УДК 530.145

# СХЕМА ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНА С ПОМОЩЬЮ ТУННЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ИЗ ЧЕТЫРЕХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК С АСИММЕТРИЕЙ ПАРАМЕТРОВ

# © 2022 г. А. В. Цуканов\*

Физико-технологический институт им. К.А. Валиева РАН, Нахимовский проспект, 34, Москва, 117218 Россия \*E-mail: tsukanov@ftian.ru Поступила в редакцию 04.05.2022 г. После доработки 11.07.2022 г. Принята к публикации 11.07.2022 г.

Предложена схема измерения электронной заселенности полупроводниковой квантовой точки, позволяющая детектировать наличие электрона на расстоянии до 500 нм с пространственным разрешением до 10 нм. В качестве сенсорного элемента используется структура из четырех туннельносвязанных квантовых точек, которая находится в стационарном токовом режиме. Транспортные свойства системы зависят от параметров структуры, ее расстояния до измеряемой точки и от ее состояния. Исследовано влияние пространственной асимметрии некоторых параметров на измерительный контраст. Установлено, что ослабление туннельных связей между КТ и усиление накачки, обеспечивающие рост среднего числа электронов в структуре, а также отстройка энергий уровней центральных и крайних КТ, увеличивают контраст и усиливают пространственное разрешение.

*Ключевые слова:* полупроводники, квантовые точки, сенсоры, квантовые измерения, транзистор **DOI:** 10.31857/S0544126922700156

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Залача экспериментального определения электронной заселенности твердотельных нанообъектов, таких, как квантовые точки (КТ) [1, 2], имеет большое практическое значение. В частности, если двойная КТ (ДКТ) используется для кодировки квантовой информации, то данная процедура соответствует измерению квантового бита (кубита) [3-8]. Заселенность оптически активных многоуровневых КТ может быть установлена в ходе спектроскопического исследования [9-17]. Однако для мелких одноуровневых КТ требуется другие методы. Наиболее распространенным подходом является использование емкостных сенсоров одноэлектронного транзистора (ОЭТ) [18-23] и квантового точечного контакта [24-26]. В данных устройствах сила тока зависит от внешних электрических полей, в том числе создаваемых электронами КТ, находящихся вблизи них. За трилцать лет. прошелших с момента создания первых ОЭТ [18], технология изготовления емкостных сенсоров шагнула далеко вперед. В настоящее время известно множество различных модификаций ОЭТ. Тем не менее, принцип их действия остается неизменным. Он базируется на зависимости положения энергетического уровня электрона в КТ, расположенной между металлическими контактами (электронными резервуарами), от амплитуды электрического поля. В токовом режиме уровень КТ должен быть ниже (выше) уровня Ферми в контакте-источнике (стоке). Если внешнее поле смещает уровень выше (ниже) уровня Ферми источника (стока), то ток через ОЭТ прекращается. Следовательно, чем ближе уровень КТ находится к уровню Ферми резервуара, тем слабее амплитуда внешнего поля, при которой происходит переключение в режим блокады, а значит, выше чувствительность устройства.

Описанный принцип имеет существенный недостаток - зависимость тока от тепловых флуктуаций энергии Ферми в контактах. Чтобы исключить их влияние на протекание тока, можно заменить одиночную КТ на несколько туннельносвязанных КТ, смещения уровней которых будут определяться пространственным положением данных КТ относительно источника электрического поля [27]. В этом случае ток зависит главным образом от характеристик самих КТ: разностей энергий их уровней и энергий туннелирования электрона между соседними КТ. Выбор геометрии структуры и параметров отдельных КТ открывает больше возможностей для контроля электронного транспорта. Ранее мы исследовали одномерные структуры из трех КТ, для которых были сформулированы



**Рис. 1.** Туннельная структура из четырех КТ, включенная в схему детектирования электрона в пятой КТ.

критерии их успешного применения в качестве чувствительных элементов электрометрических приборов [27–29].

В данной работе рассматривается двумерная структура из четырех КТ, формирующая два электронных канала между источником и стоком. Представленная модель описывает системы на основе кластеров КТ, получаемых методом самоконденсации Странского-Крастанова, а также массивы донорных атомов фосфора в кремнии, изготовленных путем имплантации. Как следует из расчетов, измерительные свойства структур будут определяться взаимным расположением измеряемого объекта (КТ) и транзистора. Кроме того. существенную роль играет асимметрия параметров, влияющих на электронный транспорт. К их числу относятся отстройки энергий уровней КТ структуры, скорость некогерентной накачки, а также энергии когерентного туннелирования между КТ. Оптимальный режим детектирования с высоким пространственным разрешением реализуется для структур, в которых поддерживается туннельный ток, испытывающий резкие флуктуации при изменении внешнего электрического поля. Увеличение концентрации носителей в каналах структуры за счет создания дисбаланса скоростей на входном и выходном портах также повышает ее восприимчивость к внешним электрическим возмущениям.

### 2. МОДЕЛЬ ТУННЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим ромбообразную двумерную структуру из четырех туннельно-связанных одноуровневых КТ *S*, *L*, *R* и *D*, представленную на рис. 1. В

МИКРОЭЛЕКТРОНИКА том 51 № 6 2022

качестве единиц измерения примем эффективные атомные единицы, полагая 1 ат. ед. =  $Ry^*$  = =  $m^*Ry/m_e \varepsilon^2$  для энергии и 1 ат. ед. =  $a_B^* = a_B m_e \varepsilon/m^*$ для длины, где Ry =13.6 эВ – энергия Ридберга,  $a_B$  = 0.52 × 10<sup>-10</sup> м – радиус Бора,  $m_e$  – масса свободного электрона,  $m^*$  – эффективная масса электрона,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника. Для арсенида галлия GaAs ( $\varepsilon$  = 12 и  $m^*$  = 0.067 $m_e$ ) имеем  $Ry^*$  = 6 мэВ и  $a_B^*$  = 10 нм. Энергии уровней КТ равны  $\varepsilon_k$ , им соответствуют им векторы состояний  $|k\rangle$  (k = S, L, R, D). Электроны из верхнего резервуара попадают в КТ S, затем когерентным образом туннелируют в центральные КТ L и R, и уходят из структуры через КТ D в нижний резервуар.

Гамильтониан структуры представляется в виде суммы одночастичных и двухчастичных гамильтонианов:

$$H = H_0 + H_V + H_{e-e} + H_{e-e,V} + H_{2e-2e,V}.$$
 (1)

Определив отстройки энергий уровней КТ *L*, *R* и *D* от энергии уровня КТ *S*,  $\delta_k = \varepsilon_k - \varepsilon_S$ , выпишем гамильтониан изолированных КТ (здесь и далее  $\hbar = 1$ ):

$$H_{0} = \delta_{L} |L\rangle \langle L| + \delta_{R} |R\rangle \langle R| + \delta_{D} |D\rangle \langle D|.$$
 (2)

Туннельная связь КТ описывается гамильто-нианом

$$H_{V} = -V_{LS} |L\rangle \langle S| - V_{RS} |R\rangle \langle S| - V_{LD} |L\rangle \langle D| - V_{RD} |R\rangle \langle D| - V_{LR} |L\rangle \langle R| + H.c.,$$
(3)

где параметры  $V_{km}$  задают скорости одночастичного туннелирования между состояниями  $|k\rangle$  и  $|m\rangle$ . Здесь учтено, что электронный транспорт между КТ *S* и *D* будет незначительным, и поэтому им можно пренебречь.

Кулоновское взаимодействие электронов приводит к смещению уровней КТ и к модификации туннельных процессов. Эти гамильтонианы имеют вид

$$\begin{aligned} H_{e-e} &= U_{LS} \left| L, S \right\rangle \langle L, S \right| + U_{RS} \left| S, R \right\rangle \langle S, R \right| + \\ &+ U_{LD} \left| L, D \right\rangle \langle L, D \right| + U_{RD} \left| R, D \right\rangle \langle R, D \right| + \\ &+ U_{LR} \left| L, R \right\rangle \langle L, R \right| + U_{SD} \left| S, D \right\rangle \langle S, D \right|, \end{aligned}$$

И

$$\begin{split} H_{e-e,V} &= U_{LS,R} \left| L, R \right\rangle \langle S, R \right| + U_{RS,L} \left| R, L \right\rangle \langle S, L \right| + \\ &+ U_{LD,R} \left| L, R \right\rangle \langle D, R \right| + U_{RD,L} \left| R, L \right\rangle \langle D, L \right| + \\ &+ U_{LR,S} \left| L, S \right\rangle \langle R, S \right| + U_{LD,S} \left| L, S \right\rangle \langle D, S \right| + \\ &+ U_{RD,S} \left| R, S \right\rangle \langle D, S \right| + U_{LR,D} \left| L, D \right\rangle \langle R, D \right| + \\ &+ U_{LS,D} \left| L, D \right\rangle \langle S, D \right| + U_{RS,D} \left| R, D \right\rangle \langle S, D \right| + H.c. \end{split}$$

Еще одним проявлением взаимовлияния туннельных и кулоновских эффектов служат коррелированные перемещения двух электронов. Отметим, что мы не рассматриваем зарядовые конфигурации, соответствующие заселению уровня КТ двумя электронами, так как энергия их взаимодействия сопоставима с глубиной КТ. С учетом геометрии структуры гамильтониан, характеризующий данные процессы, записывается как

$$H_{2e-2e,V} = U_{LD,SR} | L, D \rangle \langle S, R | + U_{LR,SD} | L, R \rangle \langle S, D | + U_{LR,DS} | L, R \rangle \langle D, S | + U_{LS,DR} | L, S \rangle \langle D, R | + H.c.$$
(6)

В качестве базиса для представления оператора плотности  $\rho$  системы мы выбираем набор векторов вида  $|n_S, n_L, n_R, n_D\rangle$ , где числа  $n_k$  (k = S, L, R, D) в зависимости от нахождения или отсутствия электрона в соответствующей КТ принимают значения 0 или 1. Проекционный оператор  $|k\rangle\langle m|$ 

эквивалентен фермионному оператору  $a_k^{\dagger}a_m$ , описывающему перемещение электрона из КТ *m* в КТ *k*. Если k = m, то его действие сводится к умножению исходного вектора на  $n_k$ . Матричные элементы оператора кулоновского взаимодействия, входящие в уравнения (4), (5) и (6), вычисляются по общей формуле (в эффективных атомных единицах)

$$U_{kl,mn} = 2 \iint \frac{\Psi_k^*(\mathbf{r}_1) \Psi_l^*(\mathbf{r}_2) \Psi_m(\mathbf{r}_1) \Psi_n(\mathbf{r}_2)}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (7)$$

где  $\psi_k(\mathbf{r}_s)$  – волновая функция электрона с радиусом-вектором  $\mathbf{r}_s$  (s = 1, 2) в КТ с индексом k (совпадающие индексы заменяются одним). Гамильтониан  $H_{\rho-e}$  задает энергетические сдвиги двухэлектронных состояний и является диагональным в выбранном базисе. С другой стороны, процессы, описываемые гамильтонианом Н<sub>е-е.V</sub>, связаны с перемещением одного электрона между двумя КТ под влиянием другого электрона в третьей КТ. Поскольку при этом энергия системы меняется, то данные процессы будут эффективными только при наличии компенсирующего фактора. Например, если отстройка энергий уровней КТ, между которыми туннелирует электрон, соответствует разности энергий кулоновского взаимодействия для этих КТ. Синхронное перемещение двух электронов, исключающее возможность их нахождения в одной КТ, представлено гамильтонианом *H*<sub>2*e*-2*e*,*V*</sub>. Данное условие выполняется при туннелировании вдоль противоположных ребер структуры (S-L и D-R или D-L и S-R).

Структура связана с резервуарами за счет некогерентного туннелирования электрона из источника в КТ *S* и из КТ *D* в сток со скоростями  $\Gamma_S$  и  $\Gamma_D$ , соответственно. Эти стохастические процессы описываются в рамках формализма уравнения Линдблада, как и дефазировка одноэлектронных состояний КТ, вызываемая внешними электрическими шумами и взаимодействием с акустическими фононами,

$$d\rho/dt = -i[H,\rho] + \Gamma_{S}O(|S\rangle\langle vac_{S}|) + \Gamma_{D}O(|vac_{D}\rangle\langle D|) + \sum_{k=L,R,D}\gamma_{k}O(|k\rangle\langle k| - |S\rangle\langle S|).$$
<sup>(8)</sup>

Здесь  $\gamma_k$  – скорость дефазировки в *k*-ой КТ относительно КТ *S*,  $|vac_{S(D)}\rangle$  – вакуумное состояние КТ *S*(*D*) и *O* – супероператор Линдблада:  $O(A) = A\rho A^{\dagger} - [A^{\dagger}A, \rho]/2$ . В начальный момент времени система находится в вакуумном состоянии. Ток на выходе в установившемся режиме  $I = e\Gamma_D\rho_{DD}$  пропорционален диагональной компоненте  $\rho_{DD}$  матрицы плотности.

Наличие электрона в измеряемой КТ приводит к дополнительным сдвигам энергий одноэлектронных уровней,  $\varepsilon_k \to \varepsilon_k + U_{k,q}$ . Это вызывает изменение стационарного тока через структуру. Таким образом, измеряя ток І и сравнивая его с величиной  $I_0$ , когда электрон в измеряемой КТ отсутствует, можно ответить на вопрос о заселении данной КТ. Количественной мерой, характеризующей точность детектирования электрона, служит измерительный контраст,  $C = |(I_0 - I)/I_0|$ . Данная функция зависит от параметров уравнения (8). Отметим также, что для проведения измерений необходимо, чтобы внутренний шум детектора был меньше, чем разность величин тока для нейтральной и заряженной KT. Вместе с тем. задача измерения кубита на двойной КТ (ДКТ) более сложная, поскольку она связана не только с детектированием заряда, но и с определением его местоположения в ДКТ. Следовательно, ток должен заметно меняться для двух близких положений электрона (в соседних КТ). В этом случае можно говорить о дифференциальной электрометрии, открывающей перспективу пространственного мониторинга элементарного заряда на достаточно больших расстояниях от структуры.

## 3. РАСЧЕТ СТАЦИОНАРНОГО ТОКА ДЛЯ КВАЗИДВУМЕРНЫХ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУР

Как показывают вычисления, энергия кулоновского взаимодействия двух электронов, находящихся в основных состояниях соседних КТ, может быть с хорошей точностью найдена в рамках приближения точечных зарядов. В этом случае штарковские сдвиги уровней КТ рассчитываются по формуле U = 2/L, где L – расстояние между центрами КТ. Выберем начало отсчета в точке, находящейся на пересечении диагоналей L-R и S-D, и зададим координаты центра измеряемой КТ, X и Y. Центры КТ, входящих в структуру, расположены в точках с координатами ( $\pm a_x/2$ , 0) и (0,  $\pm a_{y}/2$ ). Точность используемого приближения тем выше, чем лучше выполняется условие  $d \ll a_{x(y)}$  (d – диаметр КТ). Энергии  $V_{mn}$  одноэлектронного туннелирования между уровнями КТ оцениваются как  $V_0 \exp(-\beta L)$ , где  $V_0$  и  $\beta$  – подгоночные коэффициенты [28]. Недиагональные туннельно-кулоновские матричные элементы (2)–(4) оказываются существенно меньше энергий  $V_{mn}$ . Выбор потенциала КТ и расстояния между ними позволяет регулировать эти параметры. В нашей работе мы используем следующие значения:  $U_{lk,m} = 10^{-4}$  для всех энергий гамильтониана (5) и  $U_{lk,mn} = 10^{-5}$  для всех энергий гамильтониана (6), а также скорости дефазировки  $\gamma_k = 0.8 \times 10^{-5}$ .

Геометрия структуры, предполагающая параллельное протекание тока по нескольким (злесь – двум) каналам должна обеспечить высокий измерительный контраст при условии, что все каналы будут одинаково реагировать на присутствие электрона в измеряемой КТ. Этому требованию можно удовлетворить, располагая КТ на большом расстоянии от центра системы. С практической точки зрения такой дизайн увеличивает результирующую туннельную проводимость структуры, даже если параметры КТ демонстрируют флуктуации, вызванные технологическими отклонениями процесса ее изготовления. Кроме того, учитывается возможность соединения каналов в центральной части. Результаты моделирования указывают на то, что даже наличия одного канала достаточно для измерения зарядового кубита с приемлемой точностью (рис. 2). Как и следовало ожидать, удаление КТ от структуры приводит к падению контраста и приближению величины тока к значению *I*<sub>0</sub>, см. рис. 2*a*. Видно, что наибольшее изменение тока наблюдается на двух узких участках вблизи линии Y = 0 (экстремумы на рис. 26). При этом токовый режим, характерный для невозмущенной структуры, восстанавливается при Y = 0для любого расстояния до кубита. Такое поведение тока объясняется тем, что эффективность туннелирования электронов зависит от синхронности штарковских смещений уровней КТ вдоль канала и сохранении пространственной симметрии относительно его центра. Если сдвиги уровней в KT S и KT D одинаковы, то ток демонстрирует значение  $I_0$  на широком интервале отстроек их энергий от энергии центральной КТ *R*. Добавление параллельного канала *S*–*L*–*D* и поперечной туннельной связи *L*-*R* сопровождается резким снижением контраста вследствие неэквивалентности влияния измеряемой КТ (находящейся ближе к каналу S-R-D) на оба канала. В самом деле, результирующий ток будет складываться из парциальных компонент, одна из которых заметно меньше подвержена воздействию электрона в КТ. Она нивелирует особенности, связанные с КТ, присутствующие на графике второй компоненты. Интересно, что заселенность каждой КТ структуры в отсутствие (или при поддержании симметрии) взаимодействия с электроном составляет 0.5, то есть в среднем структура заселена двумя электронами.

Разрыв одной из туннельных связей (L-D или S-L) в слабо возмущенном канале приводит к интересным последствиям (рис. 3). Теперь весь ток, протекающий через структуру, проходит через один из участков (R-D или S-R) сильно возмущенного канала. Как и для симметричной одноканальной структуры (рис. 2*a*), участки с сильным изменением тока расположены вдоль линии Y = 0. Сравнение графиков для X = 10 указывает на более высокий градиент тока для структур с частично подавленной связью.

Рассматривая структурную асимметрию как ресурс, увеличивающий контраст измерения, можно сформулировать общий принцип ее использования. Следует так выбирать конфигурацию КТструктуры, чтобы 1) присутствие заряженной КТ вызывало сильные изменения тока в каждом из каналов одновременно и 2) пространственная асимметрия каналов способствовала поддержанию разрешающей способности устройства на большом расстоянии до измеряемой КТ.

### 4. РАСЧЕТ СТАЦИОНАРНОГО ТОКА ДЛЯ КВАЗИДВУМЕРНЫХ СТРУКТУР С АСИММЕТРИЕЙ

Можно предположить, что вышеперечисленные способы контроля стационарного электронного транспорта через структуру, взаимодействующую с заряженной КТ, будут наиболее эффективными, если туннельная связь внутри каналов является неустойчивой. В частности, выбирая отстройки уровней в центральных КТ (L и R) так, чтобы они были существенно больше, чем туннельные матричные элементы, связывающие данные КТ с КТ-портами, мы значительно улучшаем измерительный контраст (рис. 4). Сравнение с резонансным режимом ( $\delta_k = 0$ , рис. 2) для координаты X = 10 указывает на заметное увеличение контраста, причем рост отстроек, а также их разности, способствует этому. Отметим, что в данном случае оба канала одновременно или участвуют в динамике, или оказываются блокированными.

Другой подход базируется на ослаблении туннельных связей между КТ, в результате которого электронный транспорт реагирует на малые изменения потенциала, связанные с нахождением электрона в измеряемой КТ. Ее смещение по вертикали из симметричной конфигурации (Y = 0) приводит к падению тока через структуру, заметное даже для X = 50. Анализ данных (рис. 5) для двух значений энергий туннелирования (одинаковых для всех связей в структуре)  $V_{mn} = 0.01$  и  $V_{mn} = 0.005$  говорит о сильной зависимости контраста от данного параметра. Необходимо также помнить, что уменьшение туннельной энергии,



**Рис. 2.** Ток через квазиодномерную структуру из КТ *S*, *R* и *D* (*a*) и его производная ( $\delta$ ) как функции вертикальной координаты измеряемой КТ для нескольких значений ее горизонтальной координаты. Все величины даны в эффективных атомных единицах.

как и увеличение отстроек, сопровождается снижением максимального тока (а значит, и контраста) вследствие ухудшения транспортных свойств каналов. Нижней границей для параметров  $V_{mn}$ является скорость дефазировки  $\gamma_k$  состояний КТ, то есть должно выполняться условие  $V_{mn} \ge \gamma_k$ . В противном случае стохастические флуктуации энергий уровней КТ разрушают туннельные связи между ними, что приводит к падению тока. Асимметрия туннельных энергий, как и для отстроек, позволяет изменять профиль тока. Ослабление связей в нижней части структуры (то есть между центральными КТ L и R и КТ D) по сравнению со связями в ее верхней части вызывает сужение пи-



**Рис. 3.** Ток через квазидвумерную структуру с подавленной туннельной связью L-D (*a*) и S-L (*б*) как функции вертикальной координаты измеряемой КТ для нескольких значений ее горизонтальной координаты. Все величины даны в эффективных атомных единицах.

ка, а значит, увеличивает пространственное разрешение. Это объясняется ростом электронной плотности в структуре из-за дисбаланса скоростей туннелирования. Однако пиковое значение при этом быстро уменьшается, так как ток падает. Другие асимметричные конфигурации (ослабление связей в верхней части или между одной нижней и одной верхней связями в разных каналах) не дают сколько-нибудь заметного преимущества по сравнению с только что описанным дизайном структуры. Добавим, что параметр  $V_{LR}$ , характеризующий горизонтальную связь между левым и правым каналами, не оказывает заметного влияния на туннельный ток в вертикальном направлении.

Наконец, контроль скоростей некогерентного туннелирования электронов через входной и выходной порты структуры позволяет управлять ее реакцией на присутствие внешних зарядов. Скорости  $\Gamma_S$  и  $\Gamma_D$  зависят от электронной плотности резервуаров, вычисленной для энергий уровней



**Рис. 4.** Ток через квазидвумерную структуру с асимметрией отстроек как функция вертикальной координаты измеряемой КТ для нескольких значений ее горизонтальной координаты. Толстые линии соответствуют набору  $\delta_L = 0.6$  и  $\delta_R = 0.65$ , а тонкие – набору  $\delta_L = 0.7$  и  $\delta_R = 0.75$ . Все величины даны в эффективных атомных единицах.

КТ S и D, и их взаимной геометрии (расстояния между ними, формы и ориентации). Варьируя параметр  $\Gamma_{S}$  при фиксированном значении  $\Gamma_{D}$ , то есть генерируя асимметрию пропускной способности нашей системы, рассчитаем ток как функцию местоположения измеряемой КТ. На основании уже полученных результатов нами был сделан вывод о росте чувствительности измерения при ослаблении тока за счет увеличения отстроек и уменьшении энергий когерентного туннелирования, а также создания асимметрии этих параметров. Направление тока через структуру уже задано благодаря дисбалансу уровней Ферми в резервуарах. Увеличение (уменьшение) скорости накачки на входе по отношению к скорости на выходе способствует росту (падению) среднего числа электронов. Можно предположить, что накопление отрицательного заряда будет повышает ее восприимчивость к внешним электрическим полям, а значит, и улучшать ее измерительные свойства. На рис. 6 приведены зависимости тока от вертикальной координаты Y при X = 10 при изменении скорости накачки. Мы видим, что условие  $\Gamma_S = \Gamma_D = 10^{-6}$  обеспечивает приемлемый уровень точности при заданной скорости туннелирования  $V_{mn} = 0.01$ . Увеличение  $\Gamma_S$  на два порядка приводит к росту тока и контраста, причем средняя электронная плотность в КТ также возрастает с 0.5 до 1. И наоборот, усиление отвода электронов из структуры значительно ухудшает ее транспортные и сенсорные возможности (тонкая кривая на рис. 6). С учетом небольшой глубины КТ единичная заселенность, достигаемая при  $\Gamma_{\rm s} = 10^{-4}$ , является максимальной, и дальнейшее увеличение скорости накачки будет нецелесообразно. Построим для данного значения координатные зависимости тока (рис. 7). Можно отметить, что с увеличением расстояния до измеряемой КТ контраст падает быстрее, чем для структур с асимметрией отстроек или с минимизацией туннелирования. Поэтому следует применять все три подхода к оптимизации процедуры детектирования одновременно, наращивая восприимчивость тока к внешним полям. Графики зависимостей среднего числа электронов от скорости накачки (рис. 8) помогают лучше понять, как влияет поле электрона КТ на стационарный ток. Заряженная КТ, которая расположена на значительном расстоянии от структуры, может, тем не менее, существенно модифицировать туннельный ток через нее. Первоначально при малых скоростях накачки ( $\Gamma_S \ll \Gamma_D$ ) в системе присутствуют одно- и двухэлектронная компоненты. После того, как скорость накачки достигает значений  $\Gamma_s \approx \Gamma_D$ , они быстро убывают, а трехэлектронная компонента демонстрирует резкий рост и доминирует на широком интервале значений. Монотонное возрастание четырехэлектронной компоненты отражает переход в режим насыщения при  $\Gamma_S \gg \Gamma_D$  и нахождению в каждой из КТ в среднем по одному элек-



**Рис. 5.** Ток через квазидвумерную структуру для двух значений туннельной энергии как функции вертикальной координаты измеряемой КТ для нескольких значений ее горизонтальной координаты. Толстые линии соответствуют  $V_{mn} = 0.01$ , а тонкие –  $V_{mn} = 0.005$ . Все величины даны в эффективных атомных единицах.



**Рис. 6.** Ток через квазидвумерную структуру как функция вертикальной координаты измеряемой КТ для нескольких значений скорости накачки. Все величины даны в эффективных атомных единицах.

трону. Однако данный переход в случае нахождения электрона в измеряемой КТ наблюдается при гораздо больших скоростях накачки, чем в случае его отсутствия. Если же КТ пустая, то четырехэлектронная компонента становится превалирующей уже при  $\Gamma_S = 10\Gamma_D$ . В целом, этот результат

МИКРОЭЛЕКТРОНИКА том 51 № 6 2022



**Рис. 7.** Ток через квазидвумерную структуру как функция вертикальной координаты измеряемой КТ для нескольких значений горизонтальной координаты. Все величины даны в эффективных атомных единицах.



**Рис. 8.** Графики зависимостей электронных компонент как функций скорости накачки при наличии заряженной КТ (слева) и в ее отсутствие (справа). Все величины даны в эффективных атомных единицах.

объясняется на основе общих соображений электростатики: поле отрицательно заряженной измеряемой КТ, расположенной вблизи структуры

с током, препятствует прохождению электронов через ближайшие к ней КТ вследствие кулоновского отталкивания одноименных зарядов.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изготовление наноструктур на основе КТ для их использования в квантовой информатике и метрологии требует не только высокоточного позиционирования КТ в полупроводниковой матрице, но и контроля их взаимодействия, в частности, туннелирования электронов между ними. Зависимость этого процесса от внешних электрических полей открывает возможность детектирования элементарных зарядов в окрестности структуры и определения их пространственного положения. Данный эффект лежит в основе принципа действия емкостных сенсорных устройств, таких, как одноэлектронный транзистор.

Технология формирования кристаллических КТ позволяет создавать упорядоченные планарные массивы со сложными внутренними связями, баланс между которыми определяет каналы протекания наноамперного тока между источником и стоком. Эти структуры уже нельзя называть одноэлектронными, поскольку они могут содержать количество электронов, равное числу КТ, входящих в них. Данное обстоятельство открывает новые перспективы для инженерии квантовой динамики носителей и разработке детекторов с более высокими характеристиками, чем у ОЭТ. Одним из подходов к реализации этой стратегии является настройка каналов в режим, неустойчивый по отношению к внешним полям (то есть демонстрирующий резкие изменения тока при малых вариациях амплитуд полей). В нашей работе такая настройка предполагает нарушение пространственной симметрии распределения параметров, входящих в гамильтониан структуры.

Численное моделирование стационарного тока указывает на увеличение контраста и разрешающей способности измерения, если туннельная связь ослаблена настолько, что энергии туннелирования оказываются заметно меньше, чем энергии кулоновского взаимодействия электронов. При этом создание асимметрии с целью оптимизации измерительного контраста эффективно для отстроек в нерезонансном режиме, а также для скоростей некогерентного туннелирования на входе и выходе. Удовлетворительная разрешающая способность может быть достигнута на значительных (до 500 нм) расстояниях до ДКТ с характерным размером 15-20 нм. Дальнейшая оптимизация может быть связана с усложнением системы токовых каналов, с использованием двухэлектронного заселения широких КТ, с привлечением обменных эффектов в случае неполяризованных резервуаров, а также с инженерией туннельно-кулоновских процессов.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФТИАН им. К.А. Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме № FFNN-2022-0016 "Фундаментальные и прикладные исследования в обла-

МИКРОЭЛЕКТРОНИКА том 51 № 6 2022

сти разработки методов высокоточного моделирования и контроля элементной базы квантовых компьютеров".

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Joyce B.A., Kelires P.C., Naumovets A.G., Vvedensky D.D. Quantum Dots: Fundamentals, Applications, and Frontiers (NATO Science Series, 2003).
- 2. Kouwenhoven L.P., Austing D.G., Tarucha S. Few-electron quantum dots // Rep. Prog. Phys. 2001. V. 64. P. 701.
- 3. Barenco A., Deutsch D., Ekert A., Jozsa R. Conditional quantum dynamics and logic gates // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 4083.
- 4. *Fedichkin L., Yanchenko M., Valiev K.A.* Coherent charge qubits based on GaAs quantum dots with a built-in barrier // Nanotechnology. 2000. V. 11. P. 387.
- Fujita T., Kiyama H., Morimoto K., Teraoka S., Allison G., Ludwig A., Wieck A.D., Oiwa A., Tarucha S. Nondestructive real-time measurement of charge and spin dynamics of photoelectrons in a double quantum dot // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 266803.
- Openov L.A. Resonant electron transfer between quantum dots // Phys. Rev. B. 1999. V. 60. P. 8798.
- Tsukanov A.V. Entanglement and quantum-state engineering in the optically driven two-electron double-dot structure // Phys. Rev. A. 2005. V. 72. P. 022344.
- Цуканов А.В., Катеев И.Ю. Квантовые операции на зарядовых кубитах с электростатическим управлением в полупроводниковых резонаторах // Микроэлектроника. 2013. Т. 42. С. 246.
- Stinaff E.A., Scheibner M., Bracker A.S., Ponomarev I.V., Korenev V.L., Ware M.E., Doty M.F., Reinecke T.L., Gammon D. Optical signatures of coupled quantum dots // Science. 2006. V. 311. P. 636.
- Muñoz-Matutano G., Royo M., Climente J.I., Canet-Ferrer J., Fuster D., Alonso-González P., Fernández-Martínez I., Martínez-Pastor J., González Y., González L., Briones F., Alén B. Charge control in laterally coupled double quantum dots // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 041308R.
- Mohan A., Nevou L., Gallo P., Dwir B., Rudra A., Kapon E., Faist J. Photocurrent spectroscopy of site-controlled pyramidal quantum dots // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. P. 031110.
- Цуканов А.В. Квантовые точки в фотонных молекулах и квантовая информатика. Часть I // Микроэлектроника. 2013. Т. 42. С. 403.
- Цуканов А.В. Квантовые точки в фотонных молекулах и квантовая информатика. Часть II // Микроэлектроника. 2014. Т. 43. С. 163.
- Цуканов А.В., Катеев И.Ю. Квантовые вычисления на квантовых точках в полупроводниковых микрорезонаторах. Часть І. // Микроэлектроника. 2014. Т. 43. С. 323.
- Цуканов А.В., Катеев И.Ю. Квантовые вычисления на квантовых точках в полупроводниковых микрорезонаторах. Часть II. // Микроэлектроника. 2014. Т. 43. С. 403.
- Цуканов А.В., Катеев И.Ю. Квантовые вычисления на квантовых точках в полупроводниковых микро-

резонаторах. Часть III // Микроэлектроника. 2015. Т. 44. С. 79.

- Tsukanov A.V., Kateev I.Yu. Optical measurement of double-dot population using photon transmission via three coupled microresonators // Laser Physics. 2021. V. 31. P. 065201.
- Kastner M.A. The single-electron transistor // Rev. Mod. Phys. 1992. V. 64. P. 849.
- Hanke U., Galperin Yu.M., Chao K.A. Charge sensitivity of a single electron transistor // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 65. P. 1847.
- Brenning H., Kafanov S., Duty T., Kubatkin S., Delsing P. An ultrasensitive radio-frequency single-electron transistor working up to 4.2 K // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. P. 114321.
- Krupenin V.A., Presnov D.E., Zorin A.B., Niemeyer M.N. Aluminium single electron transistors with islands isolated from the substrate // J. Low Temp. Phys. 2000. V. 118. P. 287.
- Ono Y., Fujiwara A., Nishiguchi K., Inokawa H., Takahashi Y. Manipulation and detection of single electrons for future information processing // Journ. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 031101.
- 23. Barthel C., Kjærgaard M., Medford J., Stopa M., Marcus C.M., Hanson M.P., Gossard A.C. Fast sensing of double-dot charge arrangement and spin state with a

radio-frequency sensor quantum dot // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. P. 161308.

- Petta J.R., Johnson A.C., Marcus C.M., Hanson M.P., Gossard A.C. Manipulation of a single charge in a double quantum dot // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 186802.
- Dovzhenko Y., Stehlik J., Petersson K.D., Petta J.R., Lu H., Gossard A.C. Nonadiabatic quantum control of a semiconductor charge qubit // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 161302.
- Simmons C.B., Thalakulam M., Shaji N., Klein L.J., Qin H., Blick R.H., Savage D.E., Lagally M.G., Coppersmith S.N., Eriksson M.A. Single-electron quantum dot in Si/SiGe with integrated charge sensing // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 213103.
- Цуканов А.В. Одноэлектронный транзистор на линейной структуре из трех туннельно-связанных КТ с электрическим и оптическим управлением // Микроэлектроника. 2019. Т. 48. С. 334.
- Tsukanov A.V. Measurement of a charge qubit using a single-electron transistor based on a triple quantum dot // Phys. Rev. A. 2019. V. 100. P. 062305.
- 29. Цуканов А.В., Катеев И.Ю. Квантовый чип с оптимизированной туннельной структурой для измерения зарядового кубита на двойной квантовой точке // Микроэлектроника. 2020. Т. 49. № 2. С. 83.