Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 2, с. 91 – 97

Терагерцовая спектроскопия “двумерного полуметалла” в трехслойных квантовых ямах InAs/GaSb/InAs

С. С. Криштопенко[+*], *С. Руффенах*[+1)], *Ф. Гонзалез-Посада*[×1)], *К. Консежо*[+1)], *В. Десра*[+1)], *Б. Жуо*[+1)], *В. Кнап*[+1)], *М. А. Фадеев*[+*], *А. М. Кадыков*[+*], *В. В. Румянцев*[*], *С. В. Морозов*[*], *Г. Буасье*[×1)], *Э. Турнье*[×1)], *В. И. Гавриленко*[*2)], *Ф. Тепп*[+1)]

[+]*Laboratoire Charles Coulomb, UMR CNRS 5221, Université de Montpellier, 34095 Montpellier, France*

[*]*Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия*

[×]*Institut d'Electronique et des Systemes, UMR CNRS 5214, Université de Montpellier, 34000 Montpellier, France*

Поступила в редакцию 5 октября 2018 г.
После переработки 12 ноября 2018 г.
Принята к публикации 16 ноября 2018 г.

Исследованы особенности терагерцовой фотолюминесценции и магнитопоглощения в полях до 16 Тл в трехслойных квантовых ямах InAs/GaSb/InAs с зонной структурой, соответствующей “двумерному полуметаллу”. Сравнение положения и амплитуды линий фотолюминесценции с теоретическими расчетами сил осцилляторов для межзонных и внутризонных переходов, выполненных с использованием 8-зонного гамильтониана Кейна, позволило получить свидетельства существования канала безызлучательной рекомбинации, связанного с перекрытием зоны проводимости и валентной зоны. Энергии межзонных и внутризонных переходов между уровнями Ландау, обнаруженных в спектрах магнитопоглощения, находятся в хорошем согласии с результатами теоретических расчетов, что подтверждает предсказанную зонную структуру.

DOI: 10.1134/S0370274X1902005X

Двумерный (2D) топологический изолятор (ТИ), известный также как квантовый спиновый холловский изолятор (*quantum spin Hall insulator – QSHI*), представляет собой 2D систему, являющуюся изолятором в объеме, на краях которой возникает пара одномерных бесщелевых спин-поляризованных состояний, топологически защищенных от рассеяния на примесях и дефектах решетки [1–3]. Первой системой, в которой состояние 2D ТИ было предсказано теоретически [4], а затем обнаружено экспериментально [5], являются квантовые ямы (КЯ) HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой. В зависимости от ширины КЯ в таких структурах реализуется состояния тривиального и топологического изоляторов с 2D дираковскими фермионами с положительной и отрицательной массой покоя [6–10] соответственно, а также состояние 2D полуметалла [11–13].

В недавней теоретической работе [14] было предсказано, что аналогом КЯ HgTe/CdHgTe, реализованным с использованием III–V полупроводников, являются трехслойные КЯ InAs/Ga(In)Sb/InAs. При различных ширинах слоев InAs и Ga(In)Sb в КЯ InAs/Ga(In)Sb/InAs могут быть реализованы состояния зонного и топологического изолятора, 2D полуметалла (при соответствующем положении уровня Ферми), а также критическое бесщелевое состояние с безмассовыми дираковскими фермионами вблизи Γ точки зоны Бриллюэна [15, 16]. Отметим, что во всех перечисленных состояниях, законы дисперсии в КЯ HgTe/CdHgTe и КЯ InAs/Ga(In)Sb/InAs качественно совпадают. Важным отличием 2D ТИ в КЯ InAs/GaSb/InAs от КЯ HgTe/CdHgTe (ср. [17–20]) является слабая зависимость ширины запрещенной зоны от температуры, недавно продемонстрированная методами терагерцовой (ТГц) спектроскопии [21].

До настоящего момента экспериментальные исследования трехслойных КЯ проводились только на образцах, выращенных на буфере GaSb [15, 16, 21]. Исследуемые КЯ InAs/GaSb/InAs обладали зонной структурой, соответствующей безмассовым дираковским фермионам [15, 16] и состоянию 2D ТИ [21]. В настоящей работе впервые выполнены исследования ТГц фотолюминесценции (ФЛ) и магнитопоглощения в полях до 16 Тл в симметричных КЯ

1) S. Ruffenach, F. Gonzalez-Posada, C. Consejo, W. Desrat, B. Jouault, W. Knap, G. Boissier, E. Tournié, F. Teppe.
2) e-mail: gavr@ipmras.ru

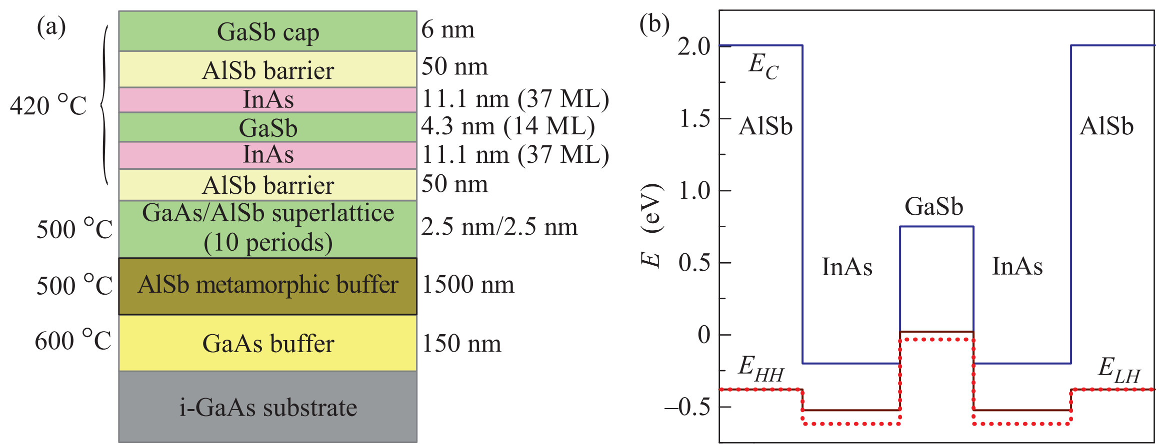

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схема и температура роста слоев исследуемой структуры. (b) – Зонная диаграмма исследуемого образца. Положение края зоны проводимости (E_C), а также зон легких (E_{LH}) и тяжелых (E_{HH}) дырок в объемных материалах представлено синей, коричневой (сплошные) и красными (точечная) линиями соответственно

InAs/GaSb/InAs, выращенных на буфере AlSb, с зонной структурой, соответствующей переходу между состояниями 2D ТИ и полуметалла. Сравнительно небольшая концентрация электронов в образце позволила наблюдать переходы между состояниями валентной зоны и двумя нижними подзонами проводимости, как в люминесценции, так и в магнитопоглощении.

Исследуемые образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs(001) с контролем толщины роста методом дифракции быстрых электронов на отражение (RHEED) в Институте электроники и систем (Institut d'Electronique et des Systèmes, IES) университета Монпелье. Активная часть структуры выращивалась на композитном буфере, состоящем из нелегированного слоя GaAs толщиной 150 нм и толстого буферного слоя AlSb толщиной 1.5 мкм. Далее выращивались 10-периодная "сглаживающая" сверхрешетка AlSb (2.5 нм)/GaSb (2.5 нм), нижний барьер AlSb толщиной 50 нм, симметричная трехслойная квантовая яма InAs–GaSb–InAs, верхний барьер AlSb (50 нм) и покрывающий слой GaSb толщиной 6 нм (см. рис. 1). В процессе роста использовались приемы, обеспечивающие формирование связей In–Sb на гетерограницах InAs–GaSb, позволяющих получать высокую подвижность электронов в КЯ даже в условиях нескольких заполненных подзон [22–26]. Ширины слоев InAs и GaSb выбирались равными целому числу монослоев – 37 и 14 монослоев, соответственно. Один монослой соответствует половине постоянной решетки объемного материала. Образцы специально не легировались. Первичная характеризация выращенных структур проводилась с помощью магнитотранспорта. Из анализа осцилляций Шубникова–де Гааза и эффекта Холла был определен электронный тип проводимости с концентрацией и подвижностью электронов при низких температурах $\sim 6\cdot10^{11}$ см^2 и $\sim 2\cdot10^4$ см^2/В$\cdot$с, соответственно.

Помимо изменения ширины слоев переход между различными состояниями трехслойных КЯ InAs/GaSb/InAs может быть также осуществлен путем изменения напряжения в слоях КЯ, что может быть реализовано за счет роста гетероструктур на буфере из различных материалов [14]. На рисунке 2 представлена зависимость положения минимума дырочно-подобной зоны проводимости $H1$ и бокового максимума валентной электрон-подобной подзоны $E1$ в структуре в зависимости от напряжения $\varepsilon_{\mathrm{InAs}}$ в слоях InAs. Ширины слоев InAs и GaSb выбирались равными 37 и 14 монослоям соответственно. Отметим, что напряжение $\varepsilon_{\mathrm{GaSb}}$ в слое GaSb связано с $\varepsilon_{\mathrm{InAs}}$ через постоянную решетки буфера, на котором выращивается гетероструктура. Зонные структуры трехслойных КЯ рассчитывались с использованием 8-зонного гамильтониана Кейна с учетом эффектов встроенных напряжений в слоях. Метод и детали расчета приводятся в работе [14].

Видно, что с ростом напряжения $\varepsilon_{\mathrm{InAs}}$ энергия бокового максимума, расположенного вдоль направлений типа [110], возрастает относительно энергии валентной подзоны при $k = 0$. При критическом напряжении энергия бокового максимума становится равной энергии дна подзоны проводимости, и зонная структура становится бесщелевой. Дальнейшее увеличение $\varepsilon_{\mathrm{InAs}}$ приводит к возникновению "полуметаллической" зонной структуры [11–13] с нелокаль-

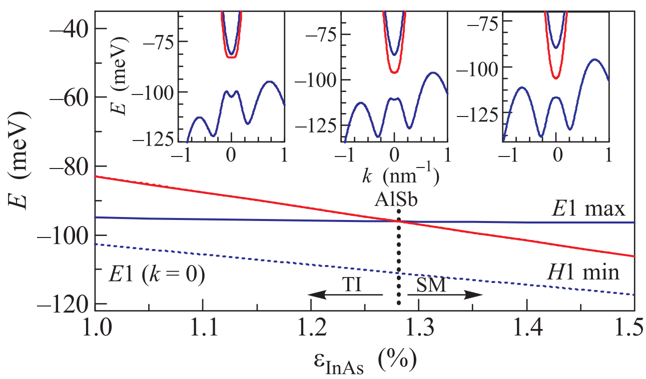

Рис. 2. (Цветной онлайн) Рассчитанное положение минимума дырочно-подобной зоны проводимости $H1$ и бокового максимума электронно-подобной валентной зоны $E1$ в трехслойной КЯ InAs/GaSb/InAs с инвертированным зонным спектром от величины напряжения $\varepsilon_{\mathrm{InAs}}$ в слоях InAs. Ширины слоев InAs и GaSb равны 37 и 14 монослоев соответственно. Один монослой соответствует половине постоянной решетки объемного материала. Критическое значение напряжения, соответствующее фазовому переходу между состояниями 2D ТИ (TI) и полуметалла (SM), может быть реализовано при росте КЯ на буфере AlSb. На вставках представлена типичная зонная структура трехслойных КЯ при различных значениях $\varepsilon_{\mathrm{InAs}}$: 1 % (левая), 1.28 % (соответствует буферу AlSb, в центре) и 1.5 % (правая)

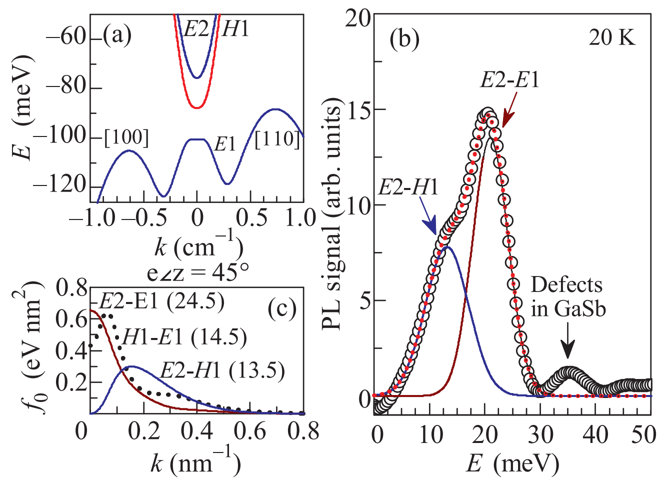

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зонная структура исследуемого образца. Законы дисперсии в электронно-подобных ($E2$, $E1$) и дырочно-подобной ($H1$) подзонах представлены синими и красными кривыми. (b) – Спектр фотолюминесценции (открытые символы) и результаты подгонки формы линии двумя функциями Лоренца (сплошные и точечные кривые). (c) – Силы осцилляторов [21] для электродипольных переходов между подзонами как функции квазиимпульса вдоль кристаллографического направления [110]. Числа в скобках соответствуют энергии максимума силы осциллятора в мэВ. Точечная кривая отвечает переходу, не наблюдаемому в спектре ФЛ исследуемого образца

ным перекрытием подзоны проводимости $H1$ и валентной подзоны $E1$. Отметим, что критическое значение напряжения $\varepsilon_{\mathrm{InAs}}$ для выбранных ширин слоев InAs и GaSb в КЯ InAs/GaSb/InAs должно реализовываться в выращенном образце.

Исследования спектров ФЛ проводились в Институте физики микроструктур РАН в криостате замкнутого цикла при температуре 20 K, оптически сопряженном с фурье-спектрометром Bruker Vertex 80v, работающим в режиме пошагового сканирования. Для непрерывной накачки использовался титан-сапфировый лазер, работающий на длине волны 800 нм. Диаметр пучка накачки, сфокусированного на образце, составлял около 3 мм. Образец возбуждался с верхней части структуры, излучение собиралось с поверхности образца под углом около 45° по отношению к оси роста. Для детектирования ФЛ использовался кремниевый болометр, охлажденный до гелиевой температуры. Метод и детали эксперимента можно найти в работах [27–29].

Спектр ФЛ, измеренный при мощности возбуждения 300 мВт, представлен на рис. 3b. Слабая высокоэнергетическая линия с энергией 35 мэВ соответствует люминесценции структурных дефектов в слоях GaSb (в образцах, выращенных на буфере GaSb, эта линия является намного более выраженной [21]). Низкоэнергетическая линия ФЛ состоит из двух компонент, параметры которых могут быть определены с помощью подгонки формы экспериментальной линии (открытые символы) двумя функциями Лоренца (сплошные и точечные кривые). Для идентификации наблюдаемых переходов нами были выполнены расчеты силы осцилляторов f_0 [21] для электродипольных переходов между подзонами $E2$, $E1$, $H1$ в зависимости от волнового вектора в плоскости КЯ (см. рис. 3c).

Видно, что положение правой линии ФЛ (коричневая кривая, рис. 3b) хорошо согласуется с энергией, соответствующей максимальному значению силы осциллятора для перехода между подзонами $E2$ и $E1$. Положение левой линии ФЛ (рис. 3b) соответствует энергии максимума силы осцилляторов сразу для двух переходов $E2$-$H1$ и $H1$-$E1$. Отметим, что максимальные значения f_0 для переходов $E2$-$E1$ и $H1$-$E1$ сравнимы по величине, что, в свою очередь, должно приводить к одинаковым амплитудам линий ФЛ для этих переходов. Однако из рис. 3b, c видно, что отношение амплитуд правой и левой линий ФЛ соответствует отношению сил осцилляторов для переходов $E2$-$E1$ и $E2$-$H1$. Таким образом, левая линия ФЛ отвечает именно переходу $E2$-$H1$, в то время как линия ФЛ перехода $H1$-$E1$ в спектре отсутствует. Отсутствие этой линии в спектре ФЛ свидетельствует о существование канала безызлучательной рекомбинации, связанного с перекрытием в k-пространстве зоны проводимости $H1$ и валентной зоны $E1$. Последнее также подтверждается тем фактом, что линии ФЛ, отвечающие всем трем переходам $E2$-$E1$, $E2$-$H1$ и $H1$-$E1$ наблюдаются в образцах с инвертированной зонной структурой, выращенных на буфере GaSb, в которых перекрытие зон $H1$ и $E1$ отсутствует [21].

Помимо ФЛ, эффективным методом исследования зонной структуры 2D систем является спектроскопия разрешенных переходов между уровнями Ландау [7, 8, 21–23, 30]. Малые значения эффективных масс носителей заряда в подзонах размерного квантования в КЯ InAs/GaSb/InAs [16] приводят к тому, что циклотронная энергия оказывается сравнимой с шириной запрещенной зоны в умеренных магнитных полях. Поэтому в спектрах магнитопоглощения в дальнем и среднем инфракрасном (ИК) диапазонах в таких структурах присутствуют как линии внутризонных (циклотронный резонанс – ЦР), так и линии межзонных переходов [21]. Сравнение зависимости энергий переходов как функции магнитного поля с результатами теоретических расчетов, выполненных в рамках 8-зонного гамильтониана Кейна [15, 21–23], позволяет идентифицировать наблюдаемые переходы и восстанавливать зонную структуру исследуемых образцов.

Экспериментальные исследования спектров магнитопоглощения проводились методом фурье-спектроскопии в геометрии Фарадея в Лаборатории им. Шарля Кулона (Laboratoire Charles Coulomb – L2C) университета Монпелье в магнитных полях до 16 Тл при $T = 2$ K. Образцы располагались в жидком гелии, прошедшее через образец излучение детектировалось композитным болометром, сигнал с которого усиливался и подавался на вход аналого-цифрового преобразователя фурье-спектрометра. Спектр пропускания, измеренный в магнитном поле, нормировался на спектр, записанный в отсутствие поля. Детали экспериментальной методики можно найти в работах [10, 19]. Одновременно с записью спектров магнитопоглощения также проводились измерения осцилляций Шубникова–де Гааза и эффекта Холла, для чего по краям образца были нанесены 4 точечных контакта (геометрия ван дер Пау). Из анализа магнитотранспорта определялась концентрация 2D электронов в условиях эксперимента, равная $5.6 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$.

На рисунке 4a представлены рассчитанные уровни Ландау в исследуемом образце. Черная ломаная кривая описывает изменение положения уровня Ферми в зависимости от магнитного поля. В отличие от нестационарных условий наблюдения ФЛ, в магнитопоглощении наблюдаются переходы с уровней Ландау ниже уровня Ферми, определяемого значением концентрации носителей заряда в образце, на свободные состояния над уровнем Ферми, удовлетворяющие определенным правилам отбора. В ситуации трех близко расположенных подзон $E2$, $E1$, $H1$ количество переходов, удовлетворяющих условию $\Delta n = \pm 1$, где n – номер уровней Ландау в классификации 8-зонного гамильтониана Кейна в аксиальном приближении [14], чрезвычайно велико. Поэтому для идентификации наблюдаемых линий нами были выполнены теоретические расчеты сил осциллятора (см., например, [21]) для всех переходов с $\Delta n = \pm 1$ с индексами $n = -2, -1, \ldots, 2$, возможных при заданном значении концентрации (уровня Ферми).

Значения сил осциллятора в зависимости от магнитного поля для наиболее интенсивных переходов между уровнями Ландау представлены на рис. 4b. Сами переходы изображены цветными стрелками на рис. 4a. Другим переходам соответствуют значительно более низкие значения силы осциллятора (меньшие или сравнимые с ненаблюдаемым переходом β_1). Видно, что наиболее интенсивные переходы между уровнями Ландау соответствуют ЦР в подзонах $E2$ ($\alpha_2^{(t)}$ и $\gamma_4^{(2)}$) и $H1$ ($\alpha_3^{(t)}$ и $\gamma_3^{(1)}$), а также межзонному переходу α_1. Отметим, что межподзонные переходы в конфигурации Фарадея между уровнями Ландау из подзон $E2$ и $H1$ практически запрещены для всех n. Немонотонное поведение силы осциллятора для различных переходов в магнитных полях до 5 Тл обусловлено многочисленными антипересечениями между уровнями Ландау с одинаковыми индексами из разных подзон $E2$ и $H1$. Последнее приводит к немонотонной зависимости энергии данного перехода и его силы осциллятора от магнитного поля в окрестности антипересечений.

Измеренные спектры магнитопоглощения в исследуемом образце в виде цветной карты в магнитных полях до 16 Тл представлены на рис. 4c. Цветные кривые описывают теоретические зависимости энергий “разрешенных” переходов от магнитного поля. Сплошная часть каждой кривой представляет собой диапазон магнитных полей, в котором описываемый переход должен наблюдаться при заданном по-

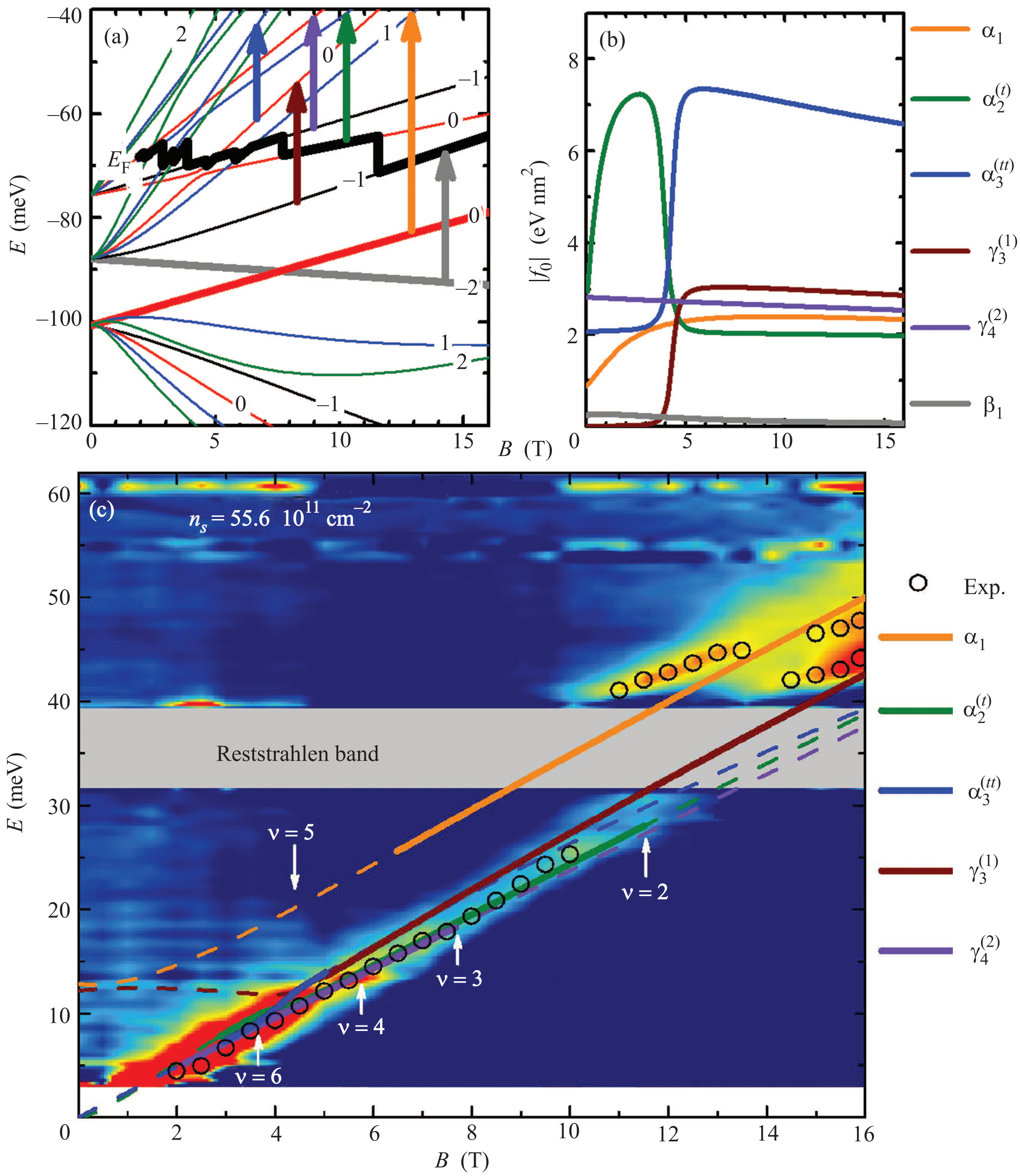

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Рассчитанные уровни Ландау в подзонах $E2$, $E1$ и $H1$. Жирными линиями показаны “нулевые” уровни Ландау с номерами уровней -2 и 0. Ломаная кривая показывает положение уровня Ферми. Вертикальными стрелками показаны наибольшее интенсивные разрешенные переходы между уровнями Ландау. (b) – Силы осцилляторов [21] для переходов, представленных цветными стрелками на панели (a), как функции магнитного поля. (c) – Спектры магнитопоглощения, представленные в виде цветной карты, и энергии разрешенных переходов как функции магнитного поля. Увеличение интенсивности поглощения соответствует цветовому переходу от синего к красному. Серая полоса соответствует области остаточных лучей в подложке GaAs. Стрелками отмечены значения магнитных полей, соответствующие целочисленным значениям фактора заполнения уровней Ландау ν

ложении уровня Ферми. Стрелками отмечены значения магнитных полей, соответствующие целочисленному фактору заполнения уровней Ландау ν. Видно, что в слабых полях в спектрах магнитопоглощения присутствует одна линия, связанная с ЦР в подзонах $E2$ и $H1$. Отсутствие расщепления этой линии указывает на малое различие циклотронных масс на уровне Ферми в двух подзонах зоны проводимости. В магнитных полях свыше 10 Тл в спектрах возникает вторая более высокоэнергичная линия поглощения, связанная с межзонным переходом α_1, энергия которой также имеет линейную зависимость от магнитного поля. Как отмечалось в [21], высокоэнергетическая линия в спектрах магнитопоглощения, связанных с переходом α_1, является свидетельством инвертированной зонной структуры трехслойных КЯ InAs/GaSb/InAs. Отклонение от линейной зависимости вблизи области остаточных лучей для обеих линий обусловлено изменением профиля линий поглощения в образце, связанного с резонансными особенностями в подложке GaAs и не имеющего отношения к поглощению в самой трехслойной КЯ (см. также [21]). Полученное совпадение экспериментальных значений энергий переходов для обеих линий в спектрах магнитопоглощения и результатов теоретических расчетов также подтверждает предсказанную "полуметаллическую" зонную структуру исследуемого образца.

Таким образом, проведенные измерения спектров терагерцовой ФЛ позволили наблюдать линии излучения, связанные с переходами $E2$-$E1$ и $E2$-$H1$ между подзонами размерного квантования. Сравнение амплитуды наблюдаемых линий ФЛ с теоретическими расчетами силы осцилляторов для межзонных и внутризонных переходов, а также с исследованиями других образцов [21] позволило получить свидетельства существования канала безызлучательной рекомбинации, связанного с перекрытием зоны проводимости и валентной зоны в выращенном образце. Результаты исследований спектров магнитопоглощения в полях до 16 Тл также подтверждают зонную структуру исследуемых КЯ InAs/GaSb/InAs.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 16-12-10317). Исследования ФЛ выполнены при поддержке РФФИ (гранты # 18-42-520040, 16-32-60172). Теоретические расчеты выполнялись в рамках гранта Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых (МК-1136.2017.2). Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН. Измерения и рост образцов в университете Монпелье проводились в рамках программы "Investments for the Future" (грант # ANR-11-EQPX-0016), а также проектов "Gepeto Terahertz platform", "Occitanie Terahertz Platform".

1. C. L. Kane and E. J. Mele, Phys. Rev. Lett. **95**, 226801 (2005).
2. B. A. Bernevig and S.-C. Zhang, Phys. Rev. Lett. **96**, 106802 (2006).
3. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
4. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang, Science **314**, 1757 (2006).
5. M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X. L. Qi, and S. C. Zhang, Science **318**, 766 (2007).
6. B. Buttner, C. X. Liu, G. Tkachov, E. G. Novik, C. Brune, H. Buhmann, E. M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S. C. Zhang, and L. W. Molenkamp, Nat. Phys. **7**, 418 (2011).
7. M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **86**, 205420 (2012).
8. J. Ludwig, Y. B. Vasilyev, N. N. Mikhailov, J. M. Poumirol, Z. Jiang, O. Vafek, and D. Smirnov, Phys. Rev. B **89**, 241406 (2014).
9. S. S. Krishtopenko, W. Knap, and F. Teppe, Sci. Rep. **6**, 30755 (2016).
10. M. Marcinkiewicz, S. Ruffenach, S. S. Krishtopenko et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **96**, 035405 (2017).
11. З. Д. Квон, Е. Б. Ольшанецкий, Д. А. Козлов, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ **87**, 588 (2008).
12. Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, М. В. Энтин, Л. И. Магарилл, Н. Н. Михайлов, И. О. Парм, С. А. Дворецкий, Письма в ЖЭТФ **89**, 338 (2009).
13. G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, and J. C. Portal, Phys. Rev. Lett. **104**, 166401 (2010).
14. S. S. Krishtopenko and F. Teppe, Sci. Adv. **4**, eaap7529 (2018).
15. С. Руффенах, С. С. Криштопенко, Л. С. Бовкун et al. (Collaboration), Письма в ЖЭТФ **106**, 696 (2017).
16. С. С. Криштопенко, А. В. Иконников, К. В. Маремьянин et al. (Collaboration), ФТП **51**, 40 (2017).
17. S. S. Krishtopenko, I. Yahniuk, D. B. But, V. I. Gavrilenko, W. Knap, and F. Teppe, Phys. Rev. B **94**, 245402 (2016).
18. A. V. Ikonnikov, S. S. Krishtopenko, O. Drachenko et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **94**, 155421 (2016).
19. F. Teppe, M. Marcinkiewicz, S. S. Krishtopenko et al. (Collaboration), Nat. Commun. **7**, 12576 (2016).
20. A. M. Kadykov, S. S. Krishtopenko, B. Jouault, W. Desrat, W. Knap, S. Ruffenach, C. Consejo, J. Torres, S. V. Morozov, N. N. Mikhailov,

S. A. Dvoretskii, and F. Teppe, Phys. Rev. Lett. **120**, 086401 (2018).

21. S. S. Krishtopenko, S. Ruffenach, F. Gonzalez-Posada et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **97**, 245419 (2018).
22. S. S. Krishtopenko, A. V. Ikonnikov, K. V. Maremyanin, K. E. Spirin, V. I. Gavrilenko, Yu. G. Sadofyev, M. Goiran, M. Sadowsky, and Yu. B. Vasilyev, J. Appl. Phys. **111**, 093711 (2012).
23. S. S. Krishtopenko, A. V. Ikonnikov, M. Orlita, Yu. G. Sadofyev, M. Goiran, F. Teppe, W. Knap, and V. I. Gavrilenko, J. Appl. Phys. **117**, 112813 (2015).
24. В. И. Гавриленко, А. В. Иконников, С. С. Криштопенко, А. А. Ластовкин, К. В. Маремьянин, Ю. Г. Садофьев, К. Е. Спирин, ФТП **44**, 642 (2010).
25. С. С. Криштопенко, К. П. Калинин, В. И. Гавриленко, Ю. Г. Садофьев, M. Goiran, ФТП **46**, 1186 (2012).
26. К. Е. Спирин, К. П. Калинин, С. С. Криштопенко, К. В. Маремьянин, В. И. Гавриленко, Ю. Г. Садофьев, ФТП **46**, 1424 (2012).
27. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, A. V. Antonov, K. V. Maremyanin, K. E. Kudryavtsev, L. V. Krasilnikova, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, and V. I. Gavrilenko, Appl. Phys. Lett. **104**, 072102 (2014).
28. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, A. V. Antonov, A. M. Kadykov, K. V. Maremyanin, K. E. Kudryavtsev, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, and V. I. Gavrilenko, Appl. Phys. Lett. **105**, 022102 (2014).
29. S. Ruffenach, A. Kadykov, V. V. Rumyantsev et al. (Collaboration), APL Materials **5**, 035503 (2017).
30. А. В. Иконников, М. С. Жолудев, К. В. Маремьянин, К. Е. Спирин, А. А. Ластовкин, В. И. Гавриленко, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **95**, 452 (2012).