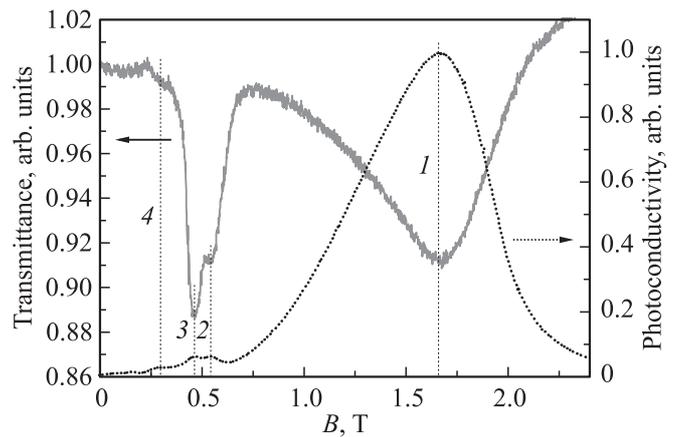
| Образцы | $x_{\text{gr}}, \%$ | $x_{\text{exp}}, \%$ | Тип           | Концентрация электронов, $\text{cm}^{-3}$ ( $T = 4.2 \text{ K}$ ) |
|---------|---------------------|----------------------|---------------|-------------------------------------------------------------------|
| 1       | 19.2                | 19.0                 | Полупроводник | $2.5 \cdot 10^{14}$                                               |
| 2       | 17.0                | 17.4                 | Полупроводник | $1.85 \cdot 10^{14}$                                              |
| 3       | 16.5                | 15.2                 | Полуметалл    | $2 \cdot 10^{15}$                                                 |

ККЛ в образце 1. В спектре наблюдается одна линия, соответствующая циклотронному переходу (CR) с нижнего уровня зоны проводимости 0 на уровень 1 (см. правую вставку на рис. 2). Аналогичные переходы наблюдались нами при исследовании магнитопоглощения с помощью фурье-спектрометра. Положения пиков в спектрах магнитопоглощения, полученные разными методами, согласуются между собой и хорошо ложатся на теоретически рассчитанную зависимость энергии перехода  $0 \rightarrow 1$  для твердого раствора  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  при  $x = 0.190$  (рис. 2). Данная величина хорошо соответствует величине, полученной по данным эллипсометрии ( $x = 0.192$ ). Межзонные переходы в данном образце нами не наблюдались, поскольку их энергия ( $> 350 \text{ см}^{-1}$ ) не попадала в исследуемый спектральный диапазон.

Образец 2 имел меньшую долю кадмия в составе твердого раствора, соответственно имел меньшую ширину запрещенной зоны. В спектрах магнитопоглощения, измеренных с помощью ККЛ в этом образце, наблюдалось до 3 линий (см. вставку на рис. 3). Сопоставление с результатами расчетов энергий переходов позволило идентифицировать все наблюдаемые особенности как линии переходов между уровнями Ландау свободных носителей. Линия 1, так же как и в образце 1, соответствует циклотронному переходу  $0 \rightarrow 1$  в зоне проводимости (cb). Линии 2 и 3 соответствуют межзонным переходам с уровней Ландау тяжелых дырок (hh) на уровни Ландау зоны проводимости. На правой вставке на рис. 2 уровням Ландау тяжелых дырок с разными номерами соответствуют почти горизонтальные (в данном масштабе энергий) линии, поскольку их эффективные массы много больше масс электронов и легких дырок. Соответственно линия 2 — это переход с уровня  $-1$  тяжелых дырок на нижний уровень зоны проводимости 0,



**Рис. 3.** Рассчитанные зависимости энергий переходов (линии) и положения спектральных линий (точки) магнитопоглощения в образце 2 от магнитного поля. На вставке — спектры магнитопоглощения, измеренные с помощью ККЛ в образце 2 на частоте 3.0 ТГц ( $100 \text{ см}^{-1}$ ) (а) и 4.3 ТГц ( $144 \text{ см}^{-1}$ ) (б). Для удобства восприятия кривая б сдвинута вверх по оси ординат на 0.03. Стрелками показаны наблюдаемые особенности в спектрах.



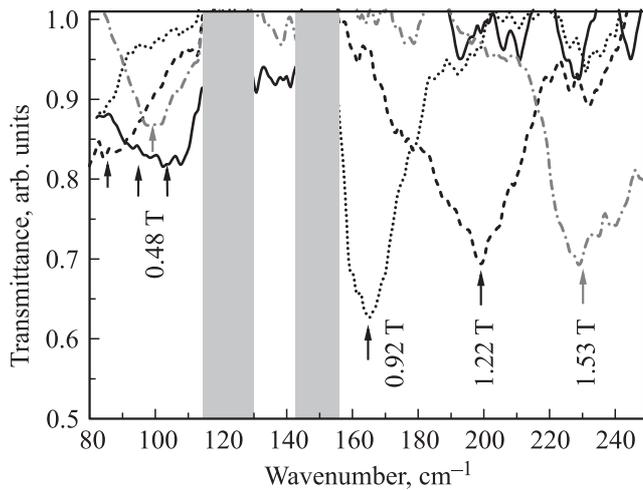
**Рис. 4.** Спектры магнитопоглощения и фотопроводимости в образце 3, полученные с помощью ККЛ на частоте 3.2 ТГц ( $107 \text{ см}^{-1}$ ). Вертикальными линиями (1–4) отмечены наблюдаемые особенности в спектрах.

а линия 3 — это переход с уровня  $-2$  на следующий за нижним уровень зоны проводимости  $-1$ .

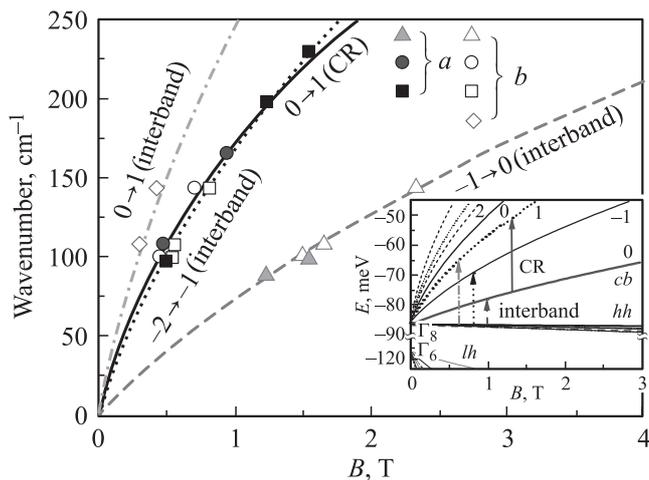
Сопоставление результатов эксперимента с расчетом также позволило уточнить состав твердого раствора  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  в данном образце. Наилучшее согласие с экспериментом дает расчет энергий переходов, выполненный для  $x = 0.174$ , что также неплохо согласуется с величиной, полученной по данным эллипсометрии ( $x = 0.170$ ).

Наиболее детально исследования были выполнены на образце 3, который, по данным эллипсометрии, должен иметь величину запрещенной зоны, близкую к нулю (нулевой ширине запрещенной зоны в используемой модели соответствует состав с  $x = 0.168$ ). На рис. 4 представлены спектры магнитопоглощения и фотопроводимости, полученные с помощью ККЛ на частоте 3.2 ТГц. Из рисунка видно, что положения особенностей 1–3 в спектрах, полученных разными методами, хорошо совпадают между собой. Слабая линия 4 наблюдалась нами также при исследованиях магнитопоглощения с помощью ККЛ на частоте 4.3 ТГц, что позволяет нам говорить о ее действительном существовании.

Сводные данные по положению резонансов в спектрах магнитопоглощения, полученные как с помощью ККЛ, так и методом фурье-спектроскопии (рис. 5), представлены точками на рис. 6. Линии соответствуют энергиям переходов между уровнями Ландау в твердом растворе состава с  $x = 0.152$ , для которого достигается наилучшее согласие с экспериментом. Как видно из вставки к рис. 6, этому составу соответствует уже отрицательная ширина запрещенной зоны, т.е. зонная структура является инвертированной (точка  $\Gamma_6$  опустилась по энергии ниже точки  $\Gamma_8$ ). Линии 1, 2 и 4 (см. рис. 4) здесь соответствуют переходам с уровней Ландау подзоны тяжелых дырок, которая при  $B = 0$  вырождена с зоной проводимости. Интенсивность этих линий падает по мере переходов на все более высокие уровни Ландау



**Рис. 5.** Спектры магнитопоглощения в образце 3, полученные с помощью фурье-спектрометра. Указаны значения магнитного поля. Стрелками отмечены наблюдаемые особенности в спектрах. Сплошные серые области — полосы сильного фоновонного поглощения.



**Рис. 6.** Положения пиков магнитопоглощения в образце 3 (*a* — измерения с помощью фурье-спектрометра, *b* — измерения с помощью ККЛ) и рассчитанная зависимость энергий внутризонного (CR) и межзонных (interband) переходов между различными уровнями Ландау. На вставке — рассчитанные уровни Ландау для состава Hg<sub>0.848</sub>Cd<sub>0.152</sub>Te (полуметалл). Целые числа обозначают номера уровней Ландау *N*, вертикальные стрелки — наблюдаемые переходы.

в зоне проводимости. Линия 3 соответствует циклотронному резонансу (переход  $0 \rightarrow 1$ ) в зоне проводимости. Как видно из рис. 4, соотношение интенсивностей „межзонных“ линий 1 и 2, 4 в спектре фотопроводимости значительно больше, чем в спектрах магнитопоглощения. Это, очевидно, связано с ростом расщепления в энергетическом спектре между подзоной тяжелых дырок и зоной проводимости с увеличением магнитного поля, что приводит к возрастанию фотоотклика. Последнее указывает на возможность использования бесщелевых

твердых растворов Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te в качестве перестраиваемых магнитным полем приемников терагерцового излучения. Очевидно, что эффект перестройки будет максимальным для состава с нулевой шириной запрещенной зоны ( $x = 0.168$ ), когда носители в зоне проводимости являются безмассовыми дираковскими фермионами, что иллюстрирует рис. 1.

Таким образом, в работе экспериментально исследовано магнитопоглощение и фотопроводимость в терагерцовом диапазоне в объемных эпитаксиальных слоях *n*-Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te различных составов при  $T = 4.2$  К. В спектрах обнаружено до четырех резонансных линий. Сопоставление экспериментальных данных с результатами расчетов уровней Ландау электронов и дырок с использованием гамильтониана Кейна  $8 \cdot 8$  показало, что все наблюдаемые линии связаны с переходами между состояниями свободных носителей, в отличие от предшествующих работ, где наблюдались резонансы, связанные с возбуждением примесных/дефектных центров (см., например, [14,18,19,26]). Последнее свидетельствует о высокой чистоте и структурном совершенстве образцов, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В образце бесщелевого состава продемонстрирован перестраиваемый магнитным полем фотоотклик на излучение терагерцового диапазона.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 12-02-00932, 13-02-97088\_Поволжье), РАН Минобрнауки РФ (грант МК 3057.2013.2).

Авторы благодарят Ю.Г. Садофьева за предоставленные квантовые каскадные лазеры, К.Е. Спирина и В.В. Румянцева за предоставленные данные о концентрации носителей заряда, К.В. Маремьянина и А.В. Антонова за помощь при подготовке экспериментов.

### Список литературы

- [1] M. Konig, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, X.-L. Qi, S.-C. Zhang. *Science*, **318**, 766 (2007).
- [2] B. Büttner, C.X. Liu, G. Tkachov, E.G. Novik, C. Brüne, H. Buhmann, E.M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S.C. Zhang, L.W. Molenkamp. *Nature Physics*, **8**, 491 (2012).
- [3] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, M.I. Katsnelson, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos, A.A. Firsov. *Nature*, **438**, 197 (2005).
- [4] M. Orlita, M. Potemski. *Semicond. Sci. Technol.*, **25**, 063 001 (2010).
- [5] V. Ryzhii, M. Ryzhii, T. Otsuji. *J. Appl. Phys.*, **101**, 083 114 (2007).
- [6] F. Rana. *IEEE Trans. Nanotechnol.*, **7**, 91 (2008).
- [7] V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.I. Ryzhii. *Письма ЖЭТФ*, **89**, 70 (2009).
- [8] A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin, M. Ryzhii, T. Otsuji, V. Ryzhii. *Appl. Phys. Express*, **2**, 092 301 (2009).
- [9] V. Ryzhii, A.A. Dubinov, T. Otsuji, V. Mitin, M.S. Shur. *J. Appl. Phys.*, **107**, 054 505 (2010).
- [10] S. Boubanga-Tombet, S. Chan, T. Watanabe, A. Satou, V. Ryzhii, T. Otsuji. *Phys. Rev. B*, **85**, 035 443 (2012).

- [11] 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, О. Drachenko, S. Winnerl, H. Schneider, M. Helm. ФТП, **46** (11), 1388 (2012).
- [12] С.В. Морозов, А.В. Антонов, К.В. Маремьянин, В.В. Румянцев, Л.В. Красильникова, С.С. Сергеев, Д.И. Курицын, Н.Н. Михайлов, В.И. Гавриленко. *Тр. XVII Междунар. симп. „Нанозфизика и нанозлектроника“* (Нижний Новгород, 2013) т. 2, с. 563.
- [13] A. Rogalski. Rep. Progr. Phys., **68**, 2267 (2005).
- [14] Y. Guldner, C. Rigaux, A. Myscielski, Y. Couder. Phys. Status Solidi B, **82**, 149 (1977).
- [15] *Mercury Cadmium Telluride. Growth, Properties and Applications*, ed. by P. Capper (Chichester, UK, Wiley, 2011).
- [16] T.O. Poehler, J.R. Apel. Phys. Lett. A, **32**, 268 (1970).
- [17] P. Knowles, E.E. Scheider. Phys. Lett. A, **65**, 166 (1978).
- [18] Y. Guldner, C. Rigaux, A. Myscielski, Y. Couder. Phys. Status Solidi B, **81**, 615 (1977).
- [19] M.H. Weiler, R.L. Aggarwal, B. Lax. Phys. Rev. B, **16**, 3603 (1977).
- [20] Z. Kucera, P. Hlidek, P. Hoschl, V. Kouele, V. Prosser, M. Zvara. Phys. Status Solidi B, **158**, K173 (1990).
- [21] V.S. Varavin, V.V. Vasiliev, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, V.N. Ovsyuk, Yu.G. Sidorov, A.O. Suslyakov, M.V. Yakushev, A.L. Aseev. Opto-Electronics Rev., **11** (2), 99 (2003).
- [22] M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita, C. Consejo, J. Torres, N. Dyakonova, M. Czapkiewicz, J. Wróbel, G. Grabecki, N. Mikhailov, S. Dvoretzky, A. Ikonnikov, K. Spirin, V. Aleshkin, V. Gavrilenko, W. Knap. Phys. Rev. B, **86**, 205420 (2012).
- [23] J.M. Luttinger, W. Kohn. Phys. Rev., **97**, 869 (1955).
- [24] C.R. Pidgeon, R.N. Brown. Phys. Rev., **146**, 575 (1966).
- [25] E.G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C.R. Becker, G. Landwehr, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. Phys. Rev. B, **72**, 35321 (2005).
- [26] V.J. Goldman, H.D. Drew, M. Shaygan, D.A. Nelson. Phys. Rev. Lett., **56**, 968 (1986).

Редактор Л.В. Шаронова

## Magnetoabsorption in narrow-gap HgCdTe epitaxial layers in terahertz range

A.V. Ikonnikov<sup>+</sup>, M.S. Zholudev, V.I. Gavrilenko<sup>+</sup>, N.N. Mikhailov<sup>\*</sup>, S.A. Dvoretzky<sup>\*</sup>

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

<sup>\*</sup> A.V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

<sup>+</sup> Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** Magnetoabsorption and photoconductivity spectra in terahertz frequency range in bulk epitaxial  $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  layers (both semiconductor and semimetallic) grown by molecular beam epitaxy technique have been studied at the temperature  $T = 4.2\text{ K}$ . Electron and hole Landau levels have been calculated within Kane 8-8 model. In contrast to earlier investigations, all the resonant lines observed are related with transitions between Landau levels of free carriers (cyclotron resonance in the conduction band and transitions from heavy hole Landau levels to the electron ones). The latter testify the high purity and structural perfection of the samples. A possibility of gapless  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  solid solution usage as tunable by magnetic field detectors of terahertz radiation has been demonstrated.