

Туннелирование в графен/ h - BN /графен гетероструктурах через нульмерные уровни дефектов h - BN и их использование в качестве зонда для измерения плотности состояний графена

Ю. Н. Ханин⁺, Е. Е. Вдовин⁺¹⁾, М. В. Григорьев⁺, О. Макаровский^{*2)}, М. Алхазми^{×2)}, С. В. Морозов^{+×2)},
А. Мищенко^{×2)}, К. С. Новоселов^{×2)}

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

^{*}School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, NG7 2RD, UK

[×]School of Physics and Astronomy, University of Manchester, Oxford Road, Manchester, M13 9PL, UK

Поступила в редакцию 15 февраля 2019 г.

После переработки 15 февраля 2019 г.

Принята к публикации 18 февраля 2019 г.

Исследована эволюция проявления уровней дефектов h - BN в туннелировании через гетероструктуры графен/ h - BN /графен различной степени совершенства, от полностью бездефектных до демонстрировавших несколько десятков уровней в запрещенной зоне h - BN . Показана связь поведения этих уровней с движением точек Дирака и химических потенциалов графеновых слоев при изменении смещающего и затворного напряжений, описываемым электростатической моделью идеальной бездефектной гетероструктуры. Исследована плотность состояний графена в магнитном поле путем зондирования ее уровнем единичного дефекта, с чувствительностью, позволившей зарегистрировать уже при $B \sim 4$ Т расщепление нулевого уровня Ландау, обусловленного снятием спинового и долинного вырождения.

DOI: 10.1134/S0370274X19070129

Введение. Вандерваальсовские гетероструктуры на основе графена и гексагонального нитрида бора (h - BN) привлекли в последние годы большое внимание как в фундаментальной физике так и в прикладных исследованиях. Особая роль гексагонального нитрида бора (h - BN) в таких структурах обусловлена тем, что он обладает большой шириной запрещенной зоны, ~ 5.9 эВ, а его постоянная решетки только на 1.8% больше, чем у графена, в результате чего h - BN оказался одним из самых актуальных материалов на роль подзатворного диэлектрика или туннельного барьера. Однако недавние спектроскопические исследования электронных и фононных свойств h - BN продемонстрировали сильное влияние на эти свойства дефектных состояний нанометрового размера в h - BN . Уже было обнаружено, что множественные (более 50) локализованные состояния дефектов с различными энергиями в пределах его запрещенной зоны порождают туннельные каналы в h - BN барьере, которые могут существенно менять электронный транспорт в таких

системах, а также приводить к утечкам, телеграфному шуму и пробоем подзатворных диэлектриков, и поэтому, естественно, требуют интенсивных дальнейших исследований, поскольку еще не выяснена однозначно физическая природа их происхождения и причины их неожиданного многообразия [1–6]. К настоящему моменту из общих соображений и простых модельных расчетов предполагается, что локализованные электронные состояния в запрещенной зоне кристаллов h - BN могут существовать из-за наличия собственных структурных дефектов и примесей, т.е. вакансий различного типа и атомов внедрения (чаще всего углерода), которые присутствуют даже в номинально чистом кристалле h - BN . Также дефекты могут быть введены непреднамеренно в процессе механического отшелушивания h - BN и его встраивания в многослойную вандерваальсовскую гетероструктуру. Но все эти предположения не объясняют, почему экспериментально наблюдается такое большое число различных уровней в запрещенной зоне h - BN и тем более не описывает их спектр.

При этом, однако, также оказалось, что электронные переходы между такими состояниями дефектов в h - BN являются эффективными квантовыми излучателями видимого диапазона нанометрового мас-

¹⁾e-mail: vdov62@yandex.ru

²⁾O. Makarovskiy, Manal Alhazmi, S. V. Morozov, A. Mishchenko, K. S. Novoselov.

штаба и имеют потенциал для применения в нанопотонике, оптоэлектронике и квантовой обработке информации [7–9]. В этих работах наблюдались резкие эмиссионные линии от оптически активных дефектов *h-BN*, распределенных по энергетическому диапазону более 500 мэВ, причем их спектры значительно отличались для однослойного и многослойного *h-BN*. При этом, как отмечалось, до настоящего времени дефектные состояния как в однослойном, так и в многослойном *h-BN* остаются крайне мало изученными, что также мотивирует исследование их свойств и с этой точки зрения.

Еще одним важным стимулом к исследованиям туннелирования с участием нульмерных состояний в барьерных слоях в вандерваальсовских структурах, по аналогии с ранними работами в полупроводниковых гетероструктурах [10–17], является естественная потенциальная возможность реализации прямого прецизионного экспериментального измерения тонкой структуры плотности состояний двумерного газа с использованием такого нульмерного состояния в качестве сканера с разрешением недоступным другим методикам. Этот метод существенно превосходит прежние эксперименты по туннелированию между двумерными газами, так как локализованное состояние (зонд) имеет характерный диаметр ~ 10 нм и, в отличие от обычных измерений параллельного магнитотранспорта, позволяет исследовать не только свойства на уровне Ферми, но и особенности в плотности состояний под ним [17]. Так, например, в работе [13] с помощью этого метода в GaAs/AlAs гетероструктуре была изучена тонкая структура плотности состояний двумерного газа в процессе формирования и эволюции уровней Ландау, проявлявшаяся, начиная с малых магнитных полей ~ 0.1 Т.

В данной работе исследовался туннельный транспорт в графен/*h-BN*/графен гетероструктурах с высокой степенью разориентации графеновых слоев и различной степенью совершенства слоев *h-BN*. Это позволило нам в рамках одного эксперимента систематически исследовать проявления дефектных состояний в туннелировании (от их отсутствия до нескольких десятков в запрещенной зоне *h-BN*) и их связи с характеристическими зависимостями электростатической модели идеальной бездефектной гетероструктуры. Обнаружено критическое влияние туннелирования через уровень одного дефекта на суммарный транспорт, когда ток через него многократно превосходил нерезонансный ток через всю структуру, что дало возможность проследить за поведением отдельного уровня дефекта на карте туннельной проводимости в зависимости от затворного и

сдвигающего напряжений и, таким образом, визуализировать его связь с бездефектной электростатической моделью, а также реализовать эксперимент по исследованию плотности состояний графена путем сканирования ее уровнем дефекта. Исследована плотность состояний графена в магнитном поле с чувствительностью, позволившей зарегистрировать расщепление нулевого уровня Ландау при $B \sim 4$ Т, обусловленное снятием спинового и долинного вырождения.

Исследовавшиеся образцы представляли собой вертикальные вандерваальсовские гетероструктуры, получаемые путем механического расслоения и переноса слоев графена и *h-BN* (см. верхнюю схему на рис. 1). Изучалось два типа образцов, отличавшихся устройством нижнего затвора, – в первом типе затвор состоял из высоколегированного Si и диэлектрических слоев толщиной $D = 290$ нм (SiO_2) + 30 нм (*h-BN*), а во втором из графенового электрода и слоя *h-BN* толщиной $D = 25$ –30 нм, что обуславливало разные рабочие интервалы затворных напряжений. Контакты к слоям графена и верхняя затворная металлизация были изготовлены с помощью электронной литографии и напыления AuGe/Ni/Au. Проводящие графеновые слои Gr_b и Gr_t были изготовлены в виде крестообразной структуры, разделенной в месте пересечения туннельным барьером *h-BN* толщиной d в несколько (3–6 шт.) монослоев, площадь пересечения графеновых электродов была 25–50 мкм². Измерения туннельной проводимости/тока производились четырехзондовым методом.

Схематическое изображение основных слоев структуры, измерительной цепи и представление основных туннельных процессов показаны на рис. 1а. Несколько атомных слоев *h-BN* образуют туннельный барьер, расположенный между двумя монослоями графена, изображенными в виде сечения конусов Gr_b и Gr_t , которые действуют как электроды истока и стока. При приложении напряжения смещения V_{bias} между ними химические потенциалы в верхнем и нижнем электродах (μ_t и μ_b) смещаются друг относительно друга и возникает экспоненциально растущий туннельный ток I через барьер (белая стрелка на рис. 1а), как результат переходов носителей из заполненных состояний в одном графеновом электроде в пустые состояния в другом. В случае же если в барьерном слое находится локализованное состояние любой природы и его энергетический уровень, двигаясь с изменением V_{bias} , совпадает с химическим потенциалом μ_t в верхнем (правом на схеме рис. 1а) контакте, открывается канал резонансного туннелирования через это состояние (черные стрелки

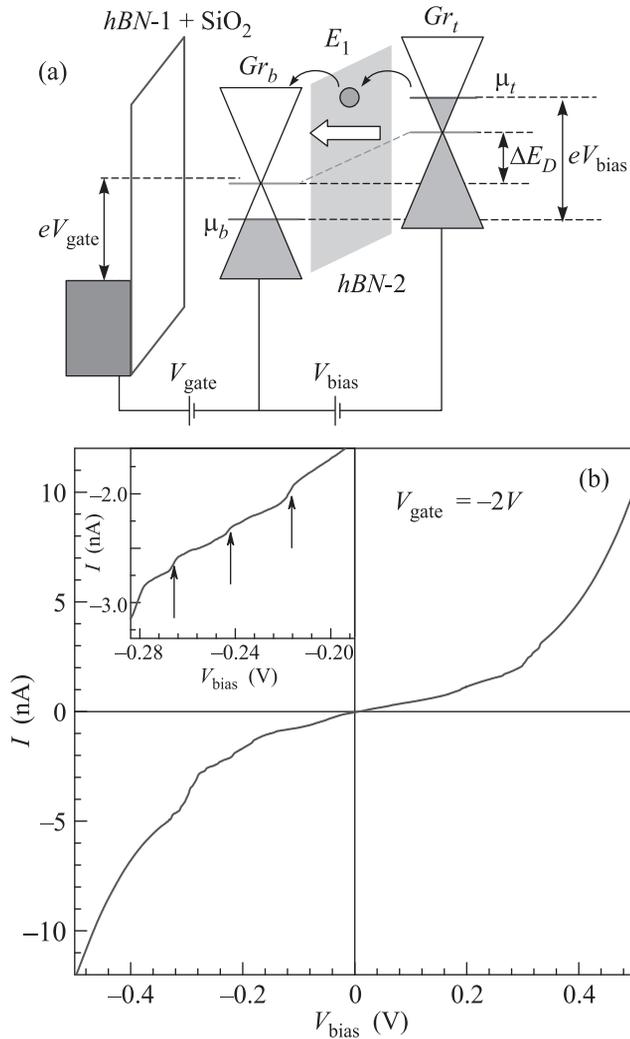


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схема экспериментальной однозатворной структуры графен/*h*-BN/графен в электростатической модели конденсатора с тремя обкладками и процессов туннелирования в ней. (б) – Вольт-амперная характеристика одного из экспериментальных образцов при $V_{\text{gate}} = -2\text{В}$, $T = 2\text{К}$. На вставке показана увеличенная область кривой, где стрелками отмечены пороги туннелирования через уровни дефектов

рис. 1а), проявляющийся в токе в виде ступени (пика в дифференциальной проводимости), поскольку при дальнейшем увеличении V_{bias} после порога этого резонанса ток через него меняется относительно слабо [5, 10]. В наших образцах кристаллические решетки графеновых электродов были развернуты друг относительно друга на угол больше 10° . Такая разориентация подавляет прямое межзонное резонансное туннелирование с сохранением продольной слоям компоненты импульса и позволяет детально изучить малый туннельный ток при переходах через

индивидуальное локализованное состояние [18]. Нижний затворный электрод, расположенный на подложке, используется для регулировки концентрации носителей в графеновых слоях путем изменения напряжения затвора, V_{gate} . Энергетический сдвиг Дираковских точек, зависящий от V_{gate} и V_{bias} , обозначен на рис. 1а как ΔE_D , и для наших образцов равен нулю при V_{gate} и $V_{\text{bias}} = 0$ (т.е. в графеновых электродах отсутствует химическое легирование).

Большая часть исследованных образцов (более 2/3 образцов) демонстрировала монотонные экспоненциальные вольт-амперные характеристики (ВАХ), обусловленные туннельными переходами электронов из заполненных в пустые состояния дираковских конусов в верхнем Gr_b и нижнем Gr_t слоях без сохранения компоненты импульса вдоль слоев [18], свидетельствуя об отсутствии дополнительных каналов туннелирования и, соответственно, дефектов в *h*-BN. Часть же образцов обнаруживала дополнительные ступенчатые особенности на фоне экспоненциальной ВАХ, как на рис. 1б и, более подробно, на вставке к нему, которые обусловлены туннельными переходами через локализованные состояния, аналогично прежним исследованиям полупроводниковых и графеновых систем [1, 2, 5, 10, 11, 14]. Положение таких ступенек по V_{bias} было случайным на разных образцах, но абсолютно воспроизводилось для каждого конкретного образца после множественных циклов нагрева и охлаждения. Величина изменения тока на ступеньках в среднем составляла не более 5% от полного туннельного тока через образец, что свидетельствует о заметном, но не критическом влиянии данного типа дефектов на транспорт.

Наглядное представление о разных режимах транспорта в наших экспериментальных структурах дает рис. 2, на котором показаны карты проводимости в координатах $(V_{\text{gate}}, V_{\text{bias}})$. Рисунок 2а представляет карту совершенно бездефектного образца. Красная и черная пунктирные кривые отражают расчетные траектории движения моментов пересечения химических потенциалов в верхнем и нижнем слоях μ_t и μ_b с точками электронейтральности в координатах V_{gate} и V_{bias} , получаемые в соответствии с электростатической моделью идеальной (без учета дефектов *h*-BN) вандерваальсовской системы [6, 18, 19], которые должны соответствовать минимумам проводимости. Эти характеристические базисные кривые точно определены для каждого конкретного образца с заданными толщинами диэлектрических слоев D и d и являются основой для дальнейшей идентификации любых особен-

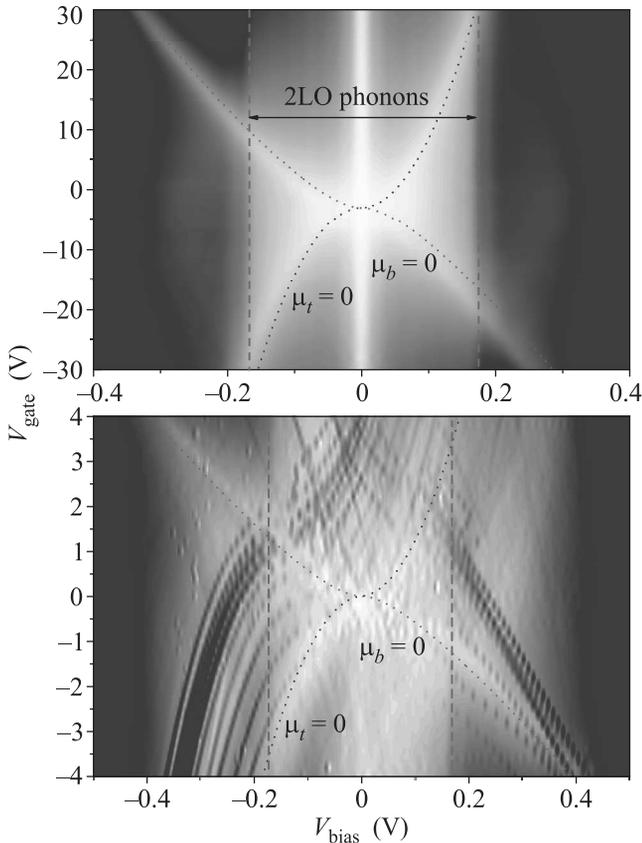


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Карта проводимости бездефектного образца. Красная и черная пунктирные кривые – расчетные траектории движения моментов пересечения химических потенциалов в верхнем и нижнем электродах (μ_t и μ_b) с точками электронейтральности. (б) – Карта образца с большим количеством дефектных состояний. Многочисленные темно-синие линии отражают движение уровней дефектов

ностей карт туннельной проводимости. На карте видно хорошее соответствие расчета для образца с толщинами диэлектрических слоев $D = 320$ нм и $d = 1.5$ нм, которые совпадают с описанными выше номинальными технологическими параметрами, и эксперимента. Прямые вертикальные линии при $V_{\text{bias}} \sim \pm 0.17$ В описывают порог туннелирования с участием оптических фононов, узкая вертикальная полоса возле 0 В отражает область до порога туннелирования с участием акустических фононов [19].

На рисунке 2б показана карта образца с большим количеством дефектных состояний в туннельном барьере *h*-*BN*, ВАХ которого при $V_{\text{gate}} = -2$ В рассмотрена выше (см. рис. 1). Как видно из карты, почти параллельно базисной характеристической кривой $\mu_t = 0$, наблюдаются множественные траектории (темные узкие линии максимумов проводимости), со-

ответствующие порогам туннельных переходов через уровни дефектов. Второй набор таких дефектных траекторий в правой части карты визуально не параллелен характеристической кривой $\mu_b = 0$, однако, он так же однозначно связан с ней, как будет показано ниже. Различный масштаб затворных напряжений на рис. 2а, б обусловлен различными толщинами подзатворных диэлектриков в образцах и не влияет на качественное рассмотрение наблюдаемых эффектов. Таким образом, нам удалось на одном наборе образцов с однотипными слоями *h*-*BN* и в рамках одной серии экспериментов, систематически исследовать проявления дефектных состояний в туннелировании и их связи с характерными линиями карт бездефектных образцов, в отличие от прежних работ [1, 2, 5, 6], где такой связи не наблюдалось.

Критическое влияние туннелирования через локализованные состояния на суммарный транспорт, когда вызванный этим скачок тока многократно превосходит нерезонансный ток через *h*-*BN* барьер, было также зарегистрировано нами экспериментально (см. рис. 3б). Именно в такой ситуации, когда резонансный ток через уровень одного дефекта доминирует во всем интервале экспериментальных V_{gate} и V_{bias} , крайне удобно рассмотреть поведение соответствующего резонанса на карте в координатах ($V_{\text{gate}}, V_{\text{bias}}$) и его связь с электростатической моделью [5, 6], а также, как будет видно из дальнейшего изложения, реализовать эксперимент по исследованию плотности состояний графена путем сканирования ее уровнем дефекта.

Отвечающие такому процессу ВАХ с резкими ступенями, измеренные при $V_{\text{gate}} = 0$ и 1.7 В и температуре $T = 1.75$ К представлены на рис. 3б красной и синей сплошными линиями. Для визуализации величины эффекта туннелирования через один дефект на рис. 3б пунктирной красной линией показана ВАХ бездефектного образца с теми же номинальными параметрами структуры. Как хорошо видно из сравнения, например, двух красных кривых на пороге туннелирования резонансный ток превышает нерезонансный как минимум в 5 раз. Такой доминирующий резонансный ток был обнаружен нами всего на двух из шестнадцати измеренных нами образцов, причем на втором (не представленном здесь) величина эффекта была в два раза меньше, и обусловлен, вероятно, тем, что состояние дефекта в лучшем из них геометрически располагалось в середине барьера [20]. Ступени на красной и синей кривых на рис. 3б соответствуют туннелированию через одно и то же локализованное состояние E_1 , а их движение по V_{bias} вызвано изменением V_{gate} . Электрическое по-

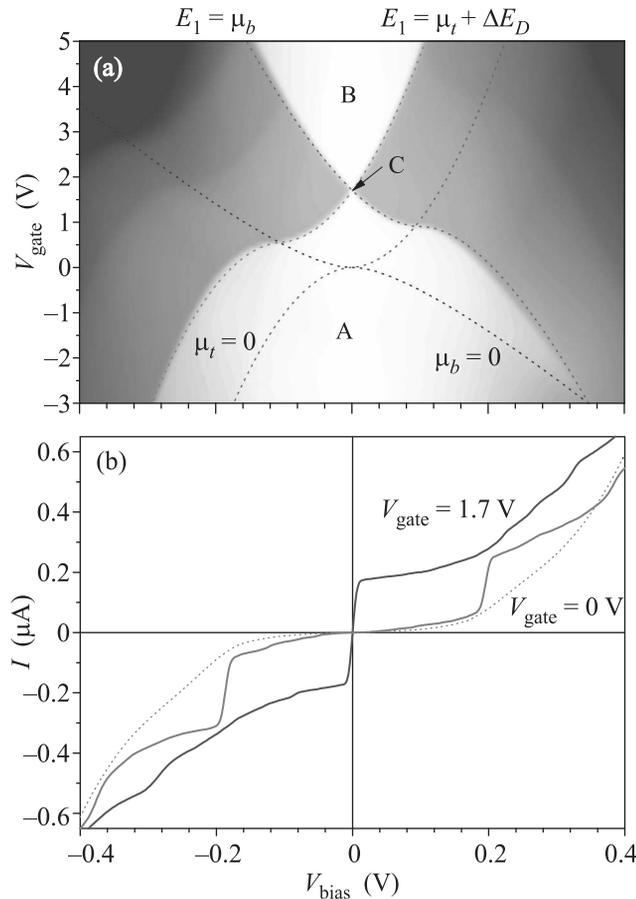


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Карта абсолютной величины туннельного тока $I(V_{\text{bias}}, V_{\text{gate}})$ через единственное доминирующее дефектное состояние E_1 . (б) – ВАХ при $V_{\text{gate}} = 0$ и 1.7 В (красная и синяя сплошные линии) и температуре $T = 1.75$ К. Пунктирной красной линией показана ВАХ бездефектного образца с теми же номинальными параметрами структуры при $V_{\text{gate}} = 0$

ле в барьере $F = \Delta E_D / ed$ сдвигает уровень E_1 относительно точки Дирака нижнего графенового слоя на величину eFb , где b – расстояние от края барьера. Увеличение V_{gate} сдвигает порог тунnelирования к $V_{\text{bias}} = 0$, пока при $V_{\text{gate}} = 1.7$ В они не сольются в одну ступеньку.

Карта абсолютной величины туннельного тока $I(V_{\text{bias}}, V_{\text{gate}})$ при тунnelировании через единственное доминирующее дефектное состояние E_1 , представленная на рис. 3а, в силу своей простоты позволяет наглядно продемонстрировать хорошую применимость электростатической модели [5, 6] к эксперименту. Светлая зона А на карте соответствует малым значениям I в областях до начала порога резонансного тунnelирования через состояние E_1 в барьере. Уровень E_1 в области А находится выше μ_b и μ_t одновременно, и туннельные переходы без изменения

энергии невозможны из-за отсутствия в эмиттере носителей с необходимой энергией. При этом границы зоны А на карте соответствуют условию совпадения уровня E_1 с μ_b или μ_t , т.е. $E_1 = \mu_b$ и $E_1 = \mu_t + \Delta E_D$ для положительных и отрицательных V_{bias} соответственно. Светлая область В на карте отличается от А только тем, что до порога резонанса E_1 находится ниже μ_b и μ_t , и тунnelирование невозможно из-за отсутствия свободных состояний для туннельных переходов в коллекторе. Точка С перехода между областями А и В соответствует условию, когда E_1 совпадает с μ_b и μ_t при $V_b = 0$. Темно-синие области на карте отражают большие значения тока после порога тунnelирования. Теоретическое моделирование карты тока показало хорошее совпадение с экспериментом для толщин туннельного барьера, $d = 1.5$ нм, и нижнего изолирующего слоя h -BN $D = 25$ нм. Предполагалось, что локализованное состояние при этом расположено в середине барьера, т.е. $b = d/2 = 0.75$ нм, а энергия ее уровня при $F_b = 0$ относительно точки Дирака нижнего графена равна $E_1^0 = 0.11$ эВ. Детали расчета кривых $E_1 = \mu_b$ и $E_1 = \mu_t + \Delta E_D$ на рис. 3а описаны в нашей работе [5]. В результате, очевидно, что траектории движения порогов резонансов через уровень E_1 по карте $I(V_{\text{bias}}, V_{\text{gate}})$ следуют за характеристическими кривыми $\mu_b = 0$, $\mu_t = 0$, определяемыми электростатической моделью системы графен/диэлектрик/графен для конкретных значений D и d , несмотря на то, что на экспериментальной карте на рис. 3а не заметно никаких следов этих траекторий (так как резонансный ток через E_1 многократно больше нерезонансного тока).

Первая, наиболее простая, демонстрация использования уровня дефекта в качестве сканера была получена нами при исследовании магнитотунnelирования между уровнями Ландау (УЛ) в графеновых электродах. Рисунок 4а представляет собой участок ВАХ в области туннельного перехода через уровень дефекта E_1 в отсутствие перпендикулярного слоям магнитного поля B и при $B = 4$ Т и температуре 4.2 К. При $B = 0$ на рисунке видна ступенька тока (красная кривая), аналогичная обсуждавшейся выше, которая при $B = 4$ Т превращалась в пик тока с последующей областью отрицательной дифференциальной проводимости (синяя кривая). Такой вид зависимости $B = 4$ Т обусловлен одновременным совпадением УЛ в слоях и уровня дефекта E_1 в барьере. По сути такой резонансный канал E_1 является одновременно усилителем туннельного тока и узким сканером плотностей состояний, дающих вклад в суммарный ток. Следует отметить аномальность наблю-

денных нами величин пикового тока и ширины резонанса (см. верхнюю вставку на рис. 4а) по сравнению

$B = 4$ Т и $B = 0$ равнялась 0.28 и 0.18 мкА соответственно, а ширина резонанса составляла около 5 мэВ, что вполне объяснимо отмеченной разницей толщин туннельных барьеров.

Карта проводимости, наглядно представляющая процессы магнитотуннелирования в нашем образце при $B = 4$ Т и $T = 4.2$ К показана на рис. 4б. Как видно из рисунка, плавная кривая движения порога резонанса $E_1 = \mu_t + \Delta E_D$ превратилась в ступенчатую зависимость, где каждая вертикальная часть ступени отражает медленное изменение химического потенциала μ_i с изменением параметров V_{bias} и V_{gate} в интервалах одновременного совпадения пары УЛ в слоях и уровня дефекта, а горизонтальные соответствуют резкому изменению V_{bias} в процессе перескока μ_b к следующему УЛ, вызванную этим перестройку потенциалов в барьерной области и, как результат, переход к новым условиям резонансного туннелирования. Например, точка С, согласно расчетам, соответствует переходам через уровень дефекта между вторым и первым полузаполненными УЛ в нижнем и верхнем слоях при $V_{\text{bias}} = 0$, а точка D – переходам между вторым пустым и первым полузаполненными УЛ соответственно, при этом μ_b совпадает с нулевым УЛ. Таким образом, в данной области карты проводимости одного и того же активного туннельного канала между конкретной парой УЛ модулируется сильно немонотонным по V_{bias} и V_{gate} процессом заполнения носителями зарядом других УЛ. Подобная обнаруженной нами ступенчатая структура в туннельной проводимости из-за пининга химического потенциала наблюдалась при магнитотуннелировании между УЛ в слабоориентированных графеновых структурах и в СТМ экспериментах с однослойными графеновыми структурами [21, 22]. В левой части карты, кроме того, видны менее выраженные ступенчатые особенности, отражающие переходы между УЛ без участия уровней дефектов, о которых мы сообщали ранее [21]. В меньших же магнитных полях ($B < 2$ Т) они исчезают и наблюдается только структура переходов с участием уровней дефектов в силу уже отмеченной разности амплитуд таких переходов.

Неожиданным следствием наличия области отрицательного дифференциального сопротивления на экспериментальной ВАХ в магнитном поле оказалась возможность наблюдения генерации туннельного тока (см. нижнюю вставку рис. 4а). Частота генерации составляла 700 Гц, что, вероятнее всего, обусловлено параметрами внутреннего дизайна гетероструктуры, поскольку эта частота радикально отличается от предсказанной теоретически для подобных

с экспериментами по туннелированию через нульмерные состояния в полупроводниковых структурах [10, 17], что связано, вероятно, с значительным различием толщин барьеров и, следовательно, уширений уровней локализованных состояний в барьерах. Например, в работе [17] при туннелировании через InAs самоорганизованную квантовую точку в AlAs барьере толщиной 10 нм амплитуда резонанса составляла 5 пА, а ширина уровня, определяемая временем жизни на нем, порядка 10 мкэВ. В нашей же ситуации величина максимального туннельного тока при

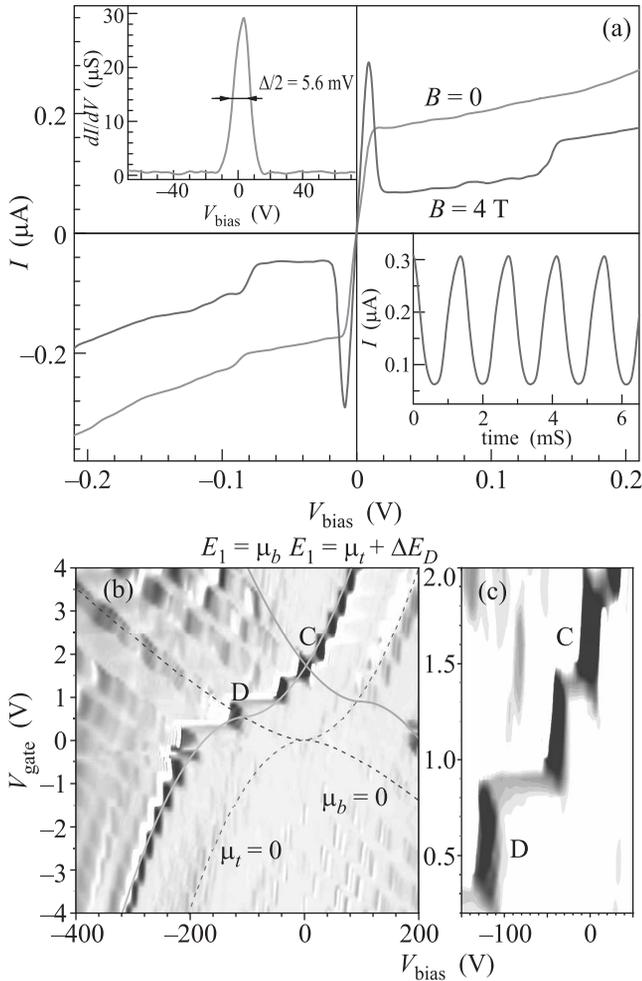


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – ВАХ в области туннельного перехода через уровень дефекта E_1 в перпендикулярном слое магнитного поле $B = 4$ Т и $B = 0$ (синяя и красная кривые). На верхней вставке – пик проводимости, соответствующий ВАХ при $B = 0$, на нижней – генерация туннельного тока в области резонанса. (б) – Карта проводимости при $B = 4$ Т и $T = 4.2$ К. (с) – Область карты возле точек С и D (подробности в тексте)

структур величины порядка 50 ГГц [23]. Такая генерация при магнитотуннелировании через уровень нульмерного состояния ранее не наблюдалась ни в графеновых, ни в полупроводниковых структурах.

Описываемый нами метод сканирования плотностей состояний нульмерным уровнем имеет определенные ограничения. Во-первых, несмотря на удобство использования для этих целей структур с единственным доминирующим туннельным каналом – сканером, вероятность реализации такой системы крайне мала, поскольку дефекты в барьерах распределены случайным образом и на площади порядка 20–50 мкм² обычно находится порядка десяти уровней с близкими энергиями, что, естественно, сильно ухудшает селективность и чувствительность измерений. Поэтому нам пришлось выбирать одну структуру из нескольких десятков. Это ограничение, однако, устранимо путем использования более совершенных слоев *h*-BN.

Во-вторых, для каждого уровня дефекта с энергией E_i в барьере условия сканирования, т.е. одновременного совпадения неэквидистантных УЛ в электродах и E_i , реализуются только при определенном наборе магнитных полей. Схема, описывающая условие сканирования при туннельном переходе между вторым и первым УЛ в $B = 4$ Т и расчетные величины магнитных полей для остальных экспериментально доступных переходов в условиях равновесного сканирования (когда $\mu_b = \mu_t$, обозначенных точкой С на рис. 4б), показаны на рис. 5. Расчет производился для $E_1^0 = 0.11$ эВ, пустыми и зачерненными кружками обозначены УЛ нижнего и верхнего графена, соответственно, вертикальные пунктирные линии отражают их совпадения с E_1 . Экспериментально этот расчет был подтвержден путем измерений равновесной проводимости при $\mu_b = \mu_t$ в магнитном поле, максимумы которой наблюдались около 4, 2, 1.34, 1, 0.8 и 0.67 Т.

Пример эффективности рассматриваемого метода продемонстрировали измерения при низких температурах $T \sim 0.3$ К. Как видно из вставки к рис. 6, ступенька в области D на карте расщепилась на четыре эквидистантных ступени, чего не наблюдалось при $T = 4.2$ К (см. рис. 4с). В рамках описанных нами выше представлений о формировании ступенчатой структуры на карте это отражает наличие расщепления нулевого УЛ, вследствие снятия его четырехкратного вырождения [24]. Этот эффект еще более явно виден на представленной на рис. 6 экспериментальной зависимости проводимости от V_{gate} , измеренной при $B = 3.75$ Т и $V_{\text{bias}} = 0.12$ В. Снятие вырождения только нулевого уровня в относительно

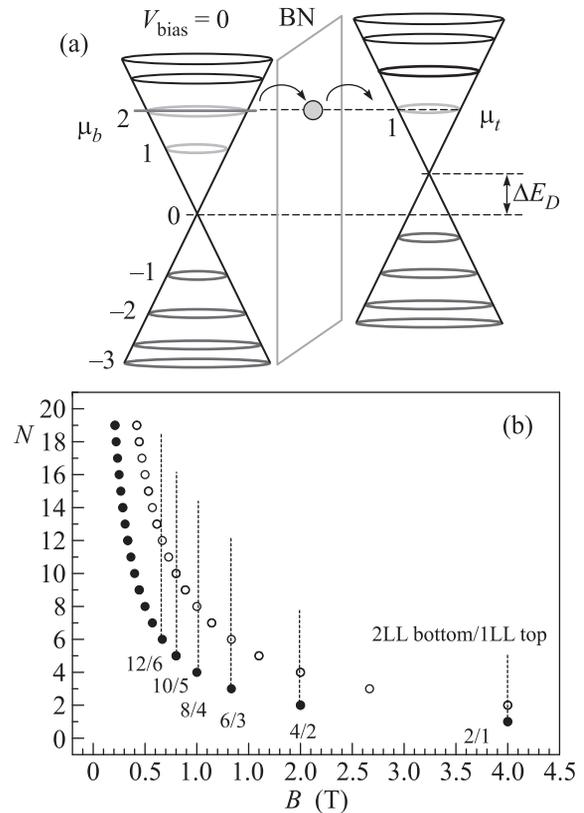


Рис. 5. (Цветной онлайн) (а) – Схема туннелирования при $B = 4$ Т и $V_{\text{bias}} = 0$. (б) – Расчет магнитных полей в условиях равновесного туннелирования между УЛ, $\mu_b = \mu_t$

малых полях не является неожиданным, так как наблюдалось ранее в емкостных и транспортных экспериментах [25, 26], однако отметим, что нам удалось увидеть расщепление в поле менее 4 Т, которое примерно в 5 раз меньше, чем в транспортных измерениях и даже несколько меньше, чем в емкостных. Возможно, это обусловлено различием совершенства структур, но, в любом случае, наша техника измерений плотности состояний показывает разрешающую способность, сравнимую, и даже превосходящую достигнутую емкостной методикой.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант # 17-12-01393). М. В. Григорьев выражает отдельную благодарность Российскому Фонду Фундаментальных Исследований (грант # 18-02-00425).

Авторы благодарят П. Л. Шабельникову (Институт Проблем Технологии Микроэлектроники РАН) за техническое содействие.

1. U. Chandni, K. Watanabe, T. Taniguchi, and J. P. Eisenstein, *Nano Lett.* **15**(11), 7329 (2015).

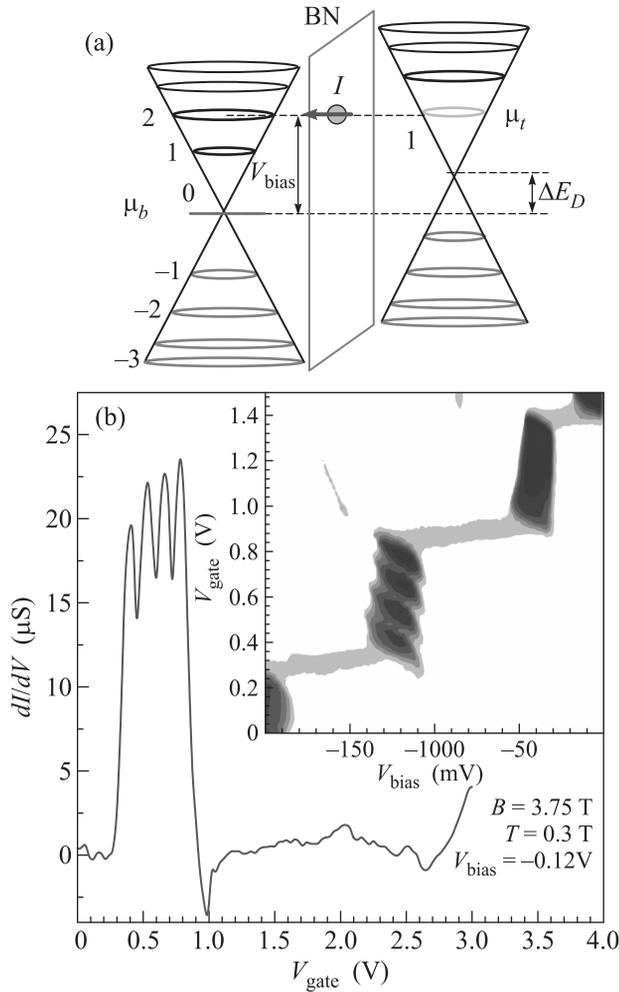


Рис. 6. (Цветной онлайн) (а) – Схема туннелирования в точке D. (б) – Зависимость проводимости от V_{gate} при $B = 3.75$ Т и $V_{\text{bias}} = -0.12$ В и $T = 0.3$ К, на вставке – участок карты в точке D

2. U. Chandni, K. Watanabe, T. Taniguchi, and J. P. Eisenstein, *Nano Lett.* **16**(12), 7982 (2016).
3. Y. Liu, Zh. Tan, M. Kumar, and T. S. Abhilash, *APL Materials* **6**, 091102 (2018); doi: 10.1063/1.5042327.
4. A. Ranjan, F. M. Puglisi, N. Raghavan, S. J. O’Shea, K. Shubhakar, P. Pavan, A. Padovani, L. Larcher, and K. L. Pey, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 133505 (2018).
5. M. T. Greenaway, E. E. Vdovin, D. Ghazaryan, A. Misra, A. Mishchenko, Y. Cao, Z. Wang, J. R. Wallbank, M. Holwill, Yu. N. Khanin, S. V. Morozov, K. Watanabe, T. Taniguchi, O. Makarovskiy, T. M. Fromhold, A. Patanè, A. K. Geim, V. I. Fal’ko, K. S. Novoselov, and L. Eaves, *Communications Physics*, volume 1, Article number: 94 (2018).
6. G. Kim, S.-S. Kim, J. Jeon et al. (Collaboration), *Nature Commun.* **10**, Article number: 230, Supplementary Information (2019).
7. T. T. Tran, K. Bray, M. J. Ford, M. Toth, and I. Aharonovich, *Nature Nanotechn.* **11**, 37 (2016).
8. I. Aharonovich, D. Englund, and M. Toth, *Nature Photonics* **10**, 631 (2016).
9. N. R. Jungwirth, B. Calderon, Y. Ji, M. G. Spencer, M. E. Flatté, and G. D. Fuchs, *Nano Lett.* **16**, 6052 (2016).
10. M. R. Deshpande, J. W. Sleight, M. A. Reed, R. G. Wheeler, and R. J. Matyi, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1328 (1996).
11. V. V. Kuznetsov, A. K. Savchenko, D. R. Mace, E. H. Linfield, and D. A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **56**, R15533 (1997).
12. A. K. Geim, P. C. Main, N. La Scala Jr., L. Eaves, T. J. Foster, P. H. Beton, J. W. Sakai, F. W. Sheard, M. Henini, G. Hill, and M. A. Pate, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2061 (1994).
13. P. C. Main, A. S. G. Thornton, R. J. A. Hill, S. T. Stoddart, T. Ihn, L. Eaves, K. A. Benedict, and M. Henini, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 729 (2000).
14. I. Hapke-Wurst, U. Zeitler, H. Frahm, A. G. M. Jansen, R. J. Haug, and K. Pierz, *Phys. Rev. B* **62**, 12621 (2000).
15. Yu. N. Khanin and E. E. Vdovin, *Pis’ma v ZhETF* **81**(6), 330 (2005) [*JETP Lett.* **81**(6), 267 (2005)].
16. E. E. Vdovin, Yu. N. Khanin, L. Eaves, M. Henini, and G. Hill, *Phys. Rev. B* **71**, 195320 (2005).
17. Т. Ин, А. Торнтон, И. Е. Ицкевич, П. Х. Бетон, П. Мартин, П. Мориарти, Е. Мюллер, А. Ногаре, П. С. Мэйн, Л. Ивс, М. Хенини, *УФН* **168**, 132 (1998); DOI: 10.3367/UFNR.0168.199802f.0132.
18. Е. Е. Вдовин, Ю. Н. Ханин, *Письма в ЖЭТФ* **108**(9), 674 (2018).
19. E. E. Vdovin, A. Mishchenko, M. T. Greenaway et al. (Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **116**, 186603 (2016).
20. B. Ricco and M. Ya. Azbel, *Phys. Rev. B* **29**, 1970 (1984).
21. Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин, А. Мищенко, Ж. С. Ту, А. Козиков, Р. В. Горбачев, К. С. Новоселов, *Письма в ЖЭТФ* **104**(5), 342 (2016).
22. A. Luican, G. Li, and E. Y. Andrei, *Phys. Rev. B* **83**, 041405 (2011).
23. J. Gaskell, L. Eaves, K. S. Novoselov, A. Mishchenko, A. K. Geim, T. M. Fromhold, and M. T. Greenaway, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 103105 (2015).
24. M. O. Goerbig, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1193 (2011).
25. Y. Zhang, Z. Jiang, J. P. Small, M. S. Purewal, Y.-W. Tan, M. Fazlollahi, J. D. Chudow, J. A. Jaszczak, H. L. Stormer, and P. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 136806 (2006).
26. G. L. Yu, R. Jalil, B. Belle et al. (Collaboration), *PNAS* **110**(9), 3282 (2013); <https://doi.org/10.1073/pnas.1300599110>.