

Циклотронный резонанс дираковских фермионов в квантовых ямах InAs/GaSb/InAs

© С.С. Криштопенко^{1,3}, А.В. Иконников^{1,2,¶}, К.В. Маремьянин^{1,2}, Л.С. Бовкун¹, К.Е. Спиригин¹, А.М. Кадыков^{1,3}, М. Marcinkiewicz³, S. Ruffenach³, С. Consejo³, F. Terpe³, W. Knap³, Б.Р. Семягин⁴, М.А. Путьято⁴, Е.А. Емельянов⁴, В.В. Преображенский⁴, В.И. Гавриленко^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур Российской академии наук, 603950 Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

³ Laboratoire Charles Coulomb (L2C), UMR CNRS 5221, Universite Montpellier, 34095 Montpellier, France

⁴ Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

¶ E-mail: antikon@ipmras.ru

(Получена 22 марта 2016 г. Принята к печати 28 марта 2016 г.)

Теоретически исследована зонная структура в трехслойных симметричных квантовых ямах InAs/GaSb/InAs, ограниченных барьерами AlSb. Показано, что в зависимости от соотношения толщин слоев InAs и GaSb в системе может реализовываться нормальная зонная структура, бесщелевое состояние с дираковским конусом в центре зоны Бриллюэна и инвертированная зонная структура (двумерный топологический изолятор). Экспериментальные исследования циклотронного резонанса в образцах с бесщелевым зонным спектром, выполненные при различных значениях концентрации электронов, подтверждают существование безмассовых дираковских фермионов в квантовых ямах InAs/GaSb/InAs.

DOI: 10.21883/FTP.2017.01.43993.8244

1. Введение

До недавнего времени графен был единственной двумерной (2D) системой с энергетическим спектром безмассовых дираковских фермионов в двух неэквивалентных долинах, что является следствием симметрии графеновой решетки [1]. В настоящее время помимо графена существует два типа систем, в которых возможна реализация однодолинных 2D безмассовых фермионов: поверхности трехмерных топологических изоляторов (ТИ) [2,3] и квантовые ямы (КЯ) на основе полупроводников с инвертированным зонным спектром. Несмотря на то что существование состояния трехмерного ТИ предсказано в довольно большом количестве материалов [2,3], целый ряд свойств однодолинных 2D безмассовых фермионов на поверхности таких материалов обнаружить пока не удалось. Последнее обстоятельство связано со сложностью разделения вкладов в электронный транспорт и магнитопоглощение от объемных и поверхностных состояний. В структурах с КЯ указанная проблема отсутствует.

В работах [4–7] было показано, что в КЯ HgTe/CdHgTe, толщина которых близка к критической $d_c \approx 6.3$ нм (для доли Cd в барьере 0.7), соответствующей переходу от прямого спектра к инвертированному, реализуется система бесщелевых однодолинных 2D дираковских фермионов. При ширине КЯ $d > d_c$ зонный спектр является инвертированным, т.е. нижняя электроноподобная подзона $E1$ лежит ниже верхней дырочноподобной подзоны $HH1$. В свою очередь, это

приводит к возникновению состояния 2D ТИ [6,7] в системе, при котором на краях образца возникают проводящие краевые состояния с линейным законом дисперсии.

В данной работе мы сообщаем об обнаружении и исследовании циклотронного резонанса (ЦР) безмассовых 2D дираковских фермионов в „трехслойных“ КЯ InAs/GaSb/InAs, ограниченных барьерами AlSb. Ранее в „двухслойных“ гетероструктурах с КЯ InAs/GaSb было также предсказано теоретически [8], а затем обнаружено экспериментально состояние 2D топологического изолятора [9]. Главным отличием двухслойных КЯ InAs/GaSb от КЯ HgTe/CdHgTe является пересечение подзон $E1$ и $HH1$ в точке $k \neq 0$ [8]. Отметим, что возможность перехода от прямой зонной структуры при изменении толщин слоев к инвертированной в КЯ на основе InAs/GaSb появляется благодаря уникальному взаимному расположению краев валентной зоны GaSb и зоны проводимости InAs на гетерогранице InAs–GaSb.

В настоящей работе выполнены теоретические исследования перехода от прямой к инвертированной зонной структуре в трехслойных КЯ InAs/GaSb/InAs. Показано, что в данных КЯ пересечение электронных и дырочных подзон $E1$ и $HH1$ происходит в точке $k = 0$, что приводит к появлению дираковского конуса в центре зоны Бриллюэна. Выполненные экспериментальные исследования циклотронного резонанса в образцах с бесщелевым спектром в магнитных полях до 15 Тл подтверждают предсказанную зонную структуру.

2. Методы расчета

Зонная структура систем с трехслойными КЯ InAs/GaSb/InAs, с ограничительными барьерами AlSb рассчитывалась с использованием 8-зонного $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -гамильтониана в качестве оператора кинетической энергии с граничными условиями из работы [10]. В используемом гамильтониане $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -взаимодействие зоны проводимости Γ_6 с валентными зонами Γ_8 и Γ_7 рассматривается точно, а взаимодействие с остальными зонами учитывается по теории возмущений. Такой подход позволяет корректным образом учитывать непараболичность подзон размерного квантования, спин-орбитальное взаимодействие и величину встроенных упругих деформаций, обусловленных различием постоянных решеток материалов в плоскости КЯ, для структур, выращенных на буфере GaSb. Расчеты собственных энергий и волновых функций носителей заряда в КЯ проводились методом разложения огибающих волновых функций по плоским волнам. Для зонных параметров материалов в трехслойных КЯ InAs/GaSb с внешними барьерами AlSb использовались значения, представленные в работах [11–13].

3. Эксперимент

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на полуизолирующих подложках GaAs (001) с контролем толщины роста методом дифракции быстрых электронов на отражение [14,15]. Из-за значительного рассогласования постоянных решеток GaSb, InAs и подложки GaAs активная часть структуры выращивалась на композитном буфере, состоящем из слоя i -GaAs толщиной 200 нм, слоя AlAs (10 нм), слоя AlSb (100 нм при 570°C) и метаморфного буферного слоя GaSb толщиной 2.4 мкм, выращиваемого при 570°C (ср. с [16]). Поверх буферного слоя выращивалась 10-периодная „сглаживающая“ сверхрешетка AlSb (2.5 нм)/GaSb (2.5 нм) при 480°C. „Активная“ часть структуры состояла из нижнего и верхнего барьеров AlSb толщиной 50 нм, между которыми выращивалась трехслойная квантовая яма InAs–GaSb–InAs. Поверх выращивался покрывающий слой GaSb, защищающий AlSb от реакции с парами воды на воздухе. Активная часть структуры выращивалась при температуре 480°C. Толщины слоев InAs (d_{InAs}) и GaSb (d_{GaSb}) выбирались с учетом результатов расчетов зонных спектров, чтобы получить бесщелевое состояние (дираковский конус в центре зоны Бриллюэна) при различных целочисленных значениях толщин слоев (в монослоях, ML) InAs и GaSb (см. таблицу). Использовались технологические приемы, обеспечивающие формирование на гетерограницах GaSb/InAs и AlSb/InAs связей In–Sb [14,16].

Экспериментальные исследования зонных спектров структур проводились методом циклотронного резонанса в терагерцовом (ТГц) и дальнем инфракрасном (ИК) диапазонах с использованием двух методик.

Толщины слоев InAs и GaSb в исследуемых образцах

Номер образца	d_{InAs}	d_{GaSb}
St1522 (1)	29 ML (8.845 нм)	17 ML (5.185 нм)
St1522 (2)	30 ML (9.15 нм)	15 ML (4.575 нм)
St1522 (3)	33 ML (10.065 нм)	12 ML (3.66 нм)

В первом случае в качестве источника монохроматического излучения использовался квантовый каскадный лазер (ККЛ), работающий на частоте $f = 3.0$ или 3.2 ТГц (длительность импульса 10 мкс, период повторения 100–200 мкс) [17], запись спектра поглощения проводилась при развертке магнитного поля. Во втором случае измерения проводились в постоянном магнитном поле, использовался фурье-спектрометр Bruker 66 (источник излучения — глобар, светоделитель — многослойный майлар (Mylar Multilayer), спектральное разрешение 4 см^{-1} , спектральный диапазон $50\text{--}700 \text{ см}^{-1}$). Образцы располагались в жидком гелии, при температуре $T = 4.2 \text{ К}$, в центре сверхпроводящего соленоида (максимальная индукция магнитного поля $B = 5.7 \text{ Тл}$ в первом случае и 16 Тл во втором). При использовании ККЛ прошедшее через образец излучение детектировалось примесным германиевым фотосопротивлением Ge:Ga, сигнал с которого усиливался, подавался на строб-интегратор SR250 Stanford Research Systems, оцифровывался и записывался в память ЭВМ как функция магнитного поля. При измерениях с помощью фурье-спектрометра 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.

Параллельно с измерениями циклотронного резонанса проводилась характеристика образцов магнитотранспортными методами (осцилляции Шубникова–де-Гааза, эффект Холла). Концентрация двумерных электронов варьировалась за счет эффекта отрицательной остаточной фотопроводимости при подсветке синим светодиодом, расположенным в жидком гелии рядом с образцом.

4. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены рассчитанные зависимости энергий нижних электронных, $E1\text{--}E4$, и верхней дырочной, $HH1$, подзон при $k = 0$ в трехслойной КЯ InAs/GaSb/InAs от толщины слоев InAs при толщине слоя GaSb, равной 15 ML (4.575 нм). Видно, что при толщине слоев InAs 30 ML (9.15 нм, что соответствует параметрам образца St1522(2)) происходит пересечение подзон $E1$ и $HH1$ и реализуется бесщелевая зонная структура с линейным законом дисперсии в Γ -точке (дираковский конус) в подзонах $E1$ и $HH1$ (рис. 2). При большей толщине слоя InAs происходит инверсия подзон $E1$ и $HH1$ и система переходит в состояние 2D ТИ.

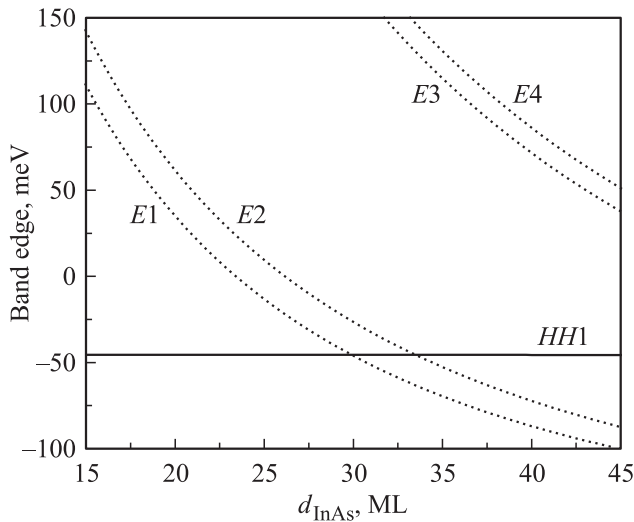


Рис. 1. Зависимости положений краев подзон $E1$ – $E4$ (пунктирные линии) и $HH1$ (сплошная линия) в трехслойных КЯ InAs/GaSb/InAs от толщины слоев InAs. Толщина слоя GaSb 15 ML (4.575 нм). Структура предполагается выращенной на метаморфном буфере GaSb.

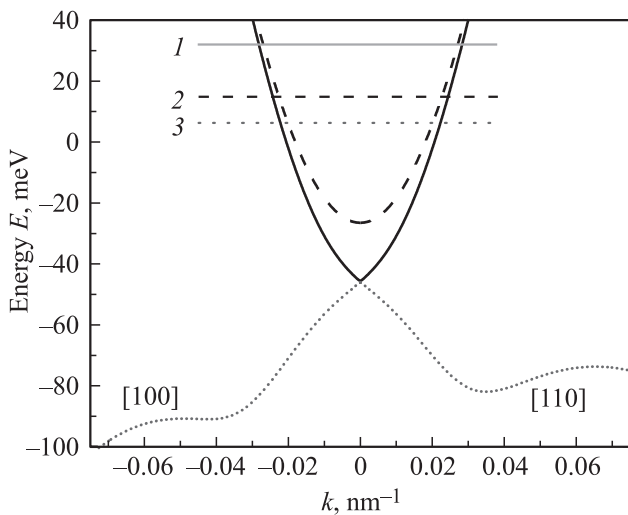


Рис. 2. Закон дисперсии в зоне проводимости и валентной зоне в гетероструктуре St1522 (2) для двух направлений квазиимпульса. Горизонтальными линиями показаны положения уровней Ферми в темновых условиях и в подсвеченном образце, рассчитанные из измеренных значений концентрации носителей n_s , 10^{12} cm^{-2} : 1 — 2.4, 2 — 1.62, 3 — 1.37.

На вставках к рис. 3 представлены спектры ЦР в исследуемых образцах при различных значениях концентрации 2D электронов n_s , измеренные с помощью ККЛ. Видно, что в темновых условиях при большой полной концентрации ($n_s > 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) в спектрах наблюдается одна линия поглощения, что обусловлено близкими значениями циклотронных масс на уровне Ферми m_c в обоих электронных подзонах $E1$ и $E2$ (рис. 3). В образце St1522(3) эта линия наблюдалась вплоть до магнитных полей 15 Тл (рис. 4). Как видно из

вставки к рис. 4, во всем интервале магнитных полей наблюдается линейная зависимость положения линии от магнитного поля, что соответствует „классическому“

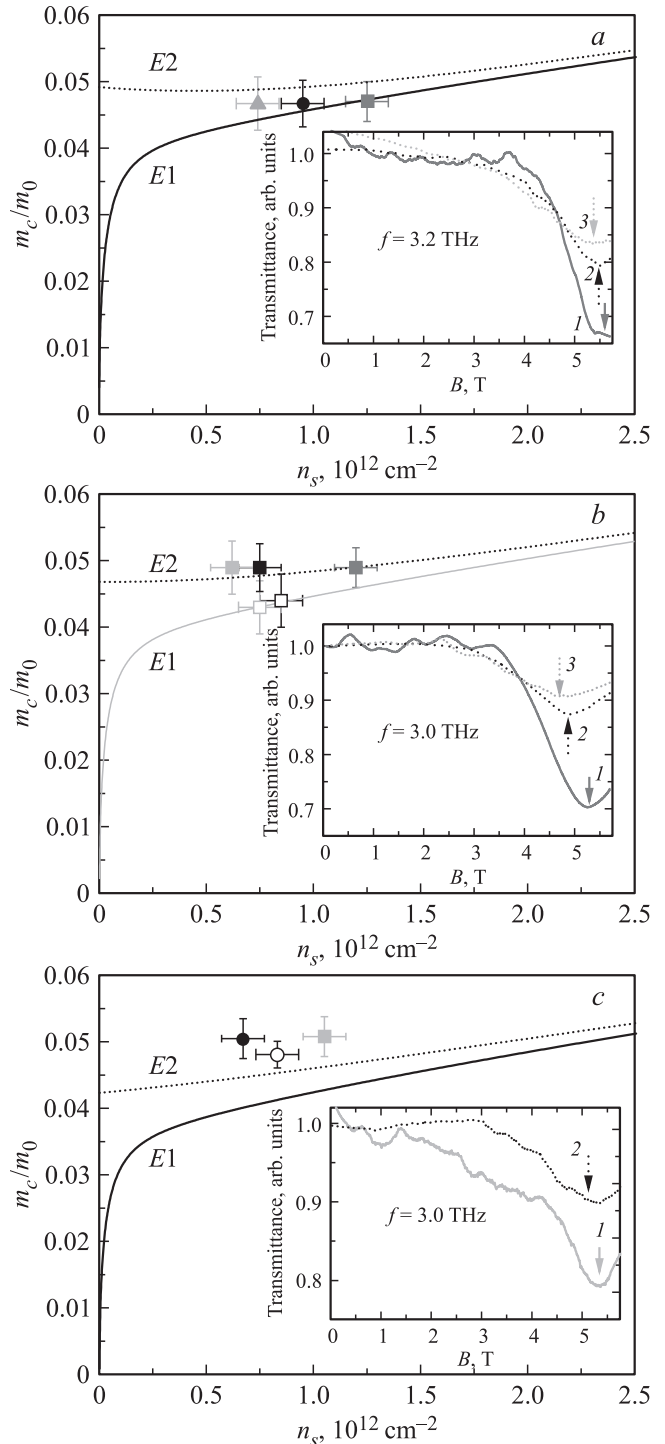


Рис. 3. Рассчитанные зависимости эффективной массы от концентрации в подзонах $E1$ (сплошные линии) и $E2$ (точечные линии) в образцах St1522 (1–3) (a–c) и экспериментально определенные величины (точки). На вставках — спектры ЦР, измеренные в темновых условиях (сплошные линии) и при подсветке (точечные линии). n_s , 10^{12} cm^{-2} : a — 2.5 (1), 1.9 (2), 1.6 (3); b — 2.4 (1), 1.62 (2), 1.37 (3); c — 2.1 (1), 1.5 (2).

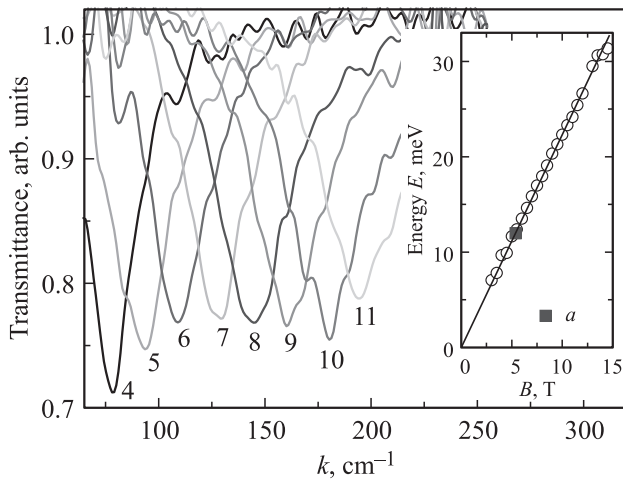


Рис. 4. Спектры ЦР в образце St1522(3) в темновых условиях, измеренные методом фурье-спектроскопии. Числа около кривых соответствуют значениям магнитного поля в Тл. На вставке — положение линии ЦР в зависимости от магнитного поля; *a* — положение линии, измеренное с помощью ККЛ (см. рис. 3, *c*).

ЦР при высоких факторах заполнения уровней Ландау ν . При меньших значениях суммарной концентрации (в обеих подзонах, $E1$ и $E2$, $\sim 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$) линия ЦР заметно уширяется, что связано с увеличением различия в циклотронных массах в „конической“ $E1$ и „параболической“ $E2$ подзонах. Наиболее ярко этот эффект проявляется в образце St1522(2), где в наибольшей степени удалось понизить концентрацию электронов. Как видно из рис. 3, *b*, с уменьшением концентрации электронов наблюдается значительный сдвиг максимума поглощения в область меньших магнитных полей (меньших циклотронных масс).

Определенные из измеренных спектров магнитопоглощения значения циклотронных масс представлены на рис. 3 точками. Концентрации электронов в каждой из подзон $E1$ и $E2$ определялись исходя из рассчитанного закона дисперсии. Видно, что наблюдаемые значения циклотронных масс в образцах St1522(1) и St1522(2) очень хорошо согласуются с результатами расчетов, однако для образца St1522(3) имеет место расхождение теоретических и экспериментальных значений циклотронных масс, природа которого пока непонятна. Для образца St1522(2) при концентрации 2D электронов $1.37 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в соответствии с законом дисперсии, представленным на рис. 2, 55% приходится на „коническую“ подзону $E1$ и 45% — на „параболическую“ подзону $E2$. Наблюдаемый сдвиг линии циклотронного резонанса при уменьшении концентрации электронов до $1.37 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ хорошо согласуется с рассчитанным значением эффективной массы в подзоне с коническим законом дисперсии $m_c = 0.043m_0$ при концентрации электронов в $E1$ $0.76 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что подтверждает предсказанную зонную структуру.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 15-52-16011, 16-02-00672), Российской академии наук, CNRS (LIA „TeraMIR“ project) и фонда некоммерческих программ „Династия“.

Список литературы

- [1] A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 110 (2009).
- [2] M.Z. Hasan, C.L. Kane. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 3405 (2010).
- [3] X.-L. Qi, S.-C. Zhang. *Rev. Mod. Phys.*, **83**, 1057 (2011).
- [4] 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. *Nat. Phys.*, **7**, 418 (2011).
- [5] M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita, C. Consejo, J. Torres, N. Dyakonova, M. Czapkiewicz, J. Wrbel, G. Grabecki, N. Mikhailov, S. Dvoretzkii, A. Ikonnikov, K. Spirin, V. Aleshkin, V. Gavrilenko, W. Knap. *Phys. Rev. B*, **86**, 205420 (2012).
- [6] B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.-C. Zhang. *Science*, **314**, 1757 (2006).
- [7] M. König, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, X.-L. Qi, S.-C. Zhang. *Science*, **318**, 766 (2007).
- [8] C. Liu, T.L. Hughes, X.-L. Qi, K. Wang, S.-C. Zhang. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 236601 (2008).
- [9] I. Knez, R.-R. Du, G. Sullivan. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 136603 (2011).
- [10] E.G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C.R. Becker, G. Landwehr, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. *Phys. Rev. B*, **72**, 035321 (2005).
- [11] S.S. Krishtopenko, A.V. Ikonnikov, K.V. Maremyanin, K.E. Spirin, V.I. Gavrilenko, Yu.G. Sadofyev, M. Goiran, M. Sadowsky, Yu.B. Vasilyev. *J. Appl. Phys.*, **111**, 093711 (2012).
- [12] S.S. Krishtopenko, A.V. Ikonnikov, M. Orlita, Yu.G. Sadofyev, M. Goiran, F. Teppe, W. Knap, V.I. Gavrilenko. *J. Appl. Phys.*, **117**, 112813 (2015).
- [13] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).
- [14] Е.А. Емельянов, Д.Ф. Феклин, А.В. Васев, М.А. Путьято, Б.Р. Семягин, А.П. Василенко, О.П. Пчеляков, В.В. Преображенский. *Автоматрица*, **47**, 43 (2011).
- [15] Е.А. Емельянов, Д.Ф. Феклин, А.В. Васев, М.А. Путьято, 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)* (Новосибирск, Изд-во Параллель, 2014) с. 336.
- [16] Yu.G. Sadofyev, A. Ramamoorthy, B. Naser, J.P. Bird, S.R. Jonson, Y.-H. Zhang. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 1833 (2002).
- [17] А.В. Иконников, А.В. Антонов, А.А. Ластовкин, В.И. Гавриленко, Ю.Г. Садофьев, N. Samal. *ФТП*, **44**, 1514 (2010).

Редактор Л.В. Шаронова

Cyclotron resonance of Dirac fermions in InAs/GaSb/InAs quantum wells

S.S. Krishtopenko^{1,3}, A.V. Ikonnikov^{1,2},
K.V. Maremyanin^{1,2}, L.S. Bovkun¹, K.E. Spirin¹,
A.M. Kadykov^{1,3}, M. Marcinkiewicz³, S. Ruffenach³,
C. Consejo³, F. Teppe³, W. Knap³, B.R. Semyagin⁴,
M.A. Putyato⁴, E.A. Emelyanov⁴,
V.V. Preobrazhenskii⁴, V.I. Gavrilenko^{1,2}

¹ Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

² Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

³ Laboratoire Charles Coulomb (L2C),
UMR CNRS 5221, Universite Montpellier,
34095 Montpellier, France

⁴ Rzhhanov Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Band structure of three-layer symmetric InAs/GaSb/InAs quantum wells sandwiched between AlSb barriers has been theoretically explored. It is shown that depending on InAs and GaSb layer thicknesses normal band structure, or gapless state with Dirac cone in the centre of Brillouin zone, or inverted band structure (two-dimensional topological insulator) can be realized in the system. Experimental studies of the cyclotron resonance in gapless samples with various electron concentrations confirm the existence of massless Dirac fermions in InAs/GaSb/InAs quantum wells.