

копериодной СР (типа ZnSSe/ZnCdSe или BeZnSe/ZnCdSe) для защиты активной области от проникновения структурных дефектов и CdSe ДМС область рекомбинации (толщиной 2–3 МС), трансформирующуюся при определенных МПЭ условиях в плотный массив самоорганизующихся псевдоморфных CdSe-обогащенных островков с латеральными размерами 15–30 нм, которые служат эффективными центрами локализации носителей, вызывая пространственное разделение дефектных областей и областей излучательной рекомбинации. Существенное улучшение электронного и оптического ограничения, повышение квантовой эффективности, а также эффективный поперечный транспорт носителей в СР волноводе привели к получению рекордно низкой пороговой плотности мощности (менее  $4 \text{ кВт см}^{-2}$  при 300 К) в (Zn, Mg)(S, Se) лазерах с CdSe ДМС активной областью. Лазерные диоды на основе (Be, Mg, Zn)Se/ZnCdSe СР КЯ гетероструктур продемонстрировали наибольшие из известных значения характеристической температуры ( $T_0 = 340 \text{ К}$  при 300 К) и максимальной рабочей температуры ( $140^\circ\text{C}$ ) в импульсном режиме. Все лазерные структуры с CdSe ДМС активной областью и СР волноводом показали повышенную деградационную стойкость по сравнению с обычными ДГС РО КЯ лазерами.

Авторы выражают глубокую признательность Н.-J. Lugauer, А. Waag и G. Landwehr (университет г. Вюрцбурга, Германия) за плодотворное сотрудничество в области МПЭ выращивания и исследования лазерных структур на основе халькогенидов Ве. Авторы также благодарны А.А. Ситниковой, Р.М. Золотаревой и С.М. Конникову за проведение ПЭМ исследований. Данная работа была поддержана грантами РФФИ, программой Министерства науки РФ "Физика твердотельных наноструктур", а также фондом Фольксваген.

## Список литературы

1. Kato E et al. *Electron. Lett.* **34** 282 (1998)
2. Nakano K, in *Proc. 2nd Int. Symp. Blue Laser and Light Emitting Diodes, Chiba, 1998* p. 395
3. Verie C J. *Electron. Mater.* **27** 782 (1998)
4. Waag A et al. *J. Cryst. Growth* **184/185** 1 (1998)
5. Ivanov S V et al. *J. Cryst. Growth* **159** 16 (1996)
6. Ivanov S V et al. *J. Cryst. Growth* **184/185** 70 (1998)
7. Waag A et al. *Appl. Phys. Lett.* **70** 1 (1997)
8. Ivanov S V et al. *J. Appl. Phys.* **83** 3168 (1998)
9. Ivanov S V et al. *Appl. Phys. Lett.* **73** 2104 (1998)
10. Shubina T V et al. *J. Cryst. Growth* **184/185** 596 (1998)
11. Ivanov S V et al. *Semicond.* **32** 1137 (1998)
12. Toropov A A et al., in *Proc. Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St. Petersburg, Russia, 1997) p. 210
13. Алферов Ж И и др. *Письма в ЖТФ* **14** 1803 (1998) [*Sov. Tech. Phys. Lett.* **14** 782 (1988)]
14. Lebedev A et al. *Acta Phys. Pol. A* **94** 421 (1998)
15. Toropov A et al., in *Proc. 2nd Int. Symp. Blue Laser and Light Emitting Diodes* (Eds K Onabe et al.) (Chiba, Japan, 1998) p. 254
16. Legge M et al., in *Proc. 2nd Int. Symp. Blue Laser and Light Emitting Diodes* (Eds K Onabe et al.) (Chiba, Japan, 1998) p. 409
17. Toropov A A et al., in *Proc. Inter. Symp. QD's, 1998, Sapporo, Japan* (to be published in *Jpn. J. Appl. Phys.*)
18. Toropov A A et al. *J. Cryst. Growth* **184/185** 293 (1998)
19. Sedova I et al. *Acta Phys. Pol. A* **94** 519 (1998)
20. Shubina T et al., in *Proc. 24th ICPS* (Jerusalem, Israel, 1998) p. Mo-P33
21. Ivanov S V et al., in *Proc. 2nd Int. Symp. Blue Laser and Light Emitting Diodes* (Eds K Onabe et al.) (Chiba, Japan, 1998) p. 419
22. Ivanov S V et al. *Appl. Phys. Lett.* (1999) (in print)

PACS number: 73.23.Hb

## Одноэлектронные транзисторы на основе эффектов кулоновской блокады и квантовой интерференции

З.Д. Квон, Л.В. Литвин, В.А. Ткаченко, А.Л. Асеев

Темой доклада являются два предельных случая "одноэлектроники": в первой части излагаются результаты по разработке и исследованию одного из вариантов транзистора на основе кулоновской блокады, во второй обсуждается идея одноэлектронного интерференционного транзистора и первые эксперименты по его реализации.

### Транзистор на эффекте кулоновской блокады

Основной частью канала всех рассмотренных ниже транзисторов является проводник малой по отношению к затвору емкости  $C_g$ . Когда данный проводник изолирован от основной цепи туннельными барьерами, пики проводимости отвечают условию снятия кулоновской блокады туннелирования  $C_g V_g + q = (n + 1/2)e$ , где  $n$  — целое, а  $q$  — постоянный поляризационный заряд кулоновского острова [1]. Таким образом, для переключения транзистора в соседнее открытое состояние требуется добавить на емкость  $C_g$  элементарный заряд  $e$ . Поскольку для работы транзистора необходимым является выполнение условия  $e^2/2(C_1 + C_2 + C_g) \gg k_B T$ , емкости туннельных переходов  $C_1, C_2$  должны быть сделаны возможно меньшими. Использование традиционного метода теневых масок при литографическом размере 100 нм дает рабочую температуру транзистора 0,2 К, а для достижения  $T = 4,2 \text{ К}$  потребовалась бы литография с разрешением 30 нм. Мы обошли эту трудность путем разрыва титановой нанопроволоки прямоугольным выступом, предварительно созданным на диэлектрической подложке (рис. 1а). Туннельные переходы с малой высотой потенциального барьера ( $\sim 10 \text{ мэВ}$ ) формировались окислением тонкой пленки титана на двух 10-нанометровых ступенях при дефиците кислорода. При литографическом размере 150 нм емкости туннельных переходов снижались до  $(10-30) \times 10^{-18} \text{ Ф}$  в результате ухода от геометрии плоского конденсатора. Геометрия устройства контролировалась с помощью просвечивающего электронного микроскопа с разрешением в несколько ангстрем, для чего структуры изготавливались на тонких мембранах нитрида кремния на кремнии. Как показывает рис. 1в, разработанный транзистор демонстрирует хорошо выраженные осцилляции тока в зависимости от затворного напряжения при температуре 4,2 К. В полном соответствии с теорией [1] и численным расчетом [2] обнаружен рост отношения пик/долина осцилляций с уменьшением тянущего напряжения; тем самым, одноэлектронная зарядка кулоновского острова и кулоновская блокада (рис. 1б) наблюдались в чистом виде. Зарегистрированы также случайные переключения проводимости, означающие изменение поляризационного заряда кулоновского острова на десятки доли элементарного заряда. Таким образом, получено доказательство работы устройства как одноэлектронного транзистора и исследована его стабильность. Заметим, что разрыв нанопроволок ступенью на поверхности

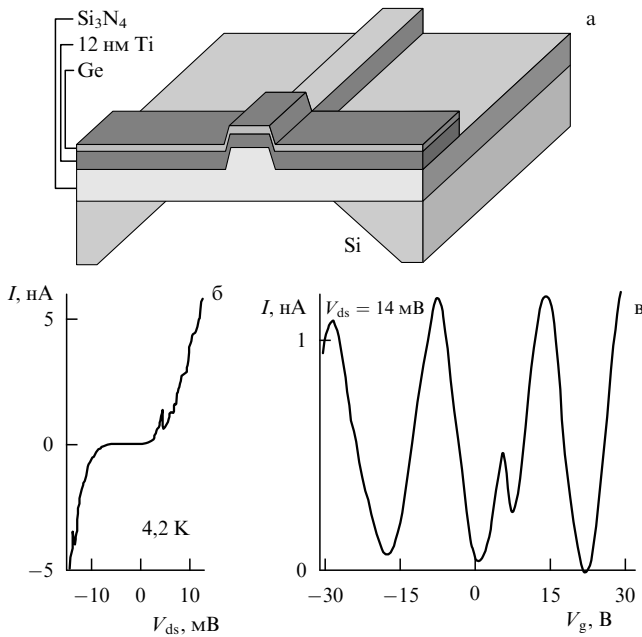


Рис. 1. Схема (а) и измеренные характеристики (б, в) одноэлектронного транзистора, изготовленного методом разрыва нанопроволоки ступенью.

диэлектрика уже использовался для получения одноэлектронных диодов, однако транзистор этим методом создан впервые.

### Интерференционные двухэлектронные осцилляции

Обычно, когда говорят об одноэлектронных транзисторах, имеют в виду только транзистор на основе кулоновской блокады, однако легко показать, что интерференционные транзисторы на основе одномерных ферми-систем также позволяют реализовать режим счета электронов, добавляемых в активную часть прибора. В самом деле, рассмотрим квантовую проволоку длиной  $L$ , в которой заполнена только одна подзона поперечного квантования. При нулевой температуре связь фермиевского волнового вектора  $k_F$  с концентрацией электронов  $N_w$  имеет очень простой вид:

$$k_F = \frac{\pi}{2} N_w. \quad (1)$$

Число электронов в проволоке  $N_L = N_w L$ . Учитывая (1), получаем, что изменение числа электронов в проволоке на единицу приводит к соответствующему изменению  $k_F$  на  $\pi/2L$ . Указанное свойство одномерного электронного газа ведет к важным последствиям для интерференционных транзисторов, создаваемых на основе одномерных электронных волноводов.

К настоящему времени предложены различные варианты интерференционных транзисторов, в основном, на базе кольцевых интерферометров [3–6]. Ниже мы рассмотрим наиболее простой пример одного из таких приборов — квантовую проволоку с двумя полупрозрачными барьерами, расположенными на расстоянии  $L$  друг от друга, и с напыленным сверху металлическим затвором. В реальной ситуации такими барьерами могут служить сужения на концах проволоки (рис. 2,

вставка). Очевидно, что такая конструкция представляет собой электронный аналог интерферометра Фабри–Перо, прозрачность которого меняется не движением "зеркал-барьеров", а небольшим изменением длины волны электронов. Например, чтобы перевести интерферометр из состояния с высоким контактансом  $G$  в состояние с малым  $G$ , или наоборот, нужно изменить  $k_F L$  на  $\pi/2$ , т.е. в соответствии с (1) изменить число электронов в проволоке на единицу.

На рисунке 2а показан результат моделирования контактанса одномерной проволоки с использованием формулы Ландауэра

$$G = \frac{2e^2}{h} T(E_F),$$

где  $T$  — коэффициент прохождения электрона между резервуарами,  $E_F$  — энергия Ферми. В расчете пренебрегается несущественными эффектами спепки мод поперечного движения на входе и выходе волновода, но учтен флуктуационный потенциал с амплитудой порядка 1 мэВ. Проволока без зеркал представляется одномерным барьером высоты порядка 7 мэВ и ширины порядка 1 микрон. Примерно такая ситуация возникает в экспериментальных структурах при характерных концентрациях двумерного газа  $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и одномерного газа  $5 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$ , для которых экранировка заряженных примесей становится эффективной. При решении одночастичного уравнения Шрёдингера плавный потенциальный профиль барьера заменяется кусочно-постоянной функцией (рис. 2б), как в [7]. Расчеты показывают, что при характерных энергиях электрона 10–12 мэВ интерферометр с зеркалами-барьерами с высотой порядка

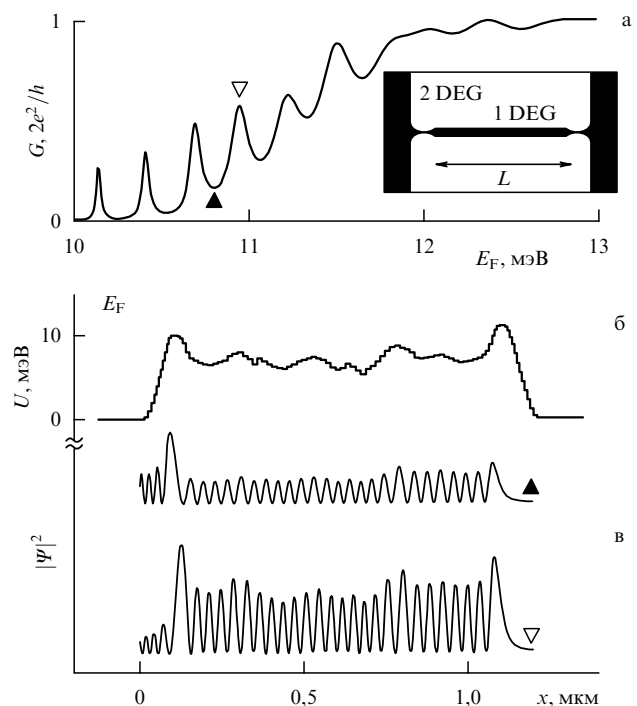


Рис. 2. Результаты моделирования одноэлектронного интерферометра Фабри–Перо (одномерной квантовой проволоки, отделенной от резервуаров полупрозрачными электронными зеркалами (вставка)).

11 мэВ и с шириной порядка 0,1 мкм дает 50 %-ную интерференционную модуляцию. Уменьшение уровня модуляции по сравнению с идеальным случаем является следствием понижения одного из барьеров с 11 до 10 мэВ. Таким образом, несмотря на вытеснение квазиуровней в область непрерывного спектра, отвечающей классически разрешенному движению, резонансы остаются сильными при реалистической размазке краев барьеров. На рисунке 2в показаны плотности вероятности в зависимости от координаты для энергий, отвечающих 25,5 и 26 полуволнам де Бройля в интерферометре и, соответственно, 51 и 52 электронам в одномерном электронном газе квантовой проволоки. Треугольники маркируют соответствующие пики и провал между ними на рис. 2а. Поведение зависимости  $G(E_F)$ , с учетом не показанных на рис. 2а участков с малой  $E_F$  (этот участок соответствует режиму одноэлектронного резонансного туннелирования, который обычно не наблюдается из-за эффекта кулоновской блокады), имеет вполне прозрачный смысл. Когда  $E_F \ll V$  ( $V$  — высота барьеров), прозрачность и, соответственно, проводимость близки к нулю. При  $E_F$  близком к  $V$  наблюдаются наиболее сильные по амплитуде осцилляции, когда величина  $G$  в открытом и закрытом состояниях отличается на порядок. И, наконец, при  $E_F \gg V$  наблюдается высокий кондактанс, модулированный осцилляциями очень малой амплитуды. Очевидно, что с практической и принципиальной точек зрения важен тот факт, что в интерферометре существует режим сильной модуляции кондактанса, который представляет основной интерес для изготовления одноэлектронного транзистора.

### Наблюдение интерференционных осцилляций

Недавно мы установили, что кольцевой квазибаллистический интерферометр со сплошным затвором может действовать как интерферометр Фабри–Перо. В этом случае роль электронных зеркал выполняют точки разветвления на входе и выходе кольцевого интерферометра и барьеры флуктуационного потенциала в его плечах. Для решения задачи о движении электрона в идеальном одномодовом кольцевом интерферометре достаточно простых условий непрерывности волновой функции ( $\Psi_1 = \Psi_2 = \Psi_6$ ) и сохранения потока ( $\Psi'_1 = \Psi'_2 + \Psi'_6$ ) в точках разветвления (рис. 3а). В случае одинаковых плеч интерферометра эти условия принимают вид  $\Psi_1 = \Psi_2$ ,  $\Psi'_1 = 2\Psi'_2$ , и задача сводится к одномерной с электронными зеркалами в точках  $x = 0, L$  (рис. 3б). Ситуация соответствует идеальному интерферометру Фабри–Перо с не зависящей от энергии прозрачностью зеркал. В этом случае прозрачность интерферометра дается выражением  $T = |t|^2 = 1/(1 + 9 \sin^2 k_F L/16)$ . Учитывая (1), получаем, что период осцилляций проводимости будет соответствовать изменению числа электронов в плече на 2 (в кольце на 4).

Для проверки изложенной идеи были изготовлены кольцевые структуры на основе высокоподвижного двумерного электронного газа в гетеропереходе AlGaAs/GaAs с помощью электронной литографии и последующего плазмохимического анизотропного травления (рис. 3в). Затем на них напылялся металлический AuTi затвор. Одномодовое кольцо имело эффективный диаметр 0,7 мкм. Результат одного из экспериментов

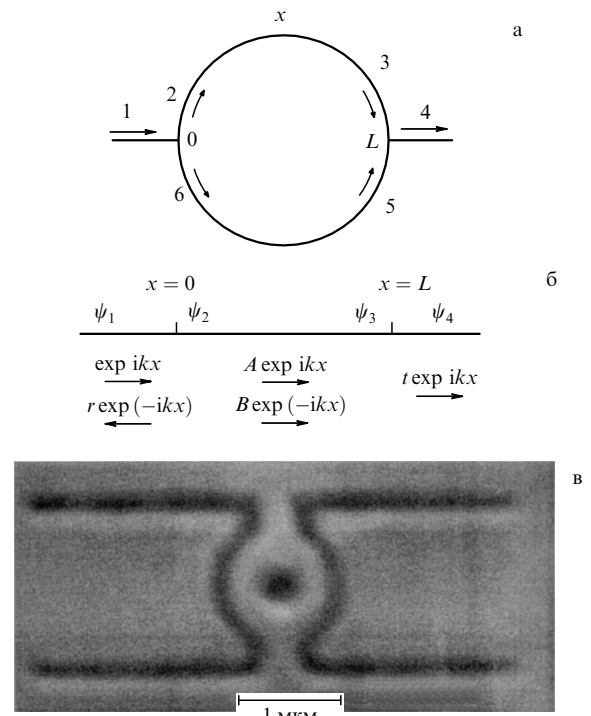


Рис. 3. Схематическое изображение (а) и фотография (в) кольцевого интерферометра. Одномерная модель прохождения электрона через идеальное кольцо в нулевом магнитном поле (б).

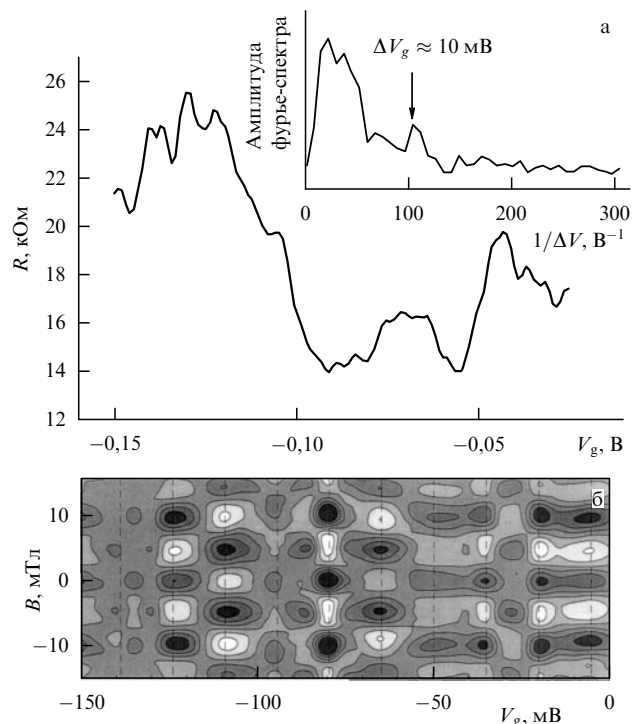
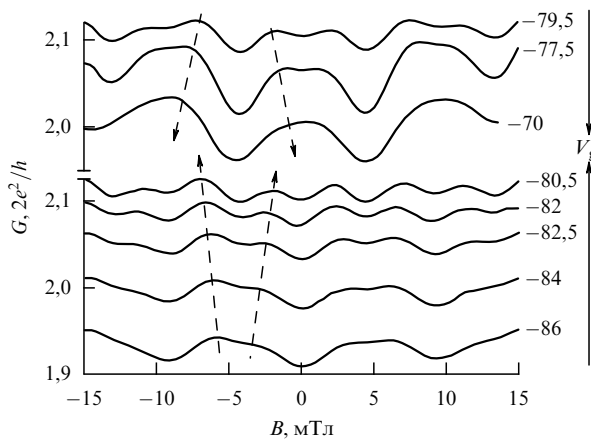


Рис. 4. Измеренное сопротивление кольцевого интерферометра в зависимости от затворного напряжения (а); амплитуда фурье-спектра  $R(V_g)$  (вставка); контурная карта осцилляций проводимости  $G - \langle G(B) \rangle$  по затвору и магнитному полю (б).

показан на рис. 4а. Видно, что при изменении затворного напряжения наблюдаются квазирегулярные осцилляции сопротивления. Фурье-спектр выделяет два



**Рис. 5.** Экспериментальное наблюдение переворота фазы осцилляций Ааронова–Бома при изменении  $V_g$  вблизи пика проводимости кольцевого интерферометра.

периода: 10 и 40 мЭВ. Меньший период соответствует добавлению 4 электронов в кольцо. Низкочастотные осцилляции скорее всего вызваны формированием интерферометра Фабри–Перо внутри одного из плеч кольца. Малая амплитуда высокочастотных осцилляций указывает на значительную роль рассеяния. Одномодовый и квазибаллистический характер электронного транспорта в кольце подтверждается наблюдением переворотов фазы осцилляций Ааронова–Бома (рис. 4б, 5).

Таким образом, приведенные результаты показывают возможность создания одноэлектронных интерференционных транзисторов. Однако необходимо усовершенствовать технологию изготовления одномодовых квантовых проволок и выполнить дальнейшие эксперименты, чтобы получить одноэлектронные осцилляции большой амплитуды в интерферометре Фабри–Перо с контролируемой длиной.

Авторы доклада признательны всем участникам данной работы за возможность использования полученных результатов и, в первую очередь, Д. Г. Бакшееву, М. И. Каткову, В. А. Колосанову, Е. Б. Ольшанецкому, А. Е. Плотникову, О. А. Ткаченко, А. И. Торопову. Работа выполнялась при поддержке МНТП "Физика твердотельных наноструктур" (гранты 98-1102, 97-1078, 97-2024), программами "Университеты России — фундаментальные исследования" (грант 1994) и NATO Linkage (грант НТЕСН.LG 971304).

### Список литературы

1. Likharev K K *IBM J. Res. Dev.* **32** 144 (1988)
2. Baksheyev D G, Tkachenko V A *Herald Russian Acad. Tech. Sci.* **1** (7b) 723 (1994)
3. Fowler A B "Semiconductor interferometer", U.S. Patent 4550330 (1984)
4. Washburn S et al. *Phys. Rev. B* **38** 1554 (1988)
5. Петров В А, Сандлер И М *Микроэлектроника* **23** (4) 3 (1994)
6. Быков А А, Литвин Л В, Мощенко С П *Письма в ЖЭТФ* **61** 974 (1995)
7. Tkachenko V A et al. *Physica B* **175** 75 (1991)