Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 5, с. 342 – 348

Селективная спектроскопия туннельных переходов между уровнями Ландау в вертикальных графен–нитрид бора–графен гетероструктурах с двумя затворами

Ю. Н. Ханин[+], *Е. Е. Вдовин*[+1)], *А. Мищенко*[*2)], *Ж. С. Ту*[*2)], *А. Козиков*[*2)], *Р. В. Горбачев*[*2)], *К. С. Новоселов*[*2)]

[+]*Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*School of Physics and Astronomy, University of Manchester, Manchester, M13 9PL, UK*

Поступила в редакцию 28 июля 2016 г.

Исследовано резонансное магнитотуннелирование в гетероструктурах с однослойными листами графена, разделенными барьером из гексагонального нитрида бора, и двумя затворами, что позволило изучить переходы между индивидуальными уровнями Ландау, принадлежащими разным графеновым слоям, ограниченными узким окном проводимости, ширина которого регулируется смещающим напряжением. Построены и идентифицированы трехмерные карты равновесной туннельной проводимости в зависимости от напряжений на обоих затворах, отражающие движение резонансов между различными комбинациями индивидуальных уровней Ландау в верхнем и нижнем слоях. Обнаруженная ступенчатая структура карт тока с плато и резкими перескоками между ними обусловлена пиннингом химических потенциалов на уровнях Ландау в двух графеновых слоях. Наличие на вольтамперных характеристиках (ВАХ) в магнитном поле областей отрицательной дифференциальной проводимости с отношением пикового тока к долинному $I_p/I_v \sim 2$ свидетельствует о высокой степени сохранения параллельной интерфейсам компоненты импульса при туннелировании.

DOI: 10.7868/S0370274X16170100

К настоящему моменту туннелирование электронов между слоями графена, разделенными барьером из гексагонального нитрида бора (hBN), было исследовано экспериментально и теоретически в отсутствие магнитного поля как в системах с однослойным, так и с двухслойным графеном [1–13]. Сохранение импульса для туннелирующих электронов выполняется либо за счет рассеяния на примесях или фононах [5, 14, 15] либо за счет идеальной взаимной ориентации между слоями графена. В последнем случае было продемонстрировано наличие на туннельных характеристиках областей отрицательной дифференциальной проводимости, обусловленных минимальной степенью угловой разориентации кристаллических решеток двух графеновых слоев, составляющих туннельную вандерваальсковскую гетеросистему [2]. Показано, что в таких системах угловое рассогласование всего на несколько градусов приводит к значительному смещению соответствующих дираковских конусов в импульсном пространстве, а ток между графеновыми слоями определяется вероятностью туннельных переходов электронов, которая зависит от длины линии пересечения этих конусов. Кроме того, что взаимное расположение дираковских конусов зависит от рассогласования кристаллических решеток графена, оно также может управляться приложенным напряжением и при некотором его значение напряжений пересечение конусов имеет максимум. В результате ВАХ имеют резонансный пик и область с отрицательной дифференциальной проводимостью.

Магнитотуннелирование же в подобного рода системах изучалось до сего дня экспериментально только для случая туннельных структур с двумя листами однослойного графена, разделенными hBN барьером, и одним (нижним) затвором, роль которого выполняла высоколегированная Si подложка [16]. Магнитное поле, перпендикулярное графеновым слоям, приводило в такой ситуации к квантованию движения электронов в плоскости слоев и формированию неэквидистантных дискретных спектров уровней Ландау (УЛ) вследствие принципиального отличия свойств безмассовых дираковских фермионов в графене от носителей в традиционных материалах.

[1)]e-mail: vdov62@yandex.ru

[2)]A. Mishchenko, J.S. Tu, A. Kozikov, R.V. Gorbachev, K.S. Novoselov.

Собственные состояния электронов на УЛ графена формируются из двух компонент, одна из которых обусловлена псевдоспинами, а вторая – состояниями, подобными простому гармоническому осциллятору. В этих экспериментах были обнаружены наборы резонансных особенностей туннельных спектров, соответствующие резонансно-туннельным переходам электронов между УЛ в двух слоях графена, где максимумы тока отражали моменты совпадения заполненных и пустых УЛ в эмиттере и коллекторе, соответственно. Изменение затворного напряжения V_G меняло заполнения УЛ в слоях графена и позволило построить трехмерные карты туннельной проводимости в зависимости от смещающего V_b и затворного V_G напряжений, наглядно визуализующие туннельные переходы между различными наборами УЛ в эмиттере и коллекторе, составляющими интегральный туннельный ток в каждой точке этой карты. Каждая область проводимости на карте соответствует вполне определенным наборам заполненных и пустых УЛ в двух слоях графена, участвующих в туннельных переходах и дающих вклад в ток. Идентификация особенностей профиля карты производилась на основании численных расчетов, учитывающих вклад в проводимость всех УЛ в двух слоях графена, одновременно находящихся в условиях резонанса в окне туннельной проводимости (т.е. в энергетическом интервале между уровнями Ферми в исходном и конечном графеновых слоях, между которыми происходит туннелирование, вырезающем из плотностей состояний каждого из слоев именно те их заполненные и пустые части, которые только и могут непосредственно участвовать в туннельных переходах. Экспериментальная ситуация осложнялась в данном случае наличием только одного затвора, что приводило к необходимости приложения больших смещающих напряжений V_b (т.е. использования в эксперименте "широкого окна туннельной проводимости", когда в туннелировании участвуют одновременно по нескольку совпадающих по энергии пар УЛ в каждом из графеновых слоев. И хотя расчеты в данном случае показали хорошее совпадение с экспериментальными картами проводимости и позволили даже говорить авторам о сохранении энергии, импульса и хиральности в туннельных процессах, существенно более удобными и однозначными для идентификации и описания туннельных переходов между УЛ, а также обоснованного обсуждения степени соблюдения законов сохранения при этом, были бы двухзатворные структуры, позволяющие независимо управлять концентрацией носителей в каждом из слоев графена. Подобные структуры на основе GaAs уже успешно использовались ранее для изучения равновесного туннелирования между двумерными электронными системами (ДЭС) в узком окне проводимости [17, 18], а в нашем случае туннельных графеновых гетероструктур такой подход позволит селективно исследовать процесс туннелирования между единичными УЛ из каждого слоя, выделенными узким окном проходимости, и принципиально упростит интерпретацию эксперимента. Кроме того, в таких двухзатворных структурах существует потенциальная возможность для наблюдения кулоновской щели в туннельной плотности состояний, аналогично [17], но в новом типе двумерных систем.

В данной работе представлены результаты исследования резонансного туннелирования в гетероструктурах с однослойными листами графена, разделенными hBN барьером, и двумя затворами, где имелась возможность для изучения переходов между индивидуальными УЛ, принадлежащими разным графеновым слоям, ограниченными узким окном проводимости, ширина которого регулируется смещающим напряжением V_b. Построены трехмерные карты равновесной туннельной проводимости, отражающие движение резонансов УЛ с изменением напряжений на структуре. Показано, что исследования с использованием двухзатворной структуры в условиях равновесной проводимости позволяет не только избавиться от необходимости численных расчетов для идентификации переходов между УЛ, но и дает однозначную информацию о величинах энергетических интервалов между УЛ и их уширениях. Обнаруженная ступенчатая структура карт тока с плато и резкими перескоками между ними обусловлена пиннингом химических потенциалов на уровнях Ландау в двух графеновых слоях. Показано, что наличие на ВАХ в магнитным поле области отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) свидетельствуют о высокой степени сохранения параллельной интерфейсам компоненты импульса $k_{\|}$ при туннелировании, при этом величина "долинного тока" области ОДП отражает, в отличие от полупроводниковых резонансно-туннельных диодов, не вклад в ток неупругих процессов, а структуру плотности состояний графена в магнитном поле.

Исследовавшиеся образцы представляли собой вертикальные вандерваальсовские гетероструктуры, получаемые путем механического расслоения и переноса слоев графена и hBN, схематически изображенные на рис. 1a. На подложку из высоколегированного Si с верхним слоем SiO_2 толщиной 300 нм последовательно были нанесены следующие слои: hBN толщиной 30 нм (BN3), монослой графена (Gr2), hBN тол-

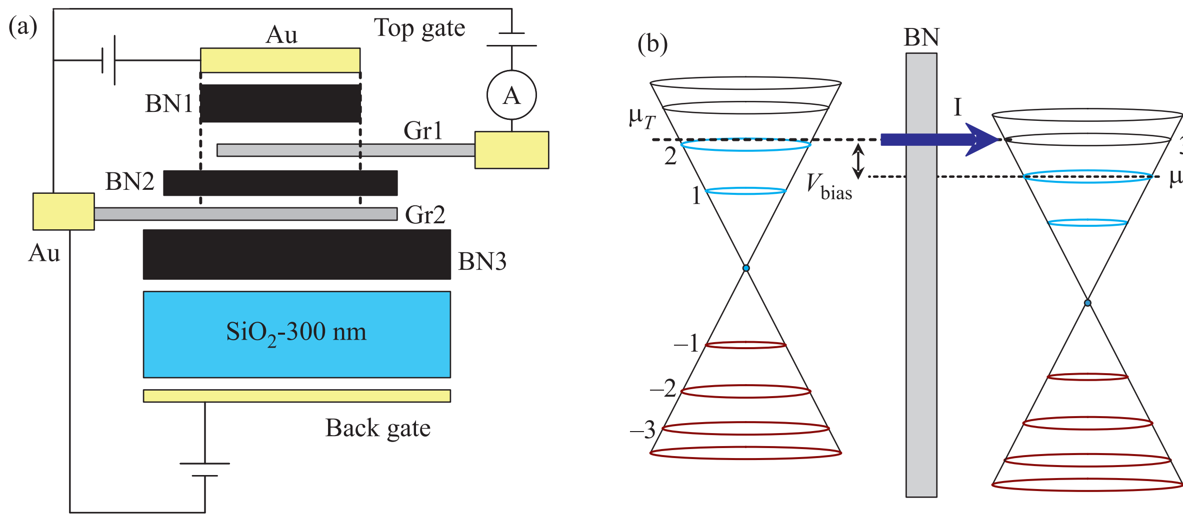

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схематическое изображение гетероструктуры и экспериментальной измерительной цепи, где Gr1 и Gr2 обозначены верхний и нижний монослои графена, BN1, BN2 и BN3 – верхний, туннельный и нижний подзатворные слои нитрида бора, соответственно, SiO_2 – основной диэлектрический слой нижнего затвора. (b) – Схема туннелирования между монослоями графена в магнитном поле. Цифрами обозначены уровни Ландау с соответствующими номерами, жирными линиями показаны заполненные, тонкими – пустые уровни, μ_T и μ_B – химические потенциалы в верхнем и нижнем слоях, V_b – смещающее напряжение

щиной 4 монослоя (BN2), монослой графена (Gr1) и hBN толщиной 15 нм (BN1). Контакты к слоям графена и верхняя затворная металлизация были изготовлены с помощью электронной литографии и напыления AuGe/Ni/Au. Проводящие графеновые слои Gr1 и Gr2 были изготовлены в виде крестообразной структуры, разделенной в месте пересечения туннельным барьером BN2, что позволяло производить измерения туннельной проводимости четырехзондовым методом. Рассогласование между кристаллографическими направлениями слоев Gr1 и Gr2 составляло около 1°, аналогично [2, 16], а площадь их пересечения – 25 мкм^2. Приложение магнитного поля, перпендикулярного плоскости графеновых слоев, приводило к квантованию движения электронов в плоскости слоев и формированию неэквидистантных дискретных уровней Ландау [16], графически представляющих собой окружности на поверхности дираковских конусов (см. рис. 1b), энергетический спектр которых описывается выражением $E = \pm v_F \times \times (2e\hbar|N| \cdot B)^{1/2}$, где $N = 0, \pm1, \pm2$, а v_F – скорость Ферми. Приложение напряжений к верхнему и нижнему затворах ($V_{G\,t}$ и $V_{G\,b}$) приводило к независимым изменениям химических потенциалов μ_t и μ_b и последовательному заполнению/опустошению УЛ в слоях. Смещающее напряжение $V_{\rm bias}$ изменяло взаимное расположение дираковских конусов по энергии и в случае совпадения заполненного и пустого УЛ открывался возможный канал для резонансно-туннельного тока, изображенный для примера на рис. 1b жирной стрелкой и обозначенный буквой I. Строго говоря, условию резонанса между УЛ с сохранением энергии и импульса соответствует пересечение заполненного и пустого УЛ в k-пространстве, что нельзя отразить на представленной упрощенной схеме туннелирования. Детально туннелирование между УЛ в двух слоях графена описано в работе [16]. Изменение напряжения $V_{\rm bias}$ и контроль за $V_{G\,t}$ и $V_{G\,b}$ давали нам в результате возможность наблюдать последовательность особенностей на ВАХ, соответствующих туннельным резонансам между единичными УЛ в верхнем и нижнем слоях. Поддерживая же минимальное значение $V_{\rm bias}$ и изменяя $V_{G\,t}$ и $V_{G\,b}$ мы смогли построить трехмерные карты равновесной туннельной проводимости данных гетероструктур. ВАХ были измерены при уровне шума менее 50 фА, карты проводимости были построены с помощью модуляционной методики с амплитудой модулирующего напряжения 0.1 мВ на частоте 27 Гц. Измерения проводились при температурах 4.2–77 К.

На рис. 2 представлена типичная экспериментальная зависимость равновесной дифференциальной проводимости $dI/dV_{\rm bias}$ от напряжения на верхнем затворе $V_{\rm top\ gate}$ в магнитном поле 4 Т при постоянном напряжении на нижнем затворе $V_{\rm back\ gate} = 26$ В и температуре 4.2 К. Наблюдаемая на кривой серия особенностей (пиков проводимости) соответствует резонансно-туннельным переходам между

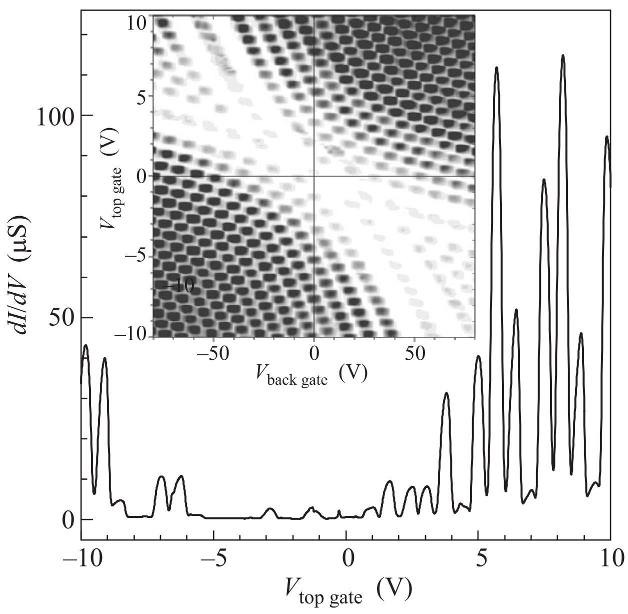

Рис. 2. Экспериментальная зависимость dI/dV от $V_{\text{top gate}}$ в магнитном поле 4 Т при постоянном напряжении $V_{\text{back gate}} = 26$ В и температуре 4.2 К. На вставке показана трехмерная карта равновесной туннельной проводимости при $B = 4$ Т

УЛ в графеновых слоях при минимальном удобном для измерения равновесной проводимости модулирующей компоненте смещающего напряжения с амплитудой 0.1 мВ и при постоянном $V_{\text{bias}} = 0$. Поддержание постоянными величин $V_{\text{bias}} = 0$ и $V_{\text{back gate}}$ и увеличение $V_{\text{top gate}}$ приводит к последовательному заполнению УЛ верхнего слоя графена с все большими номерами и визуально отражается (см. рис. 1b) смещением левого конуса вниз по шкале энергии при том, что правый конус остается в фиксированной позиции. В результате заполняемые УЛ левого конуса последовательно входят в резонанс с ближайшем к μ_{B} УЛ в правом конусе, на котором есть пустые состояния ($N = +3$ на рис. 1b), что отражается в виде пиков на экспериментальной кривой. Уменьшение $V_{\text{top gate}}$, как видно из рис. 1b, позволяет также наблюдать переходы между дырочными и электронными УЛ в левом и правом конусах соответственно. Таким образом, мы можем сканировать спектр УЛ верхнего слоя графена при фиксированном заполнении нижнего. Амплитуды экспериментальных пиков отражают степень отклонения от собственных максимумов каждого из двух уширенных УЛ в момент резонанса в узком окне проводимости (при $V_{\text{bias}} \sim 0$) и меру перекрытия двухкомпонентных хиральных волновых функций в слоях [16]. Изменение $V_{\text{back gate}}$ приводит к последовательному заполнению УЛ в правом конусе и, таким образом, меняет номер УЛ выполняющего роль "сканера", что позволяет нам изучать туннельные переходы между различными комбинациями индивидуальных УЛ в левом и правом слоях. Измерения dI/dV_{bias}–$V_{\text{top gate}}$ характеристик в широких интервалах $V_{\text{top gate}}$ и $V_{\text{back gate}}$ позволило нам построить трехмерные карты равновесной туннельной проводимости, визуализующие весь доступный нам спектр туннельных переходов при $B = 4$ Т (см. вставку к рис. 2). Шаг $V_{\text{back gate}}$ при измерениях карты составлял 2 В, что соответствовало 81 кривой, а актуальные интервалы затворных напряжений ограничивались возможностью пробоя структуры. Каждая темная область на карте соответствует высокой туннельной проводимости и отражает конкретный переход между УЛ с определенными номерами N_T и N_B в верхнем и нижнем слоях. Нижняя левая часть карты при отрицательных напряжениях $V_{\text{back gate}}$ и $V_{\text{top gate}}$ относится к ситуации, когда в нижнем и верхнем слоях заполнены только дырочные УЛ ($N_T < 0$ и $N_B < 0$) и туннельные переходы происходят исключительно между ними, верхняя же правая часть соответствует условию $N_T > 0$ и $N_B > 0$, когда туннелирование осуществляется между электронными УЛ. Левая верхняя и правая нижняя области относятся к смешанным ситуациям туннелирования между дырочными и электронными УЛ в слоях. Амплитуды таких электронно-дырочных переходов, как видно, существенно меньше электрон-электронных и дырочно-дырочных в согласии с теорией [16]. Количественный анализ амплитуд полученной нами карты переходов между индивидуальными УЛ требует дополнительных расчетов на основе [16] и обещает дать нам новую информацию о свойствах двухкомпонентных волновых функций конкретных УЛ и механизмах туннельных переходов между ними в последующих работах. Однако, поскольку в отличие от [16] наш эксперимент позволил провести локальную спектрометрию плотности состояний на УЛ в узком окне проводимости, индетификация областей карты, соответствующих переходам между парами УЛ с определенными номерами N_T и N_B оказалась возможной без привлечения численных расчетов, как в [16], на основе элементарной геометрической модели пересечения дираковских конусов с окружностями на них, представляющими УЛ. Применимость такой простой модели обусловлено тем, что начало координат карты $V_{\text{back gate}} = 0$ и $V_{\text{top gate}} = 0$ отвечает условию совпадения μ_B, μ_T и дираковских точек в обоих слоях, а каждый резонанс в режиме узкого окна порождается переходом между конкретной парой совпадающих по энергии УЛ в разных слоях. Например, правая верхняя часть карты представляет собой сетку переходов между 17-ю электронными УЛ верхнего слоя и 14-ю электронными УЛ нижнего. Таким образом, первый наблюдаемый в этой области карты резонанс при $V_{\text{back gate}} = 5.2\,\text{В}$ и $V_{\text{top gate}} = 0.9\,\text{В}$ отвечает переходу между УЛ с $N_B = 1$ и $N_T = 1$, а последний в правом верхнем углу при $V_{\text{back gate}} = 76\,\text{В}$ и $V_{\text{top gate}} = 9.4\,\text{В}$ – УЛ с $N_B = 14$ и $N_T = 17$. Сгущение сетки к правому верхнему углу, очевидно объяснимо уменьшением расстояния между УЛ с ростом индексов. Вследствие симметричности карты относительно начала координат идентификация дырочно-дырочных переходов производилась аналогичным образом. Проверка нашей идентификации путем сравнения с предварительным численным моделированием, аналогичным [16], показала полную идентичность получаемых результатов. Малая амплитуда переходов между УЛ с низкими индексами не согласуется с теорией [16] и требует дальнейшего осмысления. В результате мы полагаем, что эксперимент на такой двухзатворной структуре в условиях равновесной проводимости позволяет не только избавиться от необходимости численных расчетов для идентификации переходов, но и дает однозначную информацию о величинах энергетических интервалов между УЛ и их уширениях.

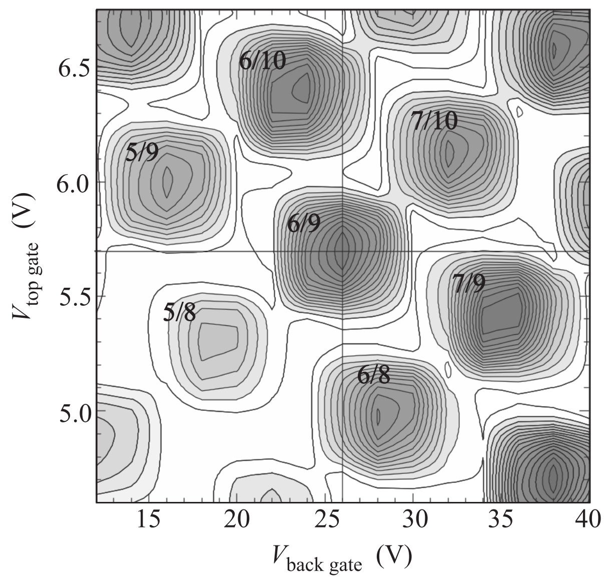

Рис. 3. Детальный фрагмент трехмерной карты равновесной туннельной проводимости с центром в $V_{\text{back gate}} = 26\,\text{В}$ и $V_{\text{top gate}} = 5.7\,\text{В}$ при $B = 4\,\text{Т}$. Пары индексов на затемненных областях, соответствующих высокой проводимости, отражают УЛ определяющие туннельные переходы в каждой конкретной области карты

Более детально небольшая область электрон-электронных переходов между УЛ представлена на рис. 3. Этот участок был измерен нами с более высоким разрешением (шаг $V_{\text{back gate}}$ составлял 0.5 В). Центральная затемненная область на рис. 3 вокруг $V_{\text{back gate}} = 26\,\text{В}$ и $V_{\text{top gate}} = 5.7\,\text{В}$ соответствует переходу между УЛ с $N_B = 6$ и $N_T = 9$. Окружающие центральную области высокой проводимости отвечают переходам с наборами индексов 6/10, 7/10, 7/9, 6/8, 5/8 и 5/9, как показано на рис. 3. И, как становится очевидным из рис. 3 с высоким разрешением, интенсивности близлежащих затемненных областей существенно различаются, что отражает различную вероятность туннельных переходов, определяемую как было указано выше перекрытием двухкомпонентных хиральных волновых функций, соответствующих УЛ в слоях [16].

С целью изучения степени сохранения импульса при туннелировании в магнитном поле нами были измерены ВАХ в условиях совпадения УЛ при фиксированных $V_{\text{back gate}}$ и $V_{\text{top gate}}$. Для примера на рис. 4a представлена экспериментальная ВАХ, измеренная при $V_{\text{back gate}} = 26\,\text{В}$ и $V_{\text{top gate}} = 5.7\,\text{В}$, что соответствует центру карты на рис. 3 и отражает переход между УЛ с $N_T = 9$ и $N_B = 6$. ВАХ демонстрирует традиционную для резонансного туннелирования форму с максимумами при $V_{\text{bias}} \approx \pm 5\,\text{мВ}$ и следующими за ними областями отрицательной дифференциальной проводимости. Большое отношение пикового тока к долинному $I_p/I_v \sim 2$, по аналогии с традиционным резонансно-туннельными характеристиками, свидетельствует о высокой степени сохранения импульса, хотя в нашем случае долинный ток I_v отражает не вклад неупругих процессов в ток, как в обычных резонансно-туннельных диодах, а величину плотности состояний между УЛ. На последнее указывает сравнение ВАХ в $B = 4\,\text{Т}$ и в отсутствии магнитного поля (пунктирная линия на рис. 4a), которое показало, что площади под этими кривыми приблизительно равны и, следовательно, поскольку ток в относительно небольших интервалах смещений определяется преимущественно плотностью состояний, ВАХ при $B = 4\,\text{Т}$ отражает перенормировку плотности состояний в магнитном поле. Отметим, что из этой характеристики при $B = 4\,\text{Т}$ можно оценить уширение двух УЛ для данного перехода ($N_T = 9$ и $N_B = 6$). Полагая приблизительно одинаковую ширину УЛ и коэффициент пересчета напряжения в энергию равным 0.5, получаем это уширение порядка 2 мэВ, что как минимум на порядок меньше обнаруженной в работе [19] и, очевидно, обусловлено

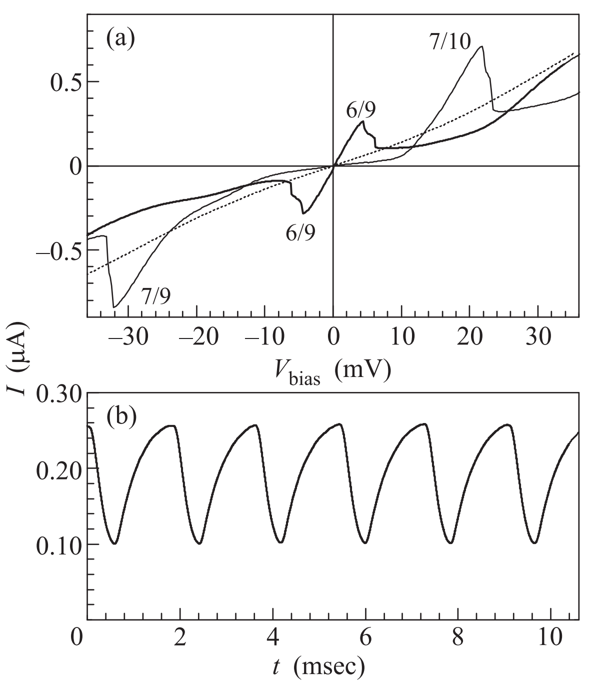

Рис. 4. (a) – Экспериментальная ВАХ, обозначенная как 6/9, измерена при $V_{\text{back gate}} = 26$ В и $V_{\text{top gate}} = 5.7$ В и $B = 4$ Т, что соответствует переходу между УЛ с $N_T = 9$ и $N_B = 6$, пунктирной линией представлена ВАХ при тех же $V_{\text{back gate}}$ и $V_{\text{top gate}}$ и $B = 0$, кривая с индексами 7/9 и 7/10 измерена при $V_{\text{back gate}} = 31.5$ В и $V_{\text{top gate}} = 5.7$ В и $B = 4$ Т и отражает переходы с соответствующими наборам индексов номерами. (b) – Осцилляции туннельного тока при $V_{\text{back gate}} = 26$ В, $V_{\text{top gate}} = 5.7$ В, $V_{\text{bias}} = 5$ мВ и $B = 4$ Т

использованием нами hBN подложек вместо SiO_2 в [19]. ВАХ при $V_{\text{back gate}} = 31.5$ В и $V_{\text{top gate}} = 5.7$ В, обозначенная наборами индексов 7/9 и 7/10 возле резонансных пиков тока при отрицательном и положительном смещениях, физически соответствует условию, когда при $V_{\text{bias}} = 0$ напротив наполовину заполненного УЛ с $N_B = 7$ в нижнем слое находится минимум плотности состояний верхнего слоя между УЛ с $N_T = 9$ и $N_T = 10$. Приложение же положительного или отрицательного V_{bias} приводит к резонансному росту туннельного тока между соответствующими УЛ. Отметим, что на ВАХ с индексами 6/10, в отличие от вышеописанной, резонансы при отрицательном и положительном смещениях соответствуют переходам только между одной парой УЛ, поскольку при $V_{\text{bias}} = 0$ напротив наполовину заполненного УЛ с $N_B = 6$ в нижнем слое находится наполовину заполненный УЛ с $N_B = 9$. Кроме того, в области отрицательного дифференциального сопротивления нами была обнаружена генерация туннельного тока (см. рис. 4b) с частотой порядка 500 Гц (см. рис. 4b), что радикально отличается от предсказанной теоретически для подобных структур величины порядка 50 ГГц [20]. Вероятнее всего, это отличие обусловлено параметрами внутреннего дизайна гетероструктуры (например, паразитной емкостью золотых контактов к нижнему затвору) и внешней измерительной цепи [21] и для улучшения частотных характеристик систем, подобных нашим, требуется дополнительное исследование по их оптимизации (как например, изготовление подобных образцов на изолирующих подложках [22]).

Рис. 5 представляет собой трехмерную карту абсолютной величины туннельного тока в координатах $V_{\text{back gate}}$–V_{bias} в магнитном поле 4 Т и фиксированном $V_{\text{top gate}} = 5.7$ В. Каждая вертикальная линия на карте соответствует туннельному спектру, полученному при определенном напряжении на нижнем затворе, например, разрез по вертикали при $V_{\text{back gate}} = 26$ В соответствует ВАХ с рис. 4a. Наиболее темные области отражают движения максимумов тока. Полученная карта тока обнаруживает ступенчатую структуру движения максимумов (см. рис. 5), обусловленную пиннингом химических потенциалов на уровнях Ландау в двух графеновых слоях. Эффект такого рода ранее уже наблюдался при исследованиях высокоподвижных GaAs образцов методами емкостной спектроскопии [23], в экспериментах с однослойными графеновыми структура-

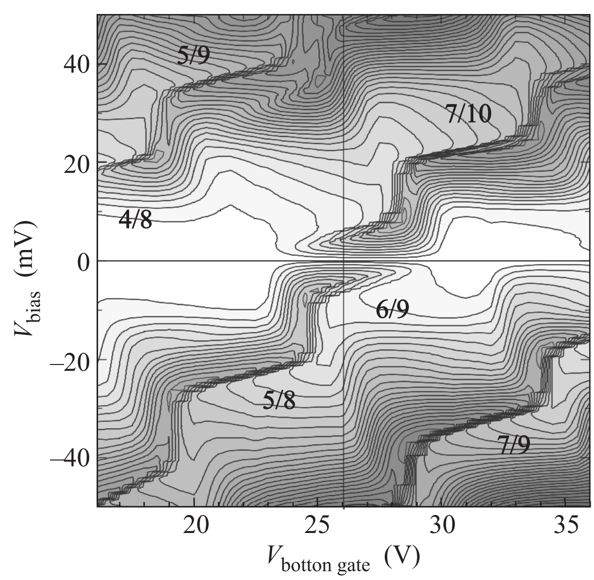

Рис. 5. Карта абсолютной величины туннельного тока в координатах $V_{\text{back gate}}$–V_{bias} в магнитном поле 4 Т и фиксированном $V_{\text{top gate}} = 5.7$ В. Пары индексов над плато соответствуют УЛ, определяющим туннельные переходы в каждой конкретной области карты

ми [19] и был предсказан для подобных нашей структур с двумя графеновыми слоями [24]. Более детально это выглядит следующим образом: спектр УЛ состоит из пиков, где плотность состояний велика, разделенных минимумами с малой плотностью состояний. Поскольку для заполнения областей спектра УЛ с высокой плотностью состояний требуются большие изменения концентрации носителей и, соответственно, $V_{\text{back gate}}$, это приводит к плато, где химический потенциал пиннингуется на конкретном УЛ. Скачки между такими плато является результатом того факта, что заполнение областей с низкой плотностью состояний между УЛ не требует больших изменений концентрации носителей ($V_{\text{back gate}}$). Чем шире УЛ, тем больше наклон плато и тем менее резок скачек между ними. На основе карты равновесной проводимости на рис. 3 мы произвели идентификацию переходов между УЛ порождающих наблюдаемые плато на карте, что отражено наборами индексов на рисунке. Аналогичная карта тока со ступенчатой структурой пиков была получена и в координатах $V_{\text{top gate}}$–V_{bias} и фиксированном $V_{\text{back gate}} = 26$ В, которая здесь для краткости не приводится.

Авторы выражают благодарность В.В. Белову, М.В. Григорьеву и П.Л. Шабельниковой (ИПТМ РАН) за техническое содействие и Л. Ивсу (L. Eaves) и М.Т. Гринуэю (M.T. Greenaway) за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ 15-02-01221-а и программ фундаментальных исследований Президиума РАН "Актуальные проблемы физики низких температур" и "Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий".

1. L. Britnell, R.V. Gorbachev, A.K. Geim, L.A. Ponomarenko, A. Mishchenko, M.T. Greenaway, T.M. Fromhold, K.S. Novoselov, and L. Eaves, Nature Communications **4**, 1794 (2013).
2. A. Mishchenko, J.S. Tu, Y. Cao et al. (Collaboration), Nature Nanotechnology **9**, 808 (2014).
3. B. Fallahazad, K. Lee, S. Kang, J. Xue, S. Larentis, C. Corbet, K. Kim, H.C.P. Movva, T. Taniguchi, K. Watanabe, L.F. Register, S.K. Banerjee, and E. Tutuc, Nano Lett. **15**, 428 (2015).
4. K. Kim, M. Yankowitz, B. Fallahazad, S. Kang, H.C.P. Movva, S. Huang, S. Larentis, C.M. Corbet, T. Taniguchi, K. Watanabe, S.K. Banerjee, B.J. LeRoy, and E. Tutuc, Nano Lett. **16**, 1989 (2016).
5. E.E. Vdovin, A. Mishchenko, M.T. Greenaway, M.J. Zhu, D. Ghazaryan, A. Misra, Y. Cao, S.V. Morozov, O. Makarovsky, T.M. Fromhold, A. Patanè, G.J. Slotman, M.I. Katsnelson, A.K. Geim, K.S. Novoselov, and L. Eaves, Phys. Rev. Lett. **116**, 186603 (2016).
6. R.M. Feenstra, D. Jena, and G. Gu, J. Appl. Phys. **111**, 043711 (2012).
7. F.T. Vasko, Phys. Rev. B **87**, 075424 (2013).
8. S.C. de la Barrera, Q. Gao, and R.M. Feenstra, J. Vacuum Science & Technology B **32**, 04E101 (2014).
9. L. Brey, Phys. Rev. Appl. **2**, 014003 (2014).
10. S.C. de la Barrera and R.M. Feenstra, Appl. Phys. Lett. **106**, 093115 (2015).
11. T.L.M. Lane, J.R. Wallbank, and V.I. Fal'ko, Appl. Phys. Lett. **107**, 203506 (2015).
12. K.A. Guerrero-Becerra, A. Tomadin, and M. Polini, Phys. Rev. B **93**, 125417 (2016).
13. B. Amorim, R.M. Ribeiroand, and N.M.R. Peres, Phys. Rev. B **93**, 235403 (2016).
14. F. Amet, J.R. Williams, A.G.F. Garcia, M. Yankowitz, K. Watanabe, T. Taniguchi, and D. Goldhaber-Gordon, Phys. Rev. B **85**, 073405 (2012).
15. S. Jung, M. Park, J. Park, T.-Y. Jeong, H.-J. Kim, K. Watanabe, T. Taniguchi, D. Han Ha, C. Hwang, and Y.-S. Kim, Sci. Rep. **5**, 16642 (2015).
16. M.T. Greenaway, E.E. Vdovin, A. Mishchenko, O. Makarovsky, A. Patanè, J.R. Wallbank, Y. Cao, A.V. Kretinin , M.J. Zhu, S.V. Morozov, V.I. Fal'ko, K.S. Novoselov, A.K. Geim, T.M. Fromhold, and L. Eaves, Nat. Phys. **11**, 1057 (2015).
17. J.P. Eisenshtein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. Lett. **69**, 3804 (1992).
18. N. Turner, J.T. Nicholls, E.H. Linfield, K.M. Brown, G.A. Jones, and D.A. Ritchie, Phys. Rev. B **54**, 10614 (1996).
19. A. Luican, G. Li, and E.Y. Andrei, Phys. Rev. B **83**, 041405 (2011).
20. J. Gaskell, L. Eaves, K.S. Novoselov, A. Mishchenko, A. Geim, T.M. Fromhold, M.T. Greenaway, Appl. Phys. Lett. **107**, 103105 (2015).
21. E.R. Brown, C.D. Parker, and T.C.L.G. Sollner, Appl. Phys. Lett. **54**, 934 (1989).
22. L.A. Ponomarenko, R. Yang, R.V. Gorbachev, P. Blake, A.S. Mayorov, K.S. Novoselov, M.I. Katsnelson, and A.K. Geim, Phys. Rev. Lett. **105**, 136801 (2010).
23. O. Dial, R. Ashoori, L. Pfeiffer, and K. West, Nature **448**, 176 (2007).
24. J.R. Wallbank, *Electronic Properties of Graphene Heterostructures with Hexagonal Crystals*, Springer International Publishing (2014), p. 84.