Письма в ЖЭТФ, том 106, вып. 11, с. 696 – 701

Магнитопоглощение дираковских фермионов в бесщелевых "трехслойных" квантовых ямах InAs/GaSb/InAs

С. Руффенах[a 1)], *С. С. Криштопенко*[a,b,c], *Л. С. Бовкун*[c,d], *А. В. Иконников*[c,e], *М. Марцинкевич*[a 1)], *К. Консежо*[a 1], *М. Потемски*[d 1)], *Б. Пио*[d 1)], *М. Орлита*[d 1)], *Б. Р. Семягин*[f], *М. А. Путято*[f], *Е. А. Емельянов*[f], *В. В. Преображенский*[f], *В. Кнап*[a 1)], *Ф. Гонзалез-Посада*[b 1)], *Г. Буасье*[b 1)], *Э. Турнье*[b 1)], *Ф. Тепп*[a 1)], *В. И. Гавриленко*[c,g 2)]

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

[b] *Institut d'Electronique et des Systèmes, Université Montpellier, 34095 Montpellier, France*

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

[d] *Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses, CNRS-UGA-EMFL-UPS-INSA, FR-38042 Grenoble, France*

[e] *Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[f] *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[g] *Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 31 октября 2017 г.

Исследованы спектры циклотронного резонанса в сильных магнитных полях до 34 Тл в "трехслойных" квантовых ямах InAs/GaSb/InAs с бесщелевыми дираковскими фермионами. В квантующих магнитных полях обнаружена линия поглощения, связанная с переходами с нижнего уровня Ландау электронов в подзоне с "коническим" законом дисперсии. Экспериментальные значения энергий переходов сравниваются с теоретическими результатами расчетов, выполненных с использованием 8-зонного гамильтониана Кейна. Полученные результаты подтверждают бесщелевую зонную структуру исследованных образцов.

DOI: 10.7868/S0370274X17230072

1. Введение. Последнее десятилетие в физике полупроводников характеризуется интенсивным ростом научного интереса к системам, зонная структура в которых описывается законами дисперсии различных безмассовых частиц, известных из физики высоких энергий. Начало подобных исследований связано с открытием графена, электроны и дырки в котором являются двумерными (2D) безмассовыми дираковскими фермионами (ДФ), возникающими в двух неэквивалентных долинах [1]. С тех пор 2D и трехмерные (3D) безмассовые фермионы также были обнаружены на поверхностях 3D топологических изоляторов [2], а также в дираковских, кейновских и вейлевских полуметаллах [3–6]. Квантовые ямы (КЯ) HgTe/CdHgTe стали первой 2D-системой, в которой существование *однодолинных* безмассовых ДФ было продемонстрировано экспериментально [7]. Возникновение бесщелевого состояния с линейным законом дисперсии в КЯ связано с совпадением нижнего электрон-подобного (E1) и верхнего дырочно-подобного (H1) уровней. В недавней работе [8] было теоретически предсказано, что 2D-система с безмассовыми ДФ может быть также реализована в "трехслойных" КЯ InAs/GaSb, ограниченных барьерами из широкозонного материала AlSb. Появление бесщелевого состояния в таких КЯ обусловлено уникальным взаимным расположением краев валентной зоны GaSb и зоны проводимости InAs на гетерограницах InAs–GaSb. В отличие от "двуслойных" КЯ, где "пересечение" подзон E1 и H1 происходит при $k \neq 0$, что приводит к открытию щели в спектре состояний вследствие гибридизации подзон [9, 10], в "трехслойных" КЯ InAs/GaSb/InAs при определенных соотношениях толщин слоев закон дисперсии в Г-точке зоны Бриллюэна оказывается линейным со скоростями безмассовых ДФ $(1.5–3.5) \cdot 10^5$ м/с [8].

Эффективным методом исследования зонной структуры является спектроскопия разрешенных переходов между уровнями Ландау (см., например, [11–13]. В настоящей работе выполнены иссле-

1) S. Ruffenach, M. Marcinkiewicz, C. Consejo, M. Potemski, B. Piot, M. Orlita, W. Knap, F. Gonzalez-Posada, G. Boissier, E. Tournié, F. Teppe.

2) e-mail: gavr@ipmras.ru

Таблица 1. Параметры исследованных "трехслойных" КЯ InAs/GaSb/InAs

Образец	d_{buff} (мкм)	d_{InAs} (ML)	d_{GaSb} (ML)	n_s (10^{11} см$^{-2}$)	E_{F} (мэВ)
E38FT1	1.25	42	9	7.2	37
E38FT2	2.0	42	9	9.2	42
bp2823	2.4	29	17	9.0	37
bp2823 (подсв.)	-/-	-/-	-/-	5.8	27

В табл. 1 d_{buff} – толщина буферного слоя GaSb, d_{InAs} – толщины слоев InAs в монослоях ($1\,\mathrm{ML} = 0.303$ нм), d_{GaSb} – толщина слоя GaSb в монослоях, n_s – концентрация электронов при гелиевых температурах, E_F – рассчитанное значение энергии Ферми для данной концентрации. В последней строке указаны параметры образца bp2823 при подсветке

дования ЦР в бесщелевых "трехслойных" КЯ InAs/GaSb/InAs как в классических, так и квантующих магнитных полях до 34 Тл. Сравнительно небольшие концентрации электронов $(6–9)\cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ позволяют выполнить исследования переходов между состояниями, расположенными вблизи точки Дирака.

2. Эксперимент и метод расчета. Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на полуизолирующих подложках GaAs (001) с контролем толщины роста методом дифракции быстрых электронов на отражение в Институте электроники и систем (Institut d'Electronique et des Systèmes, IES) в Монпелье, Франция (образцы E38FT1 и E46FT2) и в Институте физики полупроводников СО РАН, Новосибирск (образец bp2823) [14, 15]. Активная часть структуры выращивалась на композитном буфере, состоящем из слоя i-GaAs толщиной 100–200 нм и толстого метаморфного буферного слоя GaSb толщиной 1.25–2.4 мкм (ср. с [16]). Далее выращивались 10-периодная "сглаживающая" сверхрешетка AlSb (2.5 нм)/GaSb (2.5 нм), нижний барьер AlSb толщиной 50 нм, трехслойная квантовая яма InAs–GaSb–InAs, верхний барьер AlSb (50 нм) и покрывающий слой GaSb. Использовались технологические приемы, обеспечивающие формирование на гетерограницах GaSb/InAs и AlSb/InAs связей In–Sb [15, 16]. Образцы специально не легировались. Толщины слоев InAs и GaSb выбирались кратными целому числу монослоев (см. табл. 1), исходя из расчетов зонной структуры, с целью обеспечить бесщелевой линейный закон дисперсии.

Зонная структура и уровни Ландау трехслойных КЯ InAs/GaSb/InAs рассчитывались с использованием 8-зонного гамильтониана Кейна методом разложения огибающих волновых функций по плоским волнам [8]. Учитывались встроенные упругие деформации, обусловленные различием постоянных решеток материалов в плоскости КЯ, для структур, выращенных на буфере GaSb. Использовались значения зонных параметров материалов, представленные в работе [17].

Экспериментальные исследования спектров ЦР проводились методом Фурье-спектроскопии в Лаборатории им. Шарля Кулона (L2C) Университета Монпелье в магнитных полях до 16 Тл при $T = 1.6$ К, а также в Лаборатории сильных магнитных полей в Гренобле (LNCMI-G) в полях до 11 Тл при $T = 4.2$ К с использованием сверхпроводящего соленоида и до 34 Тл при $T = 1.6$ К с использованием резистивного соленоида. 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. При измерениях с использованием сверхпроводящего соленоида до 11 Тл параллельно с измерениями ЦР магнитотранспортными методами (осцилляции Шубникова–де Гааза, эффект Холла) определялась концентрация 2D электронов, которая варьировалась за счет эффекта отрицательной остаточной фотопроводимости при подсветке синим светодиодом, расположенным в жидком гелии рядом с образцом (ср. с [18]).

3. Результаты и обсуждение. На рис. 1 представлены рассчитанные уровни Ландау в образцах E38FT1 и E46FT2, а на вставке показана зонная структура в отсутствие магнитного поля. Видно, что при толщинах слоев, соответствующих этим образцам, происходит пересечение электрон- и дырочно-подобных подзон E1 и H1 и реализуется бесщелевая зонная структура с линейным законом дисперсии в Г-точке зоны Бриллюэна. При этом в зоне проводимости имеются близко расположенные подзоны с коническим (E1) и параболическим (E2) законом дисперсии. Как видно из вставки на рис. 1, линейность законов дисперсии в подзонах E1 и H1 сохраняется лишь в весьма ограниченных интервалах волнового вектора и энергии. Применительно к уровням Ландау, это означает, что нелинейная зависимость их энергий от поля наблюдается только в слабых магнитных полях (см. рис. 1) в отличие от КЯ HgTe/CdHgTe, где "нелинейность" уров-

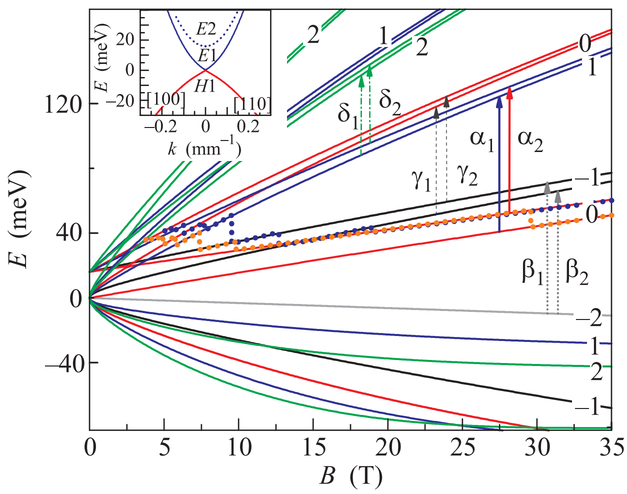

Рис. 1. (Цветной онлайн) Рассчитанные уровни Ландау в подзонах E1, E2 и H1 для образцов E38FT1 и E46FT2. Числами обозначены номера уровней. Ломаными точечными линиями показаны рассчитанные, исходя из измеренных концентраций 2D электронов (см. табл. 1) положения уровней Ферми. Вертикальными стрелками показаны разрешенные магнитооптические переходы с возрастанием номера уровня Ландау на единицу. На вставке – рассчитанные законы дисперсии в зоне проводимости и валентной зоне для двух направлений квазиимпульса

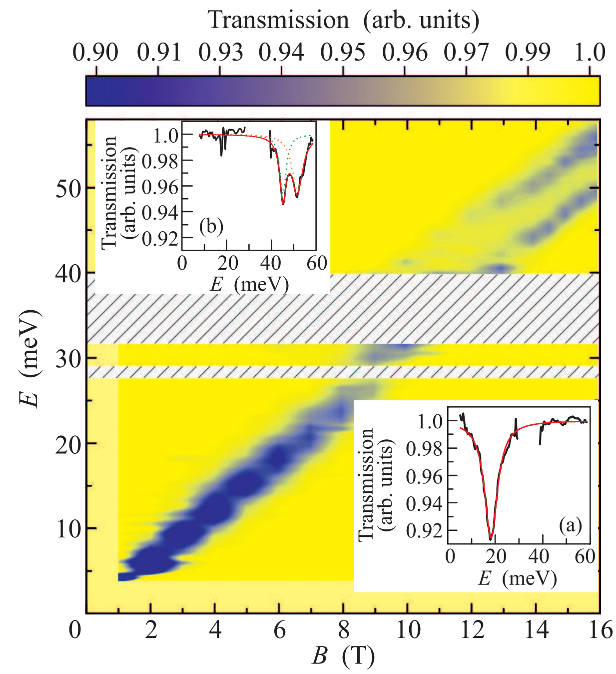

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры магнитопоглощения в образце E38FT2 при $T = 1.6$ K, представленные в виде цветной карты. На вставках: спектры пропускания при $B = 6$ Тл (a) и $B = 14.5$ Тл (b) и их аппроксимации лоренцианами. Серые заштрихованные полосы обозначают области остаточных лучей в InAs (нижняя) и в подложке GaAs

ней Ландау приводит к большому числу наблюдаемых линий магнитопоглощения [11–13]). В случае КЯ InAs/GaSb/InAs, напротив, исходя из представленных на рис. 1 результатов, отклонения линий поглощения от "классического" ЦР следует ожидать лишь в квантующих магнитных полях при значениях фактора заполнения уровней Ландау $\nu = 1-2$.

Измеренные спектры магнитопоглощения в образце E38FT2 в магнитных полях до 16 Тл представлены на рис. 2, из которого следует, что в магнитных полях до 10 Тл (соответствующих значениям фактора заполнения $\nu \geq 3$) в спектрах наблюдается одна линия поглощения, положение которой линейно зависит от магнитного поля. В слабых магнитных полях эта линия очевидно обусловлена классическим ЦР электронов (при $\hbar\omega_c \ll E_{\mathrm{F}}$), а отсутствие расщепления указывает на малое различие циклотронных масс на уровне Ферми в подзонах E1 и E2. В сильных магнитных полях $B > 10$ Тл в спектрах возникает вторая более высокочастотная линия поглощения, интенсивность которой возрастает при увеличении магнитного поля.

Сводные данные по положению и интенсивности линий магнитопоглощения в образцах E38FT1 и E46FT2, полученные из разных опытов, представлены на рис. 3. Тщательный анализ спектров поглощения позволяет выявить особенности, незаметные на цветной карте рис. 2. Видно, что в магнитных полях до 8 Тл наблюдаемые энергии переходов в зависимости от магнитного поля неплохо описываются сублинейной зависимостью, наклон которой в полях до 3 Тл соответствует циклотронной массе $m_c = (0.038 \pm 0.002)m_0$ (m_0 – масса свободного электрона), что хорошо согласуется с рассчитанными значениями циклотронных масс на уровне Ферми в подзонах размерного квантования ($m_c \approx 0.034m_0$ в подзоне E1 и $m_c \approx 0.037m_0$ в подзоне E2).

Линиями на рис. 3 показаны рассчитанные зависимости энергий разрешенных переходов между нижними уровнями Ландау зоны (см. рис. 1). Видно, что в полях до 8 Тл наблюдаемым положениям линии ЦР соответствует большое число переходов, которые "включаются" и "выключаются" по мере заселения нижнего и верхнего уровней Ландау, между которыми идут эти переходы. Близость энергий различных переходов не позволяет разрешить их в измеряемых спектрах магнитопоглощения. Однако, различия в энергиях переходов должны наблюдаться в сильных магнитных полях, в которых эффекты непараболич-

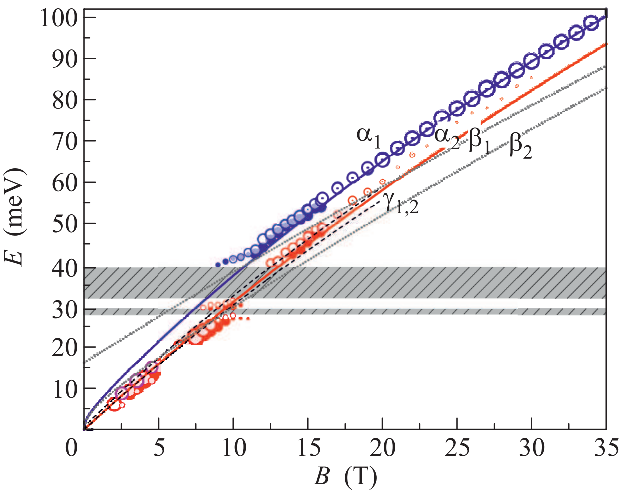

Рис. 3. (Цветной онлайн). Рассчитанные зависимости энергий переходов (линии) и положения спектральных линий магнитопоглощения (символы). Сплошные символы соответствуют измерениям образца E38FT1 в сверхпроводящем соленоиде до 16 Тл, открытые – измерениям образца E46FT2 до 16 Тл, открытые с точкой – измерениям образца E46FT2 в резистивном соленоиде до 34 Тл. Площадь символов пропорциональная интегральным интенсивностям линий поглощения. Серыми заштрихованными полосами показаны области остаточных лучей

ности становятся более выраженными. Как следует из рис. 3, в образцах E38FT1 и E46FT2 такие различия в энергиях начинают проявляться в полях свыше 8 Тл. В то же время в образце E46FT2 в некоторых магнитных полях (например, 3.5, 4.5, 5.5 Тл) наблюдалось выраженное уширение линии ЦР, которую можно было представить в виде суммы двух лоренцианов, что отражено на рис. 3. Заметное отклонение от линейной зависимости, а также расщепление линии ЦР наблюдалось в области энергий 27.7–29.0 мэВ в магнитных полях 8–11 Тл, что связано, очевидно, с поляронным эффектом (взаимодействием между электронами и LO-фононом). Указанные значения энергий несколько меньше энергии LO фонона в InAs (30.1 мэВ), что, скорее всего, связано с эффектом экранирования в 2D электронном газе [19, 20].

В магнитных полях свыше 10 Тл при энергиях выше области остаточных лучей в подложке GaAs в обоих образцах наблюдались две линии ЦР. Низкочастотная линия является "продолжением" линии ЦР, наблюдаемой в полях до 8 Тл. В полях свыше 10–12 Тл фактор заполнения уровней Ландау ν оказывается меньше 3 для обоих образцов, и основными переходами, дающими вклад в низкочастотную линию поглощения, оказываются близкие по энергии γ_1 и α_2 (см. рис. 1). В то же время в этих полях оказывается полностью пустым нижний уровень Ландау $n = 1$, что приводит к появлению поглощения между уровнями $n = 0$ и $n = 1$ (переход α_1). Энергия этого перехода заметно превышает энергию прочих переходов с нижних уровней Ландау зоны проводимости; именно этот переход и ответственен за вторую высокочастотную линию ЦР. Момент начала опустошения уровня $n = 1$ и, соответственно, возникновение перехода α_1 в спектрах магнитопоглощения скрыт в области остаточных лучей в подложке GaAs.

В магнитных полях свыше 18 Тл в образце E46FT2, соответствующих факторам заполнения $\nu \leq$ ≤ 2, наблюдается сильное уменьшение интенсивности низкочастотной линии, что связано как с пересечением уровней Ландау $n = -1$ и $n = 0$ (см. рис. 1) и "выключением" перехода γ_1, так и с опустошением верхнего уровня $n = 0$ с ростом магнитного поля, и, соответственно, ослабеванию перехода α_2.

Отметим, что в исследованных структурах InAs/GaSb/InAs переходы $\beta_{1,2}$ между верхним уровнем Ландау валентной зоны $n = -2$ и уровнями $n = -1$ в зоне проводимости не наблюдались. Такой переход является одним из самых интенсивных в КЯ HgTe/CdHgTe в квантующих магнитных полях [11–13]. Расчеты показали, что силы осцилляторов для переходов $\beta_{1,2}$ значительно (более чем в 5 раз) меньше, чем для обсуждаемых переходов между уровнями Ландау в зоне проводимости. Последнее связано со слабым перекрытием электрон-подобной (локализованной преимущественно в слоях InAs) и дырочно-подобной (локализованной в слое GaSb) компонент волновых функций состояний, участвующих в этих переходах.

На рис. 4 представлены сводные данные по линиям магнитопоглощения в третьем из исследованных образцов bp2823 при двух различных концентрациях электронов. В нем также наблюдались две линии поглощения, однако высокочастотная линия в темновых условиях регистрировалась и при энергиях, ниже области остаточных лучей в полях 7.5–11 Тл (см. вставку рис. 4). Последнее связано с тем, что энергии переходов в образце bp2823 в заданном магнитном поле меньше, чем в E38FT1 и E46FT2.

Из результатов расчета энергий переходов (рис. 4) следует, что в образце bp2823 энергия перехода γ_1 заметно больше, чем у группы близких по энергиям переходов γ_2, α_2, δ_1, δ_2 и занимает промежуточное положением между ними и энергией перехода α_1. Для темновой концентрации электронов $9 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ конечный для перехода α_1 уровень Ландау $n = 1$

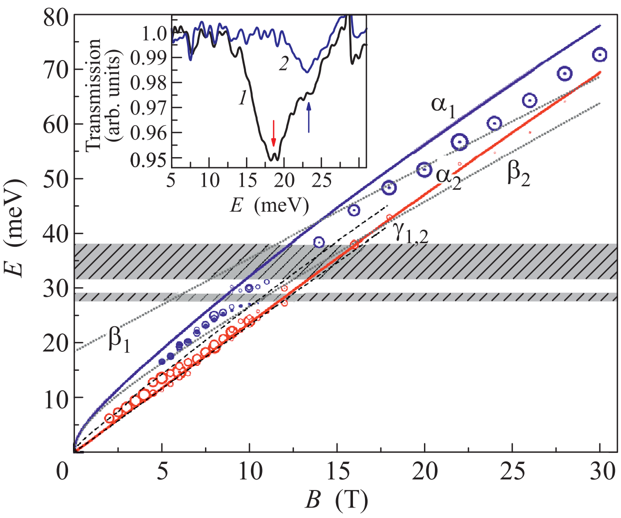

Рис. 4. (Цветной онлайн) Рассчитанные зависимости энергий переходов (линии) и положения спектральных линий магнитопоглощения (символы) в образце bp2823. Открытые символы соответствуют измерениям в темновых условиях, сплошные – при подсветке синим светодиодом. Символы с точкой соответствуют измерениям в резистивном соленоиде до 30 Тл. Площадь символов пропорциональна интегральным интенсивностям линий поглощения. Серыми заштрихованными полосами показаны области остаточных лучей. На вставке – спектры магнитопоглощения в образце bp2823 в магнитном поле 7.5 Тл, полученные в темновых условиях (*1*) и при подсветке синим светодиодом (*2*)

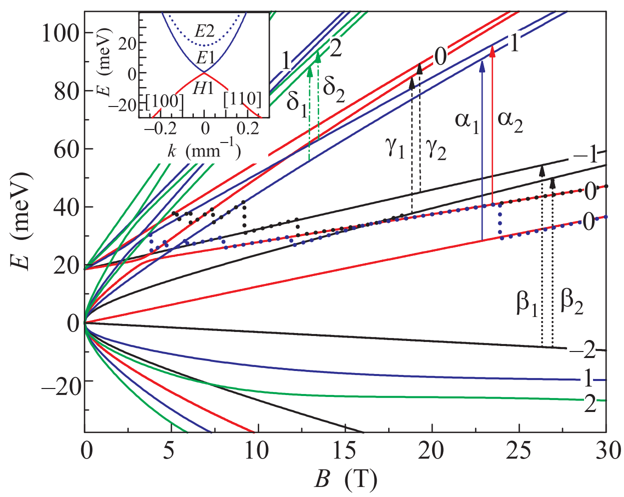

Рис. 5. (Цветной онлайн) Рассчитанные уровни Ландау для образца bp2823. Числами обозначены номера уровней. Ломаными точечными линиями показаны положения уровней Ферми, рассчитанные, исходя из измеренных концентраций в темновых условиях и при подсветке (см. табл. 1). Вертикальными стрелками показаны возможные магнитооптические переходы. На вставке – рассчитанные законы дисперсии в зоне проводимости и валентной зоне для двух направлений квазиимпульса

(рис. 5) начинает опустошаться в магнитном поле больше 7.2 Тл, соответствующем фактору заполнения уровней Ландау $\nu < 5$. Как видно из вставки на рис. 4, в темновых условиях в магнитном поле 7.5 Тл на коротковолновом плече широкой линии поглощения (обусловленной группой переходов γ_2, α_2, δ_1) наблюдается особенность, положение которой лежит как раз между энергиями переходов α_1 и γ_1 и которую, что следует из рис. 4, удается проследить вплоть до 6.5 Тл. После подсветки синим светодиодом, когда концентрация электронов уменьшается более чем в 1.5 раза в спектре (вставка на рис. 4), остается только эта высокочастотная линия. Заметим, что при 7.5 Тл и в меньших полях в спектрах в этом случае должны проявиться и более низкочастотные переходы α_2 и γ_2. Расчет показывает, что для них сила осциллятора на 20–30 % меньше, чем для α_1 и γ_1 и, по-видимому, они теряются в шумах (отношение сигнал-шум падает с уменьшением частоты, вследствие падения спектральной плотности мощности источника излучения, в данном случае – глобара).

В темновых условиях ($n_s = 9\cdot 10^{11}$ см$^{-2}$) расчетные значения классических циклотронных масс на уровне Ферми составляют $m_1 = 0.043m_0$ в “конической” подзоне E1 и $m_2 = 0.049m_0$ в “параболической” подзоне E2. Как следует из рис. 4, спектральное положение низкочастотной линии в темновых условиях в области малых (классических) магнитных полей отклоняется от линейной зависимости в область больших энергий, что соответствует переходу от квантового к классическому ЦР. Так в магнитном поле 3 Тл ($\nu = 12$) положение этой линии соответствует массе $0.045m_0$, т.е. близко к среднему значений масс в “параболической” и “конической” подзонах.

В спектральной области выше полосы остаточных лучей в подложке GaAs в магнитных полях 16–30 Тл в спектрах наблюдались две линии: мощная высокочастотная и слабая низкочастотная, аналогично наблюдавшимся в образцах E38FT1 и E46FT2. Данные линии являются продолжениями соответствующих линий в полях до 11 Тл, поэтому логично связать высокочастотную линию с переходом α_1, а низкочастотную – с переходом α_2. Переход γ_1 вклад в низкочастотную линию давать не должен, поскольку в полях больших 18 Тл фактор заполнения $\nu < 2$ и начальный для перехода γ_1 уровень Ландау $n = -1$ становится пустым. Небольшое отличие положения высокочастотной линии от рассчитанного положения перехода α_1, скорее всего, связано с отличием реальных параметров структур от использовавшихся при расчете.

Таким образом, проведенные измерения спектров магнитопоглощения в магнитных полях до 34 Тл в "трехслойных" КЯ InAs/GaSb/InAs позволили наблюдать линию поглощения, связанную с переходом с нижнего уровня Ландау в подзоне с "коническим" законом дисперсии. Полученное совпадение экспериментальных значений энергий переходов и результатов теоретических расчетов качественно подтверждает предсказанную бесщелевую зонную структуру с безмассовыми ДФ в исследованных образцах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 16-12-10317). Измерения и рост образцов в университете Монпелье проводились в рамках проекта РФФИ_НЦНИЛ (15-52-16011), гранта Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых (МК-1136.2017.2), "ARPE Terasens", "Gepeto Terahertz platform", "Occitanie Terahertz Platform", а также программы CNRS "Emergence project 2016". Измерения в Лаборатории сильных магнитных полей также проводились в рамках проекта European Research Council (MOMB project # 320590).

1. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, M. I. Katsnelson, I. V. Grigorieva, S. V. Dubonos, and A. A. Firsov, Nature (London) **438**, 197 (2005).
2. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
3. Z. K. Liu, J. Jiang, B. Zhou et al. (Collaboration), Nat. Mater. **13**, 677 (2014).
4. M. Orlita, D. M. Basko, M. S. Zholudev, F. Teppe, W. Knap, V. I. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, P. Neugebauer, C. Faugeras, A.-L. Barra, G. Martinez, and M. Potemski, Nat. Phys. **10**, 233 (2014).
5. S.-Y. Xu, I. Belopolski, N. Alidoust et al. (Collaboration), Science **349**, 613 (2015).
6. F. Teppe, M. Marcinkiewicz, S. S. Krishtopenko et al. (Collaboration), Nat. Commun. **7**, 12576 (2016).
7. B. Büttner, C. Liu, G. Tkachov, E. G. Novik, C. Brüne, H. Buhmann, E. M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S. C. Zhang, and L. W. Molenkamp, Nat. Phys. **7**, 418 (2011).
8. S. S. Krishtopenko and F. Teppe, arxiv 1710.08944 (2017).
9. C. Liu, T. L. Hughes, X.-L. Qi, K. Wang, and S. C. Zhang, Phys. Rev. Lett. **100**, 236601 (2008).
10. I. Knez, R.-R. Du, and G. Sullivan, Phys. Rev. Lett. **107**, 136603 (2011).
11. M. Schultz, U. Merkt, A. Sonntag, U. Rossler, R. Winkler, T. Colin, P. Helgesen, T. Skauli, and S. Lovold, Phys. Rev. B **57**, 14772 (1998).
12. M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita, C. Consejo, J. Torres, N. Dyakonova, M. Czapkiewicz, J. Wröbel, G. Grabecki, N. Mikhailov, S. Dvoretskii, A. Ikonnikov, K. Spirin, V. Aleshkin, V. Gavrilenko, and W. Knap, Phys. Rev. B **86**, 205420 (2012).
13. M. S. Zholudev, A. V. Ikonnikov, F. Teppe, M. Orlita, K. V. Maremyanin, K. E. Spirin, V. I. Gavrilenko, W. Knap, S. A. Dvoretskiy, and N. N. Mihailov, Nanoscale Research Lett. **7**, 534 (2012).
14. Е. А. Емельянов, Д. Ф. Феклин, А. В. Васев, М. А. Путято, Б. Р. Семягин, А. П. Василенко, О. П. Пчеляков, В. В. Преображенский, Автометрия **47**, 43 (2011).
15. Е. А. Емельянов, Д. Ф. Феклин, А. В. Васев, М. А. Путято, Б. Р. Семягин, И. Б. Чистохин, А. К. Гутаковский, А. П. Василенко, О. П. Пчеляков, В. В. Преображенский, В сб.: *Юбилейный сборник избранных трудов ИФП СО РАН (1964–2014)*, Изд-во Параллель, Новосибирск (2014), с. 336.
16. Yu. G. Sadofyev, A. Ramamoorthy, B. Naser, J. P. Bird, S. R. Johnson, and Y. H. Zhang, Appl. Phys. Lett. **81**, 1833 (2002).
17. I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, J. Appl. Phys. **89**, 5815 (2001).
18. В. Я. Алешкин, В. И. Гавриленко, Д. М. Гапонова, А. В. Иконников, К. В. Маремьянов, С. В. Морозов, Ю. Г. Садофьев, S. R. Johnson, and Y.-H. Zhang, ФТП **39**, 30 (2005).
19. M. J. Yang, P. J. Lin-Chung, B. V. Shanabrook, J. R. Waterman, R. J. Wagner, and W. J. Moore, Phys. Rev. B **47**, 1691(R) (1993).
20. A. Ikonnikov, S. Krishtopenko, V. Gavrilenko, Yu. Sadofyev, Yu. Vasilyev, M. Orlita, and W. Knap, J. Low Temperature Physics **159**, 197 (2010).