ПОВЕРХНОСТЬ. РЕНТГЕНОВСКИЕ, СИНХРОТРОННЫЕ И НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, 2021, № 3, с. 73–77

УДК 538.935

# ОБ УСТОЙЧИВЫХ ТРАЕКТОРИЯХ В СИСТЕМАХ С НИЗКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ НОСИТЕЛЕЙ И ВАЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ СПЕКТРОСКОПИИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ПОДВИЖНЫМ ЗАТВОРОМ

© 2021 г. А. А. Жуков\*

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская область, 142432 Россия \*e-mail: azhukov@issp.ac.ru Поступила в редакцию 06.07.2020 г. После доработки 14.09.2020 г. Принята к публикации 20.09.2020 г.

Рассмотрен вопрос о наличии устойчивых траекторий движения носителей заряда в системах с низкой концентрацией. Предложена феноменологическая модель, подразумевающая введение новой характеристики, а именно времени рассеяния между устойчивыми траекториями, которое существенно больше времени рассеяния внутри траектории. Данная модель позволила описать последние экспериментальные данные, полученные с применением сканирующего затвора на нановискере InAs. Обсуждается важность применения спектроскопии в экспериментах с подвижным затвором с целью получения пространственного распределения носителей зарядов и токов в одномерных и двумерных структурах.

**Ключевые слова:** сканирующая зондовая микроскопия, нановискеры, мезоскопика. **DOI:** 10.31857/S1028096021030183

### введение

Обычно, когда рассуждают о транспорте в баллистическом или диффузном режиме, говорят о рассеянии на кулоновских центрах, которые с учетом экранировки рассматривают как точечные и без какой-либо взаимной корреляции. То есть электрон в отсутствие магнитного поля летит "прямо" от одной примеси до другой. Если расстояние между примесями сравнимо с размером системы, то режим баллистический. Если расстояние между рассеивателями много меньше размера системы, то транспорт диффузный. Теоретическое описание такой картины, чрезвычайно успешное, ведется, как правило, в так называемой крестовой технике [1], или, если нужно ввести дополнительное кулоновское взаимодействие между носителями, – в рамках нелинейной σ-модели [2, 3]. Характерные времена, которые нужны для описания системы,  $-t_e, t_b, t_E$  [4], т.е. времена упругого рассеяния, сбоя фазы, релаксации энергии соответственно, которые характеризуют весь проводник. В данном случае не рассматривают спин-орбитальное взаимодействие и остальные влияния, чтобы не усложнять картину.

Эта достаточно простая картина существенным образом изменилась после серии экспериментов М.А. Topinka с соавторами [5–7], в которых показано, что электроны в баллистическом режиме движутся по выделенным траекториям, создавая шнуры тока, а не рассеиваются равномерно по всей площади 2D-образца. Более того, эти пути электронов достаточно устойчивы, и при попытке изменить направление импульса впрыснутого электрона его дальнейшая траектория изменяется незначительно [7]. Изначально считали, что на геометрию растекания электронов влияет ширина точечного контакта, т.е. при проводимости  $2e^2/h$ ,  $4e^2/h$  и  $6e^2/h$ , где e – элементарный заряд. а h — постоянная Планка. Будет одинарный. двойной или тройной поток электронов [5]. Однако позже было выяснено, что ключевую роль в конфигурации растекания играет профиль дна зоны проводимости, т.е. распределение допирующих примесей в дельта-слое [7].

В настоящей работе предложена феноменологическая модель, учитывающая особенность неоднородного растекания электронов, которая позволяет качественно описать экспериментальные результаты, полученные на нановискерах InAs высокого качества, а также подробно разобраны особенности методики спектроскопических измерений при наличии подвижного затвора, т.е. проводящего острия атомно-силового микроскопа.

# ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ УСТОЙЧИВЫХ ТРАЕКТОРИЙ

До подробного описания предлагаемой феноменологической модели необходимо рассмотреть в деталях экспериментальные данные, полученные с применением сканирующего затвора [5-7]. Следует отметить несколько важных моментов в общей картине распределения носителей по поверхности. Первый момент – высокое разрешение картинки возникает из-за малости размеров сужения (точечного контакта) и достаточно легкого ухода с избранной траектории. Однако следует отметить, что возможность рассеяния назад с сохранением траектории существует, и изначальный импульс электрона может быть направлен не точно в сужение. Вторая важная особенность – пересечения траекторий практически отсутствуют: при полной длине траекторий в десятки микрометров число их пересечений мало, т.е. длина свободного пробега электрона оказывается существенно меньше характерной длины перескока между траекториями.

Именно исходя из этой особенности экспериментальных данных предлагается ввести длину и время перескока между траекториями *i* и *j*,  $t_{e,ij}$  и  $l_{e,ij}$  соответственно, которые существенно больше средней по всей системе длины свободного пробега. Очевидно, что не все траектории одинаковы, и время упругого рассеяния  $t_{e,i}$ , а также длина упругого рассеяния  $l_{e,i}$  в них тоже могут несколько различаться. При размере образца  $L \gg l_{e,i}$  в эксперименте по измерению сопротивления определяют некоторую средневзвешенную обратную длину упругого рассеяния  $\langle l_e^{-1} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} l_{e,i}^{-1}$  по всем каналам.

Эта картина основана на экспериментальных данных, полученных на баллистических образцах, которые при увеличении размеров на два порядка становятся диффузными. Кроме того, эксперименты на образцах с различной подвижностью качественно не изменили картину растекания электронов, хотя линии растекания уже не столь хорошо определены [7]. То есть подход с введением  $t_{e,j}$  и  $l_{e,j}$  применим и к диффузным проводникам. Возможное ограничение — характерное расстояние между траекториями должно быть более  $\lambda_F$  (длина волны Ферми), что, как правило, прекрасно выполняется в 2D- и 3D-объектах, но имеет некоторое ограничение в квазиодномерном случае.

Рассмотрим конкретное применение данной модели для описания экспериментов по визуализации нетермализованных электронов в нановискере InAs высокого качества [8]. Предположим, что есть только две устойчивые траектории в данном нановискере. Для простоты предположим,

что электроны не перескакивают с одной устойчивой траектории на другую (или время перескока много больше, чем время, которое электрон проводит в нановискере). Предположим, что характерное время рассеяния назад в первом канале на порядок больше, чем во втором. Далее разумно предположить, что вероятность термализации электронов в узком контакте  $(p_i)$  пропорциональна времени, которое проводит электрон под контактом  $(t_{D,i})$ , т.е.  $p_i \propto t_{D,i} = W^2/D_i$ , где W – ширина узкого контакта, а  $D_i$  – коэффициент диффузии лля *і*-го канала. Если это так, то электроны с большей длиной свободного пробега будут термализоваться под контактом с меньшей вероятностью. Таким образом, произойдет фильтрация электронов, и под узким контактом в основном будут проскакивать только электроны в канале с большим коэффициентом диффузии D<sub>i</sub> или большей длиной пробега  $l_{\rho_i}$ .

Характерное поле для подавления квантовых поправок зависит от площади соответствующего контура, на котором электрон набирает фазу порядка  $\pi$  ( $S_i = l_{\phi,i}d$ ) [4], где d – диаметр нановискера. Длина сбоя фазы в случае диффузного проводника будет зависеть от времени рассеяния на примесях  $I_{\phi,i} = (Dt_{\phi,i})^{1/2}$ , т.е. больший коэффициент диффузии будет приводить к большей площади контура или меньшему характерному полю подавления квантовой поправки. Таким образом, действительно получается, что фильтрование (термализация) электронов с малой длиной пробега приводит к уменьшению характерного магнитного поля подавления квантовой поправки для оставшихся электронов с большей подвижностью, а предложенная модель в состоянии правильно качественно описать полученные экспериментальные данные.

## ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРОСКОПИИ В ПРИСУТСТВИИ СКАНИРУЮЩЕГО ЗАТВОРА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯДОВ И ТОКОВ В СИСТЕМАХ С НИЗКОЙ РАЗМЕРНОСТЬЮ

В настоящее время имеется набор методик на основе зондовых микроскопов, помимо метода сканирующего затвора, позволяющих найти распределение плотности тока в образцах низкой размерности: сканирование при помощи одноэлектронного транзистора [9], сканирующая силовая микроскопия [10, 11], сканирование с аккумулированием заряда [12], сканирование с о сверхпроводящим квантовым интерферометром на острие [13], а также метод сканирующего измерения потенциала [14]. Обычно исследование проводимости образца методом сканирующего затвора происходит при постоянных напряжениях как на заднем затворе, который контролирует среднее значение концентрации носителей в системе, так и на проводящем острие сканирующего зондового микроскопа. В случае 2D систем полученные экспериментальные результаты достаточно легко интерпретировать как визуализацию пространственного распределения токов в образце.

Влияние острия на электронную систему достаточно сильно зависит от напряжения на нем и от расстояния от острия до поверхности образца. Данное влияние подробно исследовали как в случае двумерного электронного газа, образованного на гетеропереходе GaAs/AlGaAs [15, 16], так и в случае электронной системы квазиодномерного нановискера InAs [17]. Однако, если есть необходимость использования резонирующего кантилевера [18] или кварцевого резонатора [19] как детектора емкостной связи между проводящим острием и электронной системой, то предпочтительнее использовать именно методику спектроскопии, когда положение острия фиксировано, а изменяются напряжения на затворах, изготовленных при помощи литографии [19], или, например, на проволяшем острие. Именно с помощью методики спектроскопии удалось продемонстрировать снятие вырождения для полуцелого квантового эффекта Холла на образцах графена в [19]. Простое сканирование, к сожалению, не позволило столь же ясно визуализировать каждую полоску сжимаемой и несжимаемой электронной жидкости [19].

Следует отметить, что такая техника становится еще более важной при исследовании особенностей электронного транспорта в одномерных системах, таких как углеродные нанотрубки (УНТ), которые находятся в режиме кулоновской блокады. Простое сканирование проводящим острием атомно-силового микроскопа приводит к визуализации системы замкнутых колец пиков кулоновской блокады, которая позволяет определить число квантовых точек, на которые разбилась углеродная нанотрубка, а также их центр и относительный размер [18]. Кроме того, удается относительно точно определить местоположение потенциальных барьеров, которые определяют границы квантовых точек.

Более подробную информацию о строении электронной системы УНТ, а именно визуализацию структуры волновых функций электронов, удается получить именно благодаря применению методики спектроскопии, когда измерение проводимости через структуру, в данном случае через УНТ, в зависимости от заднего затвора производится при фиксированном положении заряженного острия атомно-силового микроскопа (ACM). Впервые данная методика была применена в [20], а теоретически она разобрана в [21, 22].

Следует, однако, отметить, что с помощью методики спектроскопии удается извлечь более подробную информацию о структуре электронной системы в нановискерах и в том случае, когда данная электронная система открыта (пики кулоновской блокады отсутствуют, а потенциальные барьеры на границах раздела металл-полупроводник сильно подавлены). В качестве удачного примера использования данной методики можно привести исследование особенностей электронного транспорта в нановискерах InN [23]. В [23] было показано, что образец состоит из двух параллельно лежащих вискеров InN высокого качества без внутренних туннельных барьеров и неоднородностей на масштабе 200-300 нм. В данном образце с помощью сканирующего затвора было выявлено наличие двух слабовыраженных потенциальных барьеров, несущественно влияющих на проводимость, т.е. наблюдается отсутствие кулоновской блокады, а изменение сопротивления составляет менее 1% при положении проводящего заземленного острия над барьером при напряжении на заднем затворе  $V_{BG} = -11$  В.

После перемещения заземленного проводящего острия АСМ в центр структуры на равное расстояние между контактами была проведена серия экспериментов по измерению сопротивления структуры в зависимости от напряжения на заднем затворе. Каждое следующее измерение было проведено при последовательном отодвигании острия от поверхности образца. Когда расстояние от острия до поверхности нанопроволоки составляет 100 нм и более, влияние острия на проводимость системы описывается качественно в рамках стандартного подхода [24], в котором проводящее острие частично экранирует потенциал заднего затвора. Влияние острия становится существенным лишь при напряжениях на заднем затворе  $|V_{BG}| > 10$  В.

Если острие расположено близко к поверхности нановискера,  $h \sim 20$  нм, то ситуация отличается существенным образом. В данном случае острие оказывает влияние при значительно меньших напряжениях на заднем затворе  $|V_{BG}| < 6$  В [23]. Это влияние проявляется в определенной области напряжений на заднем затворе. Такое поведение можно объяснить следующим образом [23]. Напомним, что особенностью строения электронной системы в нановискере InN является то, что электроны образуют двумерную систему, лежашую под поверхностью нановискера на глубине ~5 нм [25]. Точно так же, как и в случае двумерной электронной системы, на поверхности образуются линии тока [5–7], местоположение которых можно регулировать, прикладывая напряжение на задний затвор аналогично эксперименту [26]. Очевидно, что когда шнур тока проходит под острием, то оно дополнительно рассеивает электроны, что приводит к увеличению сопротивления образца. Влияние острия существенно уменьшается, когда шнур тока смещается из-под острия в другое место. Таким образом, оказывается возможным продемонстрировать сильную неоднородность в распределении тока на поверхности нановискера с помощью методики спектроскопии. Следует отметить, что аналогичные эксперименты на нановискерах InAs не приводят к подобным наблюдениям, поскольку распределение тока в них более однородно по радиусу нановискера, т.е. двумерный электронный газ на поверхности не образуется [27].

Существование устойчивых шнуров тока в InN косвенно подтверждается измерениями зависимости сопротивления от концентрации носителей в слабых магнитных полях [23]. Была проведена серия экспериментов в области напряжений на заднем затворе  $V_{BG}$  от -11 до 10 В с шагом по магнитному полю 5 мТл. Экспериментальные данные демонстрируют, что зависимости сопротивления от концентрации носителей при одних концентрациях носителей практически перекрываются, в то время как при других существуют достаточно сильные расхождения. Участки перекрытия меняются при увеличении магнитного поля. Данный результат можно проинтерпретировать как последовательное смещение положения шнура тока по поверхности нановискера. Дополнительное увеличение магнитного поля на один шаг 5 мТл (увеличение силы Лоренца) оказывается недостаточным для перемещения шнура при определенных напряжениях на заднем затворе (концентрации носителей) [23].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена модель, в которой введены времена рассеяния между каналами и которая позволяет описать последние экспериментальные данные о визуализации нетермализованных электронов. Кроме того, подробно разбирается методика спектроскопических измерений в присутствии заряженного зонда ACM. Демонстрируется пример ее использования для получения дополнительных данных о распределении зарядов и токов в одномерных и двумерных структурах.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках госзадания ИФТТ РАН.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Abrikosov A.A., Gorkov L.P., Dzyaloshinski I.E.* Methods of Quantum Field Theory in Statistical Physics. Englewood Clifss (NJ): Prentice-Hall, 1963. 352 p.
- 2. *Efetov K.B., Larkin A.I., Khmeniskii D.E.* // 1980. Sov. Phys. JETP. V. 52. P. 568.

- 3. *Efetov K.B.* Supersymmetry in Disorder and Chaos. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- 4. *Gantmakher V.F.* Electrons and Disorder in Solids. Oxford: OUP Oxford, 2005.
- Topinka M.A., LeRoy B.J., Shaw S.E. et al. // Science. 2000. V. 289. P. 2323.
- Topinka M.A., LeRoy B.J., Westervelt R.M. et al. // Nature. 2000. V. 410. P. 183.
- 7. Jura M.P., Topinka M.A., Urban L. et al. // Nature Phys. 2007. V. 3. P. 841.
- Zhukov A.A., Volk Ch., Winden A. et al. // J. Phys.: Condens. Matt. 2019. V. 31. P. 415302.
- 9. Yacoby A., Hess H.F., Fulton T.A. et al. // Solid State Commun. 1999. V. 111. P.1.
- Weitz P., Ahlswede E., Weis J. et al. // Physica E. 200. V. 6. P. 247.
- Weis J., von Klitzing K. // Phil. Trans. R. Soc. A. 2011. V. 369. P. 3954.
- 12. Finkelstein G., Glicofridis P.I., Tessmer S.H. et al. // Phys. Rev. B. 2000. V. 61. P. R16323.
- 13. Uri A., Kim Y., Bagani K. et al. // Nature Phys. 2019. V. 16. P. 164.
- McCormick K.L., Woodside M.T., Huang M. et al. // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. P. 4654.
- Pioda A., Brunner D., Kicin S. et al. // Physica E. 2006.
  V. 32. P. 167.
- 16. Steinacher R., Pöltl C., Krähenmann T. et al. // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. P. 075426.
- Zhukov A.A., Volk Ch., Winden A. et al. // J. Phys.: Condens. Matt. 2014. V. 26. P. 165304.
- Woodside M.T., McEuen P.L. // Science. 2002. V. 296. P. 1098.
- 19. *Kim S., Schwenk J., Walkup D. et al.* Edge Channels of Broken-Symmetry Quantum Hall States in Graphene Probed by Atomic Force Microscopy. arxiv:cond-mat 2006.10730.
- 20. Zhukov A.A., Finkestein G. // JETP Lett. 2009. V. 89. P. 212.
- 21. *Boyd E.E., Westervelt R.M.* // Phys. Rev. B. 2001. V. 84. P. 205308.
- 22. Shapir I., Hamo A., Pecker S. et al. // Science. 2019. V. 364. P. 870.
- 23. Жуков А.А., Bloemers Ch., Volk Ch. et al. Измерение магнитотранспорта InAs и InN нанопроволок в присутствии заряженного зонда ACM. // Матер. XXIV междунар. симп. "Нанофизика и наноэлектроника". Нижний Новгород, 2020. Т. 1. С. 356.
- 24. *Datta S.* Electronic Transport in Mesoscopic Systems. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
- 25. Lu H., Schaff W.J., Eastman L.F., Stutz C.E. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. P. 1736.
- Steinacher R., Kozikov A.A., Rossler C. et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. P. 085303.
- 27. Sladek K., Winden A., Wirths St. et al. // Phys. Stat. Sol. C. 2012. V. 9. P. 230.

#### 77

# On Stable Paths in Systems with Low Carrier Density and the Importance of Using Spectroscopy in Experiments with a Mobile Gate

# A. A. Zhukov\*

Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka, Moscow Region, 142432 Russia \*e-mail: azhukov@issp.ac.ru

The question of the presence of stable trajectories of motion in systems with low charge carrier densities is considered. A phenomenological model is suggested, which implies the introduction of a new characteristic, namely, the scattering time between stable paths, which is essentially longer than the scattering time within the path. This model made it possible to describe the latest experimental data obtained with an InAs nanow-hisker using a scanning gate. The importance of using spectroscopy in experiments with a scanning gate to obtain the spatial distribution of charge carriers and currents in one-dimensional and two-dimensional structures is discussed.

Keywords: scanning probe microscopy, nanowhiskers, mesoscopy.