

Кулоновская блокада и термоэдс подвешенной квантовой точки

А. Г. Погосов¹⁾, М. В. Буданцев, Р. А. Лавров, А. Е. Плотников, А. К. Бакаров, А. И. Торопов, Ж. К. Портал*

Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

*Grenoble High Magnetic Fields Laboratory, MPI-FKF and CNRS, B.P.166, F-38042 Grenoble, France

Поступила в редакцию 29 декабря 2005 г.

На основе двумерного электронного газа в AlGaAs/GaAs мембране, отделенной от подложки, создан одноэлектронный транзистор, работающий на эффекте кулоновской блокады – двухбарьерная структура с квантовой точкой. Отрыв образца от подложки, обладающей высокой диэлектрической проницаемостью, привел к резкому снижению полной емкости C квантовой точки и, как следствие, к высокой зарядовой энергии $E_C = e^2/C$ и критической температуре $T_C = E_C/k_B \approx 40$ К. Зависимость проводимости квантовой точки от тянущего и затворного напряжений имеет ромбовидную структуру, характерную для эффекта кулоновской блокады. Обнаружена термоэдс фононного увлечения в данной системе, которая имеет аномальную знакопеременную зависимость от затворного напряжения и интенсивности потока фононов. Предложены возможные механизмы, объясняющие указанные аномалии термоэдс.

PACS: 72.20.Pa, 73.23.Nk, 73.63.Kv

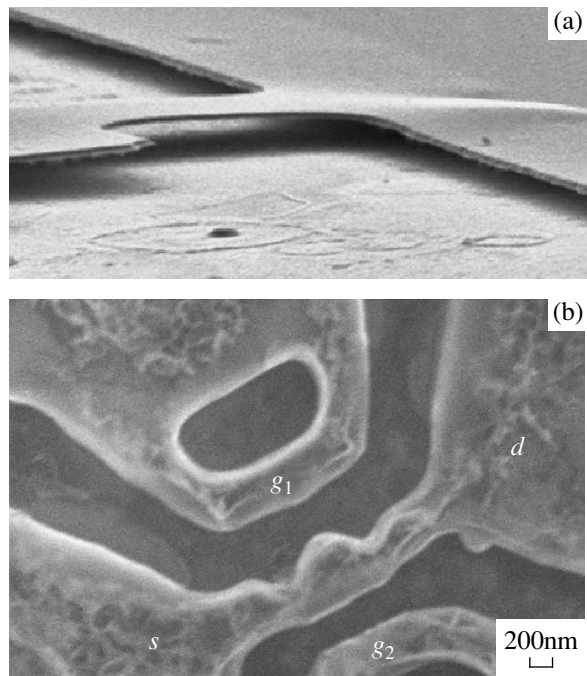
Современные технологии позволяют изготавливать полупроводниковые слои, отделенные от подложки, – “подвешенные” мембраны. Важным свойством этих структур является то, что при достаточно низких температурах характерная длина волны фононов становится сравнимой с толщиной мембраны, что открывает широкие перспективы для изучения транспорта низкоразмерных фононов. В некотором смысле это можно сравнить с перспективами, которые открыл в свое время двумерный электронный газ в полупроводниковых δ -слоях или гетероструктурах для изучения транспорта низкоразмерных электронов, привлекающего интерес исследователей вот уже несколько десятилетий. Технология позволяет изготавливать различные типы таких структур – широкие мембраны, узкие плоские или корругированные проволоки, фононные полости, нанотрубки, которые можно рассматривать как мезоскопические фононные проводники. Фононные проводники типа коротких проволок или микрополостей малого размера, сравнимого с длиной свободного пробега фононов, можно рассматривать как фононные точечные контакты или фононные биллиарды. Важность изучения фононного транспорта в таких структурах была недавно блестяще продемонстрирована Швабом и др. [1], экспериментально обнаружившими универсальный квант теплопроводности ($\pi^2 k_B^2 T/3\hbar$, k_B — постоянная Больцмана, \hbar — постоянная Планка), теоретически предсказанный в работе [2].

Кроме собственно фононного транспорта, понижение размерности фононной или электронной систем существенно влияет на электрон-фононное взаимодействие. В случае низкоразмерных электронов в море 3Д фононов это было продемонстрировано в серии публикаций (см., например, [3]). Случай же взаимодействия электронов с низкоразмерными фононами изучен гораздо слабее. Так, в работе [4] было показано, что понижение размерности фононов, а также гибкость пленки образца (что соответствует случаю “подвешенных” мембран) приводят к существенному изменению температурной зависимости времени электрон-фононного рассеяния. Эффективным способом изучения электрон-фононного взаимодействия является термоэдс фононного увлечения. Недавнее исследование проводимости квантовой точки, изготовленной на основе подвешенной мембраны [5], показало, что эффект кулоновской блокады в подвешенной системе определяется характером взаимодействия электронов с низкоразмерными фононами. В частности, в упомянутой работе было обнаружено подавление пиков кондактанса в результате эффекта так называемой фононной блокады, когда туннелирование электрона в подвешенную квантовую точку сопровождается испусканием низкоразмерного фонона. Такое туннелирование приводит к уменьшению энергии электрона, в результате чего последний не может покинуть квантовую точку при нулевом напряжении исток-сток.

В настоящей работе приводятся результаты исследования электронного транспорта в квантовой точке, изготовленной на основе подвешенной мембраны. От-

¹⁾e-mail: pogosov@isp.nsc.ru

рыв квантовой точки от подложки, обладающей большой диэлектрической проницаемостью, привел к резкому понижению ее емкости, а следовательно, к высокому значению зарядовой энергии. В работе изучались проводимость и термоэдс фоннного увлечения в режиме кулоновской блокады.



100 Å	GaAs	
100 Å	AlGaAs	Si δ-layer
200 Å	AlGaAs	
100 Å	GaAs	2 DEG
200 Å	AlGaAs	Si δ-layer
400 Å	AlGaAs	
4000 Å	AlAs sacrificial layer	
GaAs wafer		

Рис.1. (a) Изображение подвешенной мембраны, полученное с помощью электронного микроскопа. Снимок сделан под углом 5° к поверхности при нормальном падении электронного пучка, что позволяет видеть область тени под мембраной. (b) Электронный снимок образца. Видны области истока s , стока d и два затвора g_1 и g_2 . (c) Схема используемой гетероструктуры

Экспериментальные образцы изготавливались на основе тонких полупроводниковых слоев – мембран, отделенных от подложки. Мембраны создавались на основе гетероструктуры, схематичное изображение которой представлено на рис.1с. Двумерный

электронный газ (2ДЭГ) в квантовой яме GaAs образован за счет электронов, поставляемых из Si δ-легированных слоев, встроенных в прилегающие слои AlGaAs. Такая гетеросистема выращивалась на толстом жертвенном слое AlAs, который в последующем селективно вытравливался. Латеральная геометрия мембран задавалась с помощью метода электронной литографии с последующим анизотропным травлением GaAs и AlAs слоев. Затем полученная структура погружалась в травитель на основе HF, селективно удаляющий жертвенный AlAs слой, в результате чего верхняя часть гетероструктуры с 2ДЭГ отделялась от подложки. Толщина подвешенной мембраны составляла 110 нм. На рис.1а показан электрон-фоннный проводник, выполненный в виде такой мембраны размерами $5 \times 5 \text{ мкм}^2$. Концентрация носителей заряда в этой системе определялась по осцилляциям Шубникова – де Гааза, измеренным при температуре $T = 4.2 \text{ К}$, и составляла $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Для изучения эффекта кулоновской блокады в подвешенной системе изготавливалась квантовая точка. Изображение экспериментальной структуры, полученное с помощью электронного микроскопа, приведено на рис.1b. Квантовая точка располагалась на подвешенной проволоке шириной 0.6 мкм и задавалась двумя сужениями, расположенными на расстоянии 0.6 мкм друг от друга. С двух сторон от квантовой проволоки на расстоянии 0.3 мкм располагались каналы 2ДЭГ, служащие для подачи затворного напряжения, изменяющего зарядовое состояние квантовой точки. Для изучения термоэдс в данной системе на расстоянии 50 мкм от квантовой точки создавался канал 2ДЭГ, который использовался в качестве нагревателя для создания градиента температуры вдоль подвешенной системы. Измерения проводимости и термоэдс проводились в рефрижераторе растворения фирмы Oxford Instruments при температуре 60 мК.

На рис.2а приведена серия зависимостей кондактанса квантовой точки, измеренных при развертке затворного напряжения V_{g1} для ряда значений V_{g2} . Измерения проводились на переменном сигнале при подаче на квантовую точку осциллирующего с частотой 7 Гц напряжения амплитуды 20 мкВ. Следует отметить, что данная амплитуда выбиралась из соображений оптимального соотношения сигнал/шум при условии сохранения линейной зависимости измеряемого кондактанса от приложенного переменного напряжения. Видно, что при изменении V_{g1} в сторону более отрицательных значений, что соответствует более закрытому состоянию, кондактанс осциллирует. Наиболее ярко осциллирующее поведение кондактанса проявляется при $V_{g2} = -3.9 \text{ В}$. В частности,

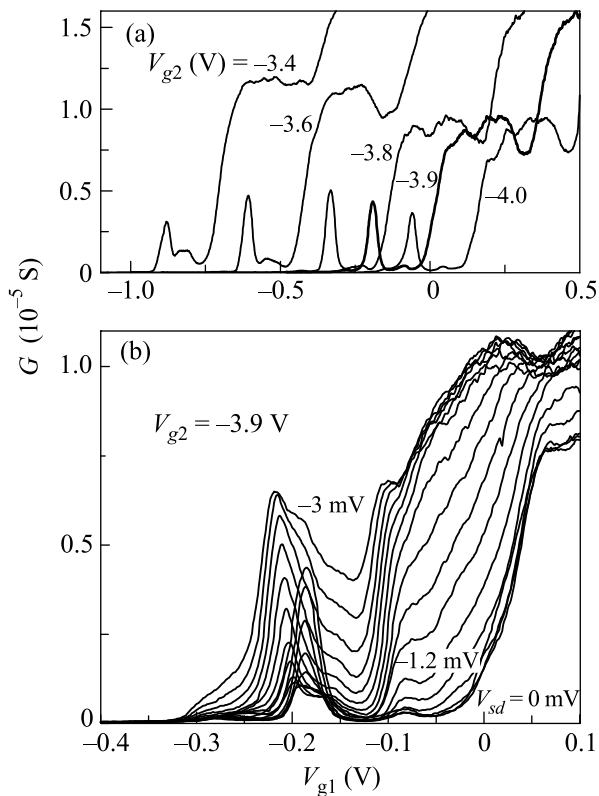


Рис.2. (а) Серия зависимостей кондактанса от затворного напряжения V_{g1} при различных напряжениях V_{g2} . (б) Серия зависимостей кондактанса от затворного напряжения V_{g1} , измеренных при различных напряжениях сток-исток V_{sd} от 0 до -3 мВ при фиксированном $V_{g2} = -3.9$ мВ

пик при $V_{g1} = -0.18$ В наблюдается на фоне практически нулевого кондактанса. Для выявления природы наблюдаемых осцилляций была измерена серия зависимостей $G(V_{g1})$ при ряде значений постоянного тянущего напряжения V_{sd} (рис.2б). Из рисунка видно, что при увеличении абсолютного значения V_{sd} в областях V_{g1} , соответствующих плато (-0.12 В и -0.05 В), кондактанс начинает расти, а положения пиков сдвигаются по V_{g1} . На рис.3 представлены изменения кондактанса от приложенных V_{sd} и V_{g1} в виде тонового двумерного изображения, из которого видно, что зависимость $G(V_{sd}, V_{g1})$ имеет ромбовидную структуру, характерную для эффекта кулоновской блокады [6, 7]. По наклону прямых, образующих ромбы, можно определить отношение емкостей левого и правого туннельных переходов к емкости между квантовой точкой и затвором $C_{l,r}/C_{g1}$ [6]. С учетом схемы подключения квантовой точки для данной структуры имеем $C_l/C_{g1} \approx C_r/C_{g1} \approx 12$.

Важная особенность измеренной зависимости $G(V_{sd}, V_{g1})$ – большой размах ромбов по напряжению

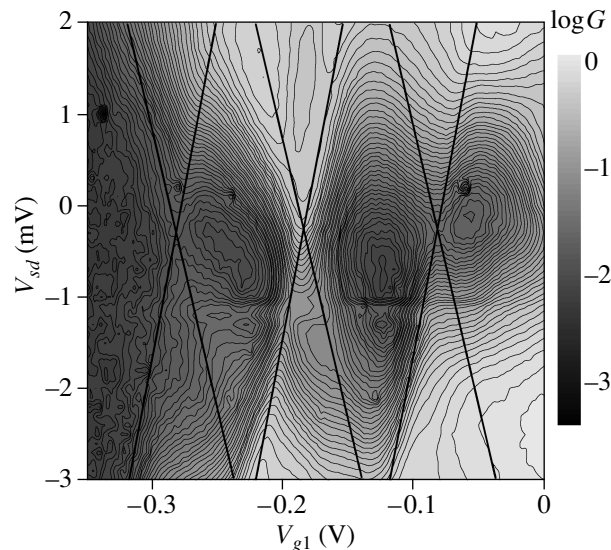


Рис.3. Зависимость кондактанса от тянущего V_{sd} и затворного V_{g1} напряжений при фиксированном $V_{g2} = -3.9$ мВ

исток-сток, составляющий $\Delta V_{sd} \approx 6$ мВ, что означает большую зарядовую энергию $e^2/C = \Delta V_{sd}/2$ (C – полная емкость точки), а следовательно, высокую критическую температуру для эффекта кулоновской блокады $T_C = e^2/Ck_B \approx 40$ К. Этот результат обусловлен, главным образом, отрывом образца от высокодиэлектричной подложки, что уменьшает более чем на порядок диэлектрическую проницаемость его окружения и приводит к низкой полной емкости квантовой точки. Это подтверждается, в частности, тем, что емкость между квантовой точкой и затворными электродами, отделенными от нее вакуумными промежутками, более чем на порядок меньше емкости туннельных переходов, а следовательно, практически не изменяет полной емкости системы. Кроме того, 2ДЭГ зажат в узком колоде 10 нм (рис.1с), что обуславливает малую емкость самих туннельных переходов. И, наконец, малы латеральные размеры самой квантовой точки. Последнее определяет еще одно свойство созданной в работе подвешенной квантовой точки – она содержит малое число (по оценке, около 5) электронов. Этим объясняется малое количество осцилляций кулоновской блокады в рабочей области напряжений V_{sd} и V_{g1} , а также мезоскопические искажения ромбовидной структуры.

Помимо проводимости, в работе изучалась термодс фононного увлечения, которая измерялась на переменном сигнале. Для этого через канал 2ДЭГ, служащий в качестве нагревателя, пропускался греющий ток частоты f . Между контактами, примыкающими к подвешенной квантовой точке, регист-

рировалась разность потенциалов на частоте $2f$. В отличие от техники локального токового разогрева, применяющейся для изучения диффузионной компоненты термоэдс (см., например, [8–10]), где 2ДЭГ в канале нагревателя электрически связан с 2ДЭГ исследуемой наносистемы, в настоящей работе использовался электрически разделенный нагреватель [11]. Таким образом, джоулево тепло греющего тока приводило к росту температуры фоновой системы вблизи одного из краев образца и потоку фононов через образец. При этом за счет эффекта фононного увлечения возникал электрический ток, а в образце с разомкнутыми контактами – термонапряжение. При достаточно низкой частоте f градиент температуры осциллирует с частотой $2f$, и, таким образом, измеряемое на этой частоте напряжение пропорционально термоэдс. В данной работе измерения проводились на частоте $f = 7$ Гц. Следует отметить, что при проведении измерений кондактанса или термоэдс состояние структуры оставалось неизменным, и измеренные зависимости были воспроизводимыми в случае, если не переключались подводящие контакты. Однако при переключении, что необходимо, в частности, для перехода от измерений кондактанса к термоэдс, состояние образца могло измениться. Таким образом, приведенные ниже данные по измерению термоэдс соответствуют состоянию образца, отличному от того, в котором проводились измерения кондактанса.

На рис.4б приведены зависимости термоэдс квантовой точки от затворного напряжения V_{g1} при фиксированном значении $V_{g2} = -3$ В, измеренные для ряда значений напряжений V_H , подаваемых на нагреватель. Зависимость кондактанса от V_{g1} для этого состояния приведена на рис.4а. Из рисунка видно, что в диапазоне V_{g1} от 0 до -0.6 В зависимость термонапряжения коррелирует с зависимостью кондактанса. Это позволяет предположить, что модуляция термоэдс также связана с эффектом кулоновской блокады. Однако совершенно неожиданной особенностью наблюдаемой термоэдс является смена знака термонапряжения при затворных напряжениях, соответствующих закрытым состояниям квантовой точки. Такое поведение невозможно объяснить в терминах модуляции обычного эффекта фононного увлечения. Действительно, термоэдс измеряется в режиме нулевого тока, когда создаваемый фононным увлечением термоток компенсируется обратным туннельным током. В этих условиях знак термонапряжения однозначно определяется знаком термотока, который, в свою очередь, однозначно задается знаком градиента температуры. Выявление микроскопического механизма, ответственного за наблюдаемую анома-

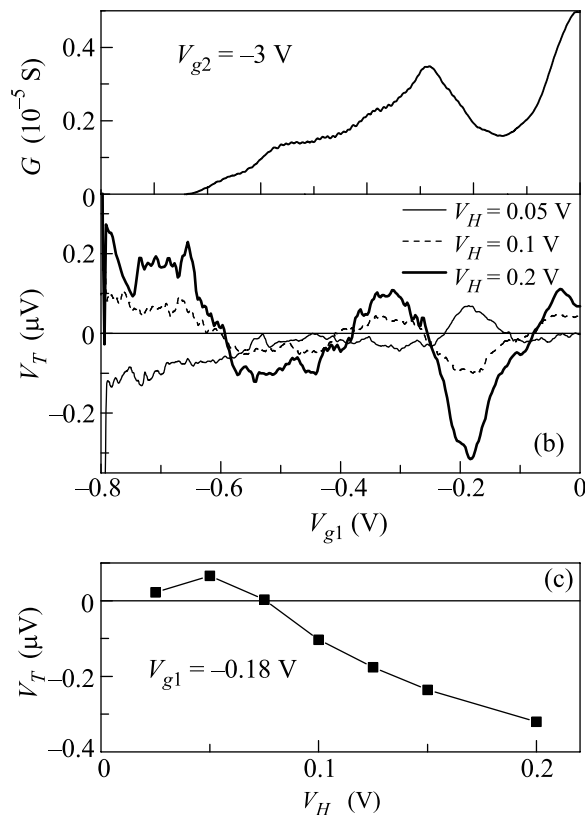


Рис.4. Зависимости кондактанса (а) и термоэдс (б) от затворного напряжения V_{g1} при фиксированном $V_{g2} = -3$ В. (с) Зависимость термоэдс V_T от греющего напряжения V_H при $V_{g1} = -0.18$ В

лию термоэдс, требует дальнейшего изучения. Однако можно выделить два возможных механизма, приводящих к инверсии термонапряжения в квантовой точке. Первый механизм (рис.5а) связан с асиммет-

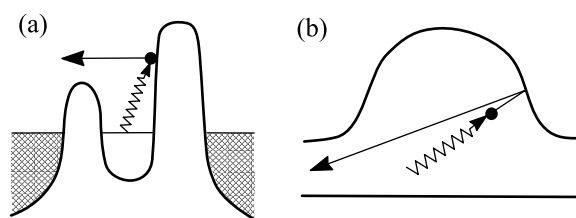


Рис.5. Схематическое изображение эффектов, приводящих к инверсии термоэдс квантовой точки: (а) акустогальванический эффект, (б) баллистическое переотражение

рией туннельных барьеров, окружающих квантовую точку. В закрытом состоянии, показанном на рисунке, простое туннелирование через квантовую точку невозможно из-за кулоновской блокады. Однако возможно туннелирование из квантовой точки за счет поглощения фонона (фононно-облегченное туннелиро-

вание). Причем преимущественное направление вылета электрона определяется стороной с более низким туннельным барьером и не связано со знаком градиента температуры. Этот механизм можно назвать акустогальваническим эффектом, учитывая его аналогию с известными фотогальваническим [12] и акустоэлектрическим [13] эффектами. В рамках феноменологического подхода, описанного в [12], градиент температуры создает неравновесие в системе, причем знак тока определяется асимметрией самой системы, а не направлением потока фононов.

Второй возможный механизм (рис.5b) связан с баллистическим переотражением электрона от “стенки” квантовой точки, в результате которого направление вылета электрона может оказаться противоположным направлению импульса, переданного ему фононом. В этом случае определяющей является латеральная геометрия квантовой точки. Важно отметить, что для этого механизма можно ожидать зависимости эффекта от величины характерного импульса, передаваемого фононом электрону перед переотражением, то есть от величины потока фононов. Это согласуется с наблюдаемой зависимостью термоэдс от мощности нагревателя, задающего фононный поток (рис.4с). Более детальное рассмотрение этого механизма должно учитывать баллистичность также и самих фононов.

Авторы благодарны М. В. Энтину за полезные обсуждения, а также В. А. Ткаченко за численное моде-

лирование электронного спектра в подвешенных мембранах. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 04-02-16894) и ИНТАС (грант #03-55-639).

1. K. Schwab, E. A. Henriksen, J. M. Worlock, and M. L. Roukes, *Nature*, **404**, 974 (2000).
2. L. G. Rego and G. Kirczenow, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 232 (1998).
3. V. L. Gurevich, V. B. Pevzner, and K. Hess, *Phys. Rev. B* **51**, 5219 (1995).
4. B. A. Glavin, V. I. Pipa, V. V. Mitin, and M. A. Stroschio, *Phys. Rev. B* **65**, 205315 (2002).
5. E. M. Weig, R. H. Blick, T. Brandes et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 046804 (2004).
6. J. Weis, R. J. Haug, K. v. Klitzing, and K. Ploog, *Phys. Rev. B* **46**, 12837 (1992).
7. J. Weis, R. J. Haug, K. v. Klitzing, and K. Ploog, *Phys. Rev. B* **71**, 4019 (1993).
8. A. G. Pogosov, M. V. Budantsev, D. Uzur et al., *Phys. Rev. B (R)* **66**, 201303 (2002).
9. А. Г. Погосов, М. В. Буданцев, Р. А. Лавров и др., *Письма в ЖЭТФ* **81**, 578 (2005).
10. R. Scheibner, H. Buhmann, D. Reuter et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 176602 (2005).
11. A. G. Pogosov, M. V. Budantsev, D. Uzur et al., *Phys. Rev. B* **61**, 15603 (2000).
12. М. Д. Блох, М. В. Энтин, *ФТП* **16**, 822 (1982).
13. Ю. В. Гуляев и др., *ФТТ* **12**, 2595 (1970).