

ФАКТОРЫ НЕСТАБИЛЬНОСТИ ОДНОЭЛЕКТРОННОЙ ПАМЯТИ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ В СТРУКТУРАХ ТИПА $Al/AlO_x/Al$

В. А. Крупенин, С. В. Лотхов, Д. Е. Преснов

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 июля 1996 г.

Изготовлена и исследована наноструктура на основе однородной цепочки сверхмалых туннельных контактов (одноэлектронная ловушка), характеризующаяся способностью удержания на острове избыточного заряда в несколько электронов. Изменения состояния ловушки регистрировались одноэлектронным транзистором. При рабочей температуре $T = 35$ мК время хранения зарядового состояния составило больше восьми часов (т. е. практически не меньше продолжительности эксперимента). Продемонстрировано, что к числу возможных факторов, ограничивающих время жизни состояния при температурах ниже характерных для термической активации, относятся влияние случайного распределения и дрейфа эффективного фонового заряда металлических островов, а также обнаруженный эффект обратного влияния транзистора на ловушку. По мере возрастания тока через транзистор происходит сужение петли гистерезиса зависимости заряда в ловушке от управляющего напряжения. Было отмечено, что увеличение силы тока от 5 до 300 нА эквивалентно повышению рабочей температуры до 250 мК.

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие нанолитографических методов создало возможность изготовления одноэлектронных систем субмикронных туннельных переходов, поведение которых основано на эффекте кулоновской блокады. Для того чтобы зарядовые эффекты были доминирующими на фоне тепловых флуктуаций и квантового размывания энергетических уровней, параметры структуры должны удовлетворять соответственно следующим условиям [1]:

$$C \ll e^2/2kT, \quad R \gg R_q, \quad (1)$$

где C и R — характерные электрическая емкость и туннельное сопротивление переходов, k — константа Больцмана, T — температура образца, e — заряд электрона, h — постоянная Планка, а $R_q = h/4e^2 \approx 6.5$ кОм — квантовое сопротивление. Замечательно, что условия (1) не приводят к фундаментальным ограничениям минимальных топологических размеров одноэлектронных структур. Это делает одноэлектронные структуры перспективными для дальнейшей миниатюризации базовых ячеек микроэлектронных структур [2].

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию прототипа одноэлектронной ячейки памяти или, другими словами, одноэлектронной ловушки. В своем простейшем виде одноэлектронная ловушка схематически изображена на рис. 1а.

Металлический остров A , находящийся под электростатическим влиянием управляющего электрода (затвора), соединен с заземленным электродом однородной цепоч-

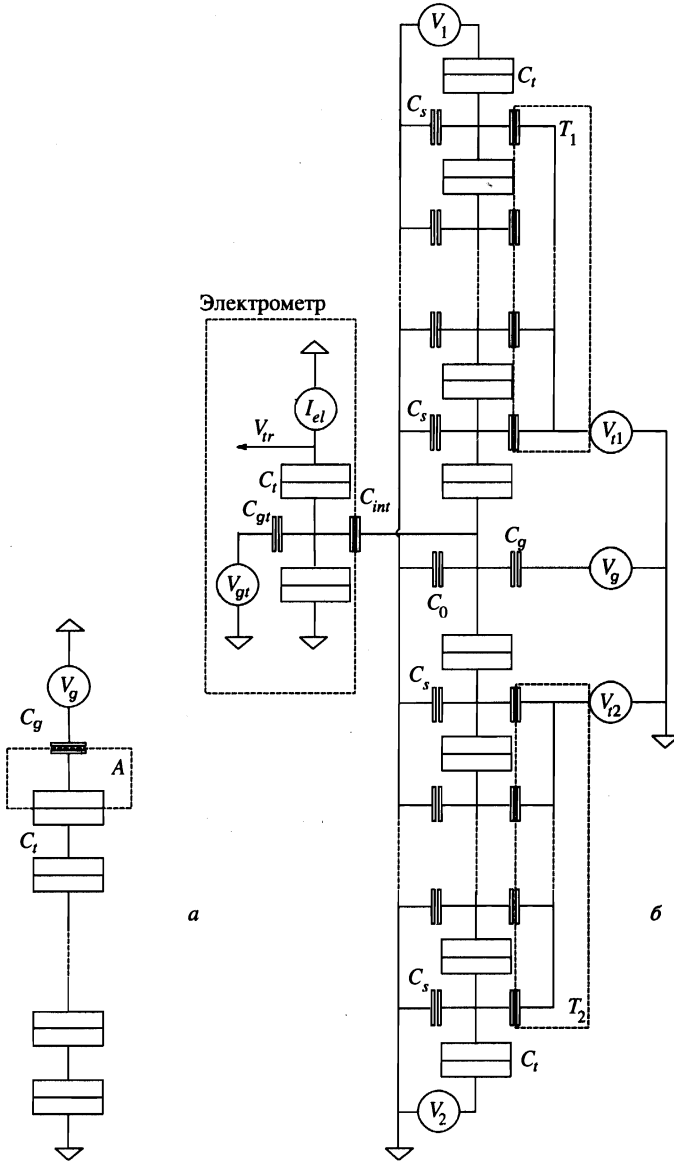


Рис. 1. Эквивалентные схемы простейшей одноэлектронной ловушки (а) и исследуемой экспериментальной структуры (б)

кой из N туннельных переходов емкостью C_t . В энергетическом представлении наличие цепочки означает присутствие управляемого с помощью напряжения на затворе V_g электростатического барьера (рис. 2):

$$\Delta E_i = e^2 / 2C_{\Sigma}^i - eV_i(V_g), \tag{2}$$

где C_{Σ}^i — полная емкость промежуточного острова цепочки с номером i ($0 < i \leq N$), определяемая зарядом острова, создающим на нем единичный потенциал, когда все

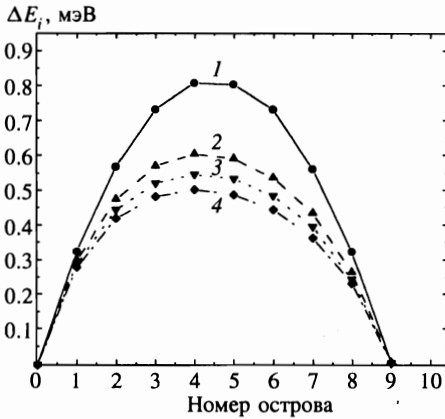


Рис. 2. Зависимость свободной энергии ΔE_i от положения электрона в цепочке при различных значениях собственных емкостей промежуточных островов: 1 — $C_s = 0$, 2 — $C_s = 10$ аФ, 3 — $C_s = 15$ аФ, 4 — $C_s = 20$ аФ. Данные получены численным расчетом по формуле (2), $C_t = 200$ аФ, $C_x = 240$ аФ, $V_g = e/2C_g = 1.14$ мВ

внешние электроды заземлены, а $V_i(V_g)$ — вклад поля, созданного приложенным на затвор напряжением, в потенциал i -го острова. В зависимости от своей высоты барьер способен изолировать на острове избыточный заряд ne , где n — целое число в некотором диапазоне значений: $n_{min}(V_g) < n < n_{max}(V_g)$. Дискретное число устойчивых зарядовых состояний M в ловушке в зависимости от напряжения на затворе V_g равно [3]

$$M = \left[\frac{NC_x}{C_t} - 1 \right] + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}, \quad (3)$$

где C_x — полная емкость острова A . Асимметризовав («наклонив») барьер одним из соответствующих приращений $(\Delta V_g)_{in}$ или $(\Delta V_g)_{out}$, можно вызвать акт туннелирования электрона соответственно на остров или с острова, что приведет к изменению $n \rightarrow n \pm 1$. Для того чтобы произошел обратный переход $n \pm 1 \rightarrow n$, необходимо противоположным изменением V_g сменить направление асимметризации («наклона») барьера. Таким образом, зависимость заряда острова от V_g носит гистерезисный характер (см. в разд. 3.2 рис. 6). Ширина петли гистерезиса зависит от высоты барьера, температуры, скорости сканирования по V_g и влияния внешних возбуждений. Состояние, в котором система находится в текущий момент времени, определяется предысторией изменения V_g , т. е. система обладает памятью. Паре соседних состояний с числом электронов на острове n и $n+1$ можно поставить в соответствие логические 0 и 1 (или low и high) и использовать такую одноэлектронную ловушку для хранения единичного бита цифровой информации.

К сожалению, существует ряд механизмов, приводящих к нежелательным переключениям между зарядовыми состояниями ловушки и, тем самым, снижающих надежность хранения цифровой информации. К их числу относятся термическая активация туннелирования (влияние этого эффекта на одноэлектронную ловушку подробно рассмотрено в [4]), механизм макроскопического квантового туннелирования [5], туннелирование за счет фотонного возбуждения [6]. Существенным образом на поведении экспериментальной структуры сказывается также влияние случайного дрейфа фонового эффективного заряда островов структуры, на котором мы подробно останавливаемся в этой работе.

Мы наблюдали эффект обратного влияния одноэлектронного электрометра, использовавшегося для регистрации актов туннелирования, на зарядовую динамику ло-

вушки. Было обнаружено, что ширина петли гистерезиса зависимости заряда острова ловушки от напряжения на затворе убывает по мере возрастания постоянного тока питания одноэлектронного транзистора, что приводит к сокращению времени жизни состояний.

2. ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эквивалентная схема экспериментальной структуры изображена на рис. 1б. Структура включает в себя дополнительную аналогичную цепочку туннельных контактов к острову ловушки, что создает возможность пропускания тока по двум цепочкам, соединенным последовательно. Благодаря этому в представленной схеме основные электрические параметры могут быть определены непосредственно из измерений без привлечения топологических расчетов емкостей. Известно [7], что вольт-амперная характеристика цепочки туннельных контактов имеет участок кулоновской блокады при напряжении меньшем порогового ($V < V_{th}$) и при напряжениях $V \gg V_{th}$ стремится к линейной асимптоте. Таким образом, подавая напряжение смещения, в несколько раз превосходящее пороговое напряжение кулоновской блокады цепочки, или, другими словами, выбрав режим, близкий к асимптотическому, мы имеем возможность пренебречь в оценках нелинейностью вольт-амперной характеристики (ВАХ) цепочки и рассчитывать напряжение на центральном острове по закону Ома. Это позволяет непосредственно определить из измерений как отношение асимптотических сопротивлений цепочек, так и взаимную емкость центральных островов транзистора и ловушки C_{int} . Зная C_{int} , можно оценить значение полной емкости острова C_{Σ} , необходимой для расчета высоты электростатического барьера.

В нашем эксперименте регистрация изменений состояния острова одноэлектронной ловушки осуществлялась благодаря емкостной связи острова ловушки с расположенным рядом одноэлектронным транзистором [8]. Необходимость компенсации влияния фонового заряда обусловила введение в структуру дополнительных подстроечных затворов для цепочек T_1 и T_2 .

Системы туннельных контактов малой площади (80×80 нм²) типа Al/AlO_x/Al изготавливались на кремниевой подложке с диэлектрическим подслоем Al₂O₃ толщиной 200 нм методом двухтеневого напыления Al через электронно-лучевую литографическую двухслойную маску с подвешенными участками и промежуточного окисления *in situ* (см., например, [9]). Микрофотография экспериментальной структуры представлена на рис. 3.

Измерения электрических характеристик проводились в рефрижераторе растворения при температурах от 30 до 200 мК. Источниками электромагнитных возбуждений, способных спровоцировать акт туннелирования, могут служить части криостата и измерительной цепи, находящиеся при более высокой температуре, электромагнитный фон в лабораторном помещении, «шумящие» источники электропитания измерительной аппаратуры. Внешние шумы способны достичь одноэлектронной структуры как по электрическим проводникам, так и через неплотности в экранировке образца. С целью защиты от шумов образец был помещен в герметичную металлическую капсулу, а на электрических соединительных линиях от образца к измерительной аппаратуре были установлены кабельные коаксиальные СВЧ-фильтры [10], которые располагались в одной капсуле с образцом в непосредственной близости от него и имели оди-

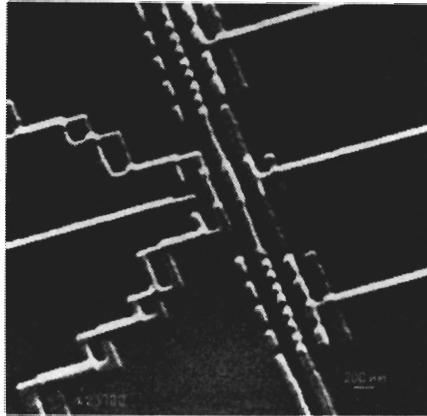


Рис. 3. Микрофотография экспериментальной структуры

температуру. В эксперименте использовалась специальная малошумящая измерительная аппаратура. Источниками питания задающих схем и предусилителей служили аккумуляторы. Типичный шум измерительной аппаратуры составлял $V_{rms} \sim 30 \text{ нВ/Гц}^{1/2}$ на частоте 10 Гц.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Определение параметров структуры

1. Для определения отношения сопротивлений необходимо перевести цепочки в проводящий (разблокированный) режим, приложив к их концам разность потенциалов $V_1 - V_2$ в несколько раз (~ 10) превосходящую напряжение блокады. Потенциал центрального острова ловушки в этом случае определяется отношением полных сопротивлений цепочек R_1/R_2 и приложенными напряжениями V_1 и V_2 на концах. Зарегистрируем сигнал с электрометра и дадим малое положительное приращение напряжения ΔV_1 на одном конце цепочки. Значение сигнала с электрометра изменится. Задавая отрицательное приращение напряжения ΔV_2 на другом конце цепочки, восстановим первоначальное «показание» электрометра. Очевидно, что

$$R_1/R_2 = |\Delta V_1/\Delta V_2|. \quad (4)$$

Отношение сопротивлений цепочек $R_1/R_2 = 0.88$ дает основание в пределах точности наших оценок (приблизительно 20%) считать цепочки одинаковыми.

2. Период ΔV_{tr} модуляционной характеристики транзистора $V_{tr}(V_{gt})$ определяется взаимной емкостью между островом транзистора и модулирующим электродом C_{gt}

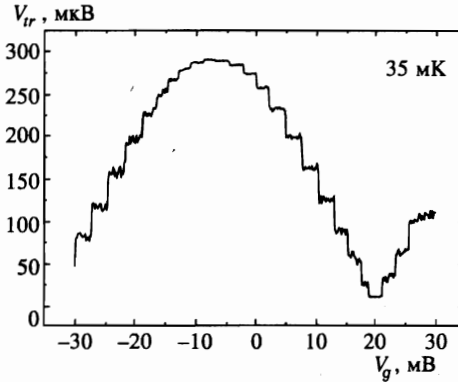


Рис. 4. Период модуляции электрометра затвором ловушки $V_{tr}(V_g)$ в «компенсированном» режиме. На один период модуляции приходится $m = 24$ акта туннелирования

и равен 21 мВ, откуда $C_{gt} = e/\Delta V_{tr} = 7.6$ аФ. Оцененные по значению напряжения сдвига асимптот $V_{off} = e/C_{sum}$ ВАХ транзистора (в предположении $C_{sum} \approx 2C_t$, где C_{sum} — полная емкость острова транзистора) емкости C_t туннельных контактов в структуре примерно равны 200 аФ.

3. В пренебрежении взаимными емкостями островов цепочек с островом транзистора (модулируя проводимость транзистора затворами к цепочкам T_1 и T_2 , мы оценили, что они в сумме составляют около 20% от C_{int}) можно считать, что электрометр «чувствует» только потенциал острова ловушки. Задавая одинаковые приращения $\Delta V_1 = \Delta V_2$ напряжениям на концах цепочек, смещенных в проводящее состояние фиксированной разностью потенциалов $V_1 - V_2$, по периоду зависимости $V_{tr}(V_1)$, находим взаимную емкость острова транзистора и острова ловушки C_{int} .

4. Если скомпенсировать эффективное электростатическое влияние затвора ловушки на остров транзистора путем приложения соответствующего напряжения к «собственному» затвору транзистора, то модуляция транзистора будет осуществляться ступенчато (рис. 4) исключительно вследствие актов туннелирования электронов с острова и на остров ловушки. Это позволяет оценить полную емкость острова C_Σ (определенную аналогично C_Σ^i , см. Введение).

Прохождение одного периода модуляции соответствует изменению заряда острова ловушки на me , где m — число вошедших на остров электронов. Нескомпенсированное влиянием «собственного» затвора электрометра изменение потенциала острова ловушки равно

$$\Delta V_0 = me/C_\Sigma. \quad (5)$$

С другой стороны, это изменение напряжения привело к изменению эффективного заряда острова транзистора на e , поэтому

$$C_{int}\Delta V_0 = e. \quad (6)$$

Сопоставляя (5) и (6), получаем

$$C_\Sigma = mC_{int}. \quad (7)$$

5. Приращение напряжения V_g между двумя последовательными скачками на рис. 4 равно (см., например, [3]) e/C_g , откуда легко определить C_g — взаимную емкость острова и затвора.

6. Определим суммарную нетуннельную емкость промежуточного острова цепочки C_s как сумму собственной емкости острова («емкости на землю») и взаимных емкостей острова ко всем окружающим его электродам, кроме отделенных от него туннельными барьерами. Основываясь на допущениях одномерности и линейности рассматриваемой нами структуры (см. рис. 3) и принимая во внимание, что длина центрального острова ловушки в 10 раз больше эффективной длины промежуточного острова в цепочке, имеем $C_{nt} \cong 10C_s$, где C_{nt} — суммарная нетуннельная емкость острова ловушки, определенная аналогично C_s . Используя очевидное соотношение

$$C_{\Sigma} = 2C + C_{nt} \approx 2C + 10C_s, \quad (8)$$

где C — емкость одной цепочки контактов, численно равная заряду правого конца цепочки, создающему на нем единичный потенциал, при заземленном левом конце, и приняв в качестве нулевого приближения $C \sim C_t/N \approx 22$ аФ, получаем грубую оценку: $C_s \sim 20$ аФ.

Для более точного определения C с учетом конечных значений C_s рассмотрим «полубесконечную» цепочку металлических островов с суммарными нетуннельными емкостями C_s , разделенных туннельными барьерами емкостью C_t . Емкость C_x «полубесконечной» цепочки, будучи равной емкости любого своего полубесконечного участка, удовлетворяет уравнению

$$(C_x)^{-1} = (C_t)^{-1} + (C_s + C_x)^{-1}. \quad (9)$$

Потенциал V_i i -го острова, считая от конца цепочки, связан с потенциалом конца цепочки V_0 соотношением

$$V_i = V_{i-1} \frac{C_x}{C_x + C_s} = V_{i-2} \left(\frac{C_x}{C_x + C_s} \right)^2 = \dots = V_0 \left(\frac{C_x}{C_x + C_s} \right)^i. \quad (10)$$

Исключая C_x подстановкой решения уравнения (9) в (10) и учитывая, что $C_t/C_s \gg 1$, получаем

$$V_i \approx V_0 \exp(-i/\lambda), \quad (11)$$

где $\lambda = \sqrt{C_t/C_s}$ — характерная длина электростатического экранирования в цепочке. Физический смысл формулы (11) заключается в том [7], что электростатическое поле в цепочке локализовано в пределах порядка λ контактов, считая от источника напряжения. Остальные туннельные переходы практически не поляризованы и находятся под близким к нулю потенциалом. Проведенные выше оценки C_t и C_s определяют для «полубесконечной» цепочки с параметрами исследуемой нами структуры величину $\lambda \sim 3-4$. Коэффициент затухания поля при $N = 9$ равен $\exp(-N/\lambda) \approx 0.06$. Очевидно, что заземление N -го острова цепочки, превращающее ее из «полубесконечной» в реальную, не приводит к существенному перераспределению потенциала и поляризационных зарядов в цепочке, и с точностью до $V_N/V_0 \approx \exp(-N/\lambda)$ соотношение (9) применимо и для определения емкости конечной цепочки C :

$$(C)^{-1} = (C_t)^{-1} + (C_s + C)^{-1}. \quad (12)$$

Решая систему уравнений (8), (12), находим значения $C_s \approx 15$ аФ и $C \approx 45$ аФ.

Полученные оценочные значения параметров нашей экспериментальной структуры приведены в таблице.

Численные значения параметров экспериментальной структуры

Параметр	$R_1 + R_2$	R_1/R_2	Емкость, аФ						
			C_{gt}	C_g	C_{int}	C_t	C_Σ	C	C_s
Значение	2 МОм	0.88	7.6	70	10	200	240	45	15

3.2. Время жизни зарядового состояния

Высота энергетического барьера, а следовательно, и число устойчивых состояний и времена жизни в значительной степени зависят от электростатического влияния распределения нескомпенсированного заряда в подложке и окружающей структуру пространстве, т. е. от электростатического окружения. Косвенно можно в этом убедиться, приняв во внимание, что высота энергетического барьера ΔE определяет также и значение порогового напряжения кулоновской блокады в цепочке туннельных контактов: $(V_1 - V_2)_T \sim \Delta E/e$. На рис. 5 представлена экспериментальная зависимость напряжения при малом токе через цепочку, и, таким образом, близкого к $(V_1 - V_2)_T$, от напряжения на затворе T_2 при нулевых напряжениях на остальных затворах.

Как видно из рис. 5, максимум порогового напряжения, а следовательно, и максимум высоты барьера, достигаются при ненулевом значении компенсирующего напряжения на T_1 . Более того, форма зависимости изменяется с течением времени, что демонстрирует дрейф распределения эффективного фонового заряда Q_{0i} , где i — номер острова. В идеальном случае для полной компенсации дрейфовых явлений необходимо предусмотреть в структуре наличие $N - 1$ подстроечных затворов (по числу промежуточных островов), что нереализуемо в сложных прикладных системах. В связи с этим особую актуальность приобретает поиск методов преодоления фонового заряда в одноэлектронных структурах.

На рис. 6 изображены две петли гистерезиса $V_{tr}(V_g)$, зарегистрированные электрометром с временным интервалом при оптимальной настройке затворов T_1 и T_2 и представляющие собой диаграммы зарядовых состояний острова. Число устойчивых состояний может быть определено по количеству ступенек диаграммы состояний, пересекаемых одной вертикальной прямой $V_g = V_{g0}$. С течением времени при фиксированных температуре, скорости сканирования, режиме работы электрометра и напряжениях на подстроечных затворах наблюдалось постепенное сужение петли гистерезиса с уменьше-

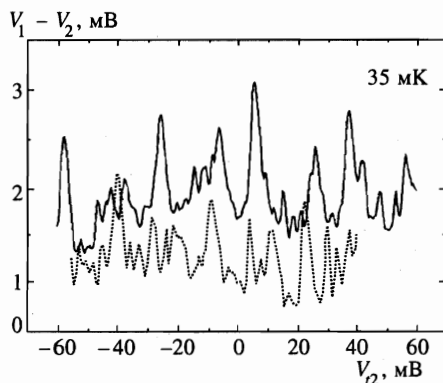


Рис. 5. Зависимость напряжения при малом токе $I = 5$ пА через цепочку от напряжения на подстроечном затворе T_2 . Промежутком времени между измерением зависимостей, изображенных пунктиром и сплошной линией, составил 70 часов

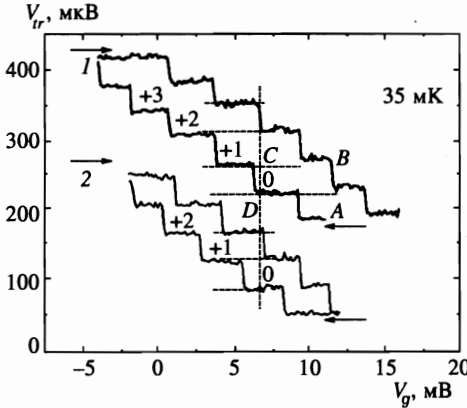


Рис. 6. Сужение петли гистерезиса с течением времени ($I = 5$ пА). Пара кривых 2, полученных через 2 ч после кривых 1, смещена вниз по оси ординат на 150 мкВ для наглядности

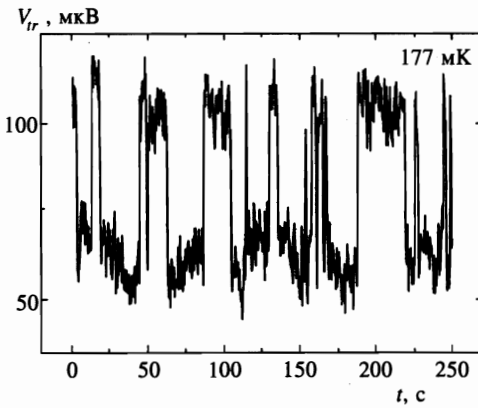


Рис. 7. Процесс попеременной случайной смены зарядовых состояний одноэлектронной ловушки, зарегистрированный на фоне шума с помощью электрометра при токе на транзисторе $I = 5$ пА

нием числа состояний от 4 (кривая 1 на рис. 6) до 3, (кривая 2), что говорит о снижении электростатического барьера, по всей вероятности связанном с перераспределением Q_{0i} .

Для двух соседних состояний 0 и 1, соответствующих петле гистерезиса ABCD (рис. 6), соотношение средних времен жизни τ_0 и τ_1 зависит от выбора значения V_g в интервале $V_{CD} < V_g < V_{AB}$. Температура T зафиксирована в диапазоне 150–200 мК, в котором характерные времена жизни удобны для измерения (рис. 7). Представляется очевидным, что в точке $V_g = V_{AB}$ $\tau_0 \gg \tau_1 \approx 0$, а в точке $V_g = V_{CD}$ $\tau_1 \gg \tau_0 \approx 0$. Следовательно, существует промежуточное значение V_g , для которого $\tau_1 = \tau_0$.

Если время жизни состояния ограничено действием термического механизма активации туннелирования электрона, то [4]

$$\langle \tau \rangle \propto \exp(\Delta E/kT), \tag{13}$$

где ΔE — высота энергетического барьера. Иными словами, темп туннелирования пропорционален вероятности термического возбуждения электрона на уровень, превышающий высоту электростатического барьера. Высота барьера, при котором $\tau_1 = \tau_0 = \tau$, определенная по наклону представленной на рис. 8 зависимости $\tau(1/T)$ с логарифмическим масштабом по оси ординат, равна 0.19 ± 0.3 эВ.

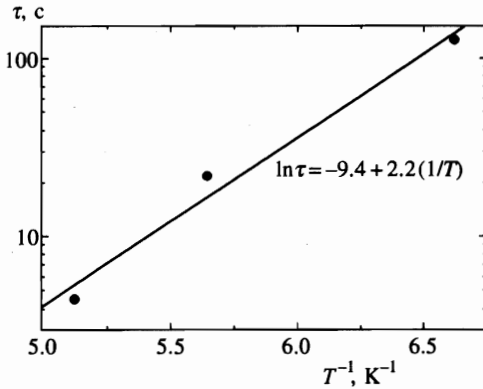


Рис. 8. Зависимость среднего времени жизни зарядового состояния от температуры

Оценка времени жизни состояния при температуре 35 мК, полученная в результате экстраполяции данных рис. 8 дает $\exp 53 \approx 10^{23}$ с, что много больше времени экспериментального наблюдения.

В качестве одного из каналов распада состояния известен также процесс макроскопического квантового туннелирования заряда (котуннелирование). Постоянная времени процесса котуннелирования τ_{cot} в цепочке из N туннельных контактов может быть оценена как (13)

$$\tau_{cot} = 2R_t C_t [(N - 1)!]^2 N^{-2N} (2N - 1)! \left(\frac{\pi^2 R_t}{R_q} \right)^{N-1} \left(\frac{E_C}{eV} \right)^{2N-1}, \quad (14)$$

где $E_C = e^2/2C_t$ — характерная кулоновская энергия, V — разность потенциалов на цепочке туннельных переходов.

Согласно (14), темп котуннелирования существенно снижен при условии $E_C/eV \gg 1$. Для случая симметризованного ($\tau = \tau_1 = \tau_0$) барьера справедливо, по крайней мере, неравенство $E_C/eV > 3$, что приводит к оценке $\tau_{cot} > 10^{20}$ с.

С целью демонстрации эффекта памяти мы хранили электрон в течение более восьми часов. За это время из-за дрейфа эффективного фонового заряда острова электрометра напряжение V_{tr} существенно изменилось (более чем на высоту скачка). Поэтому, для того чтобы убедиться в неизменности состояния, мы произвели «считывание» захваченного электрона, подняв значение V_g выше V_{AB} , что привело к скачку V_{tr} .

Как уже было сказано выше, ширина петли гистерезиса ΔV_{loop} зависимости заряда острова ловушки от напряжения на затворе может сужаться под влиянием внешних возбудений, способных спровоцировать случайное туннельное событие. Мы обнаружили, что одним из источников возбудений является одноэлектронный электрометр, используемый для регистрации событий в ловушке: ширина петли гистерезиса (рис. 9) уменьшается с ростом значений силы тока I_{el} через электрометр (рис. 10). При рабочей температуре 35 мК, повышение силы тока от 5 до 300 нА приводит к сужению петли до значения, характерного для 250 мК. Таким образом, даже при малых температурах влияние транзистора может оставаться одним из факторов ограничения времени хранения состояния ловушки. С нашей точки зрения, существенной особенностью эффекта является увеличение модуля производной $|d(\Delta V_{loop})/d(I_{el})|$ зависимости, приведенной на рис. 10, при малых значениях силы тока. Это отличает токовую зависимость ширины петли от температурной, характеризующейся выполаживанием в области малых

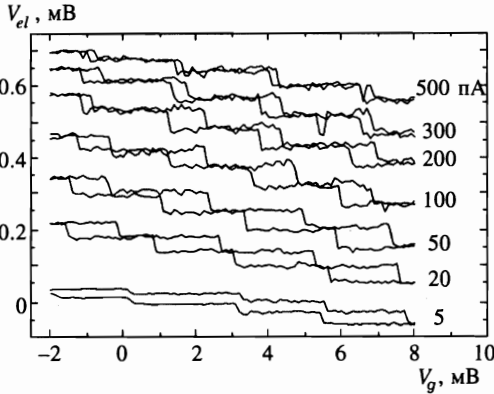


Рис. 9. Кривые гистерезиса, соответствующие различным значениям тока (цифры у кривых). Для наглядности кривые смещены по вертикали с шагом 120 мкВ

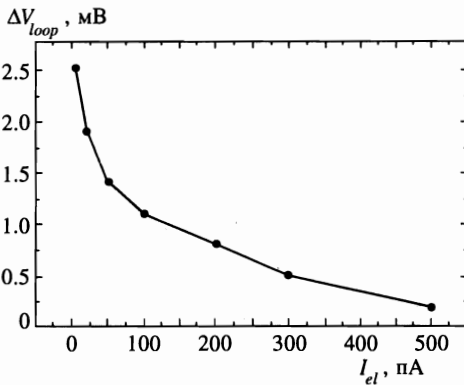


Рис. 10. Зависимость ширины петли гистерезиса от тока через электромметр

T , тем самым выделяя эффект из ряда температурно-обусловленных. В качестве рабочей гипотезы для объяснения эффекта мы полагаем, что механизм активации ловушки транзистором связан с широкополосным телеграфным шумом напряжения острова транзистора за счет влияния туннельных событий на спектр состояний острова ловушки.

С другой стороны, оценки перегрева ловушки ΔT током транзистора ([11], формула (3.1)) при температуре гелиевой ванны $T_0 = 35$ мК, мощности тока $P = 200$ пА \times 1 мВ в зависимости от значения эффективной площади рассеяния тепла S :

S , мкм ²	300×300	20×20	2×2
ΔT , мК	0.6	40	190

не позволяют однозначно исключить нагревную природу эффекта.

В настоящее время ставятся дополнительные эксперименты, а также ведется проработка модели, описывающей явление.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Время жизни зарядового состояния ловушки зависит от максимальной высоты электростатического барьера. В пренебрежении собственными емкостями промежуточных островов цепочки максимальная высота барьера ΔE в симметричном случае равных высот барьеров для входа и для выхода электрона, $\Delta E_{in} = \Delta E_{out}$, определяется [3] емкостью туннельных контактов C_t , их числом в цепочке N и полной емкостью острова C_Σ :

$$\Delta E = \frac{e^2}{8C_\Sigma} \frac{NC_\Sigma}{C_t} - 1. \quad (15)$$

Подставляя в (15) полученные выше значения C_Σ и C_t , при $N = 9$ имеем $\Delta E \approx 0.8$ мэВ.

Учет собственных емкостей промежуточных островов (рис. 2) приводит к увеличению емкости C цепочки и подавлению барьера. Для $C_t \approx 200$ аФ и $C_s \approx 15$ аФ барьер подавляется на треть, т. е. примерно до 0.5 мэВ, что все же почти вдвое превышает экспериментальное значение.

Возможной причиной уменьшения высоты барьера, на наш взгляд, является отличие от нуля значений эффективного фонового заряда Q_{0i} промежуточных островов. Для простейшей оценки этого эффекта поместим на один из средних малых островков цепочки отрицательный заряд $q = -e/20$, вполне характеризующий реальный масштаб дрейфов фонового заряда островов структуры и, в частности, определенный по дрейфу рабочей точки электрометра. При $C_\Sigma \gg C$ вклад электростатического поля заряда q :

$$\Delta E^q \approx eq/4C \approx -0.1\Delta E \quad (16)$$

составляет 10% от высоты идеализированного барьера. Принимая во внимание общее число промежуточных островов в цепочке и возможную корреляцию значений Q_{0i} [12], можно оценить суммарный эффект в несколько десятых мэВ.

В области низких температур (ниже 50 мК), где подавлена термическая активация, одним из факторов, ограничивающих время жизни и число состояний, является возбуждение ловушки транзистором. Приведенные на рис. 10 данные свидетельствуют о том, что даже малый ток через транзистор способен существенно сузить петлю гистерезиса, что говорит об уменьшении времени сохранения состояния.

Оценки постоянных времени процессов распада состояний за счет котуннелирования и термической активации приводят к значениям, значительно превышающим доступные в эксперименте времена наблюдения. Экспериментально зарегистрированы дрейфовые изменения характеристик. Мы полагаем, что они связаны с перераспределением нескомпенсированного заряда в ближайшем электромагнитном окружении, главным образом в подложке, приводящим к изменениям значений эффективного фонового заряда Q_{0i} металлических островов (включая центральные острова ловушки и электрометра) одноэлектронной структуры. Это приводит, во-первых, к вышеупомянутому подавлению энергетического барьера, во-вторых, к сдвигу оптимальной рабочей точки ловушки по управляющему напряжению V_g , в-третьих, к неустойчивости «выходного» напряжения считывающего одноэлектронного транзистора. Несмотря на то что в течение восьми часов экспериментального хранения зарядового состояния суммарный эффект дрейфов не привел к его смене, мы полагаем, что случайная смена состояний возможна в течение существенно большего промежутка времени, необходимого для практических применений одноэлектронного эффекта памяти.

С нашей точки зрения, существуют три основных направления решения проблем, связанных с негативным влиянием дрейфовых явлений.

1. Разработка топологии, предусматривающей электростатическую экранировку островов одноэлектронной структуры электродами с фиксированными потенциалами. Примером такого решения может служить изготовление цепочки туннельных контактов в виде вертикального многослойного ($Al/AlO_x/Al/AlO_x/\dots$) столбца, расположенного на внешнем питающем электроде значительно большей, чем площадь основания столбца, площади.

2. Поиск материалов для подложек с минимальным количеством структурных особенностей приповерхностных слоев, на которых возможно образование зарядовых ловушек, участвующих в хаотическом перемещении носителей заряда и создающих флуктуации электромагнитного окружения. Здесь внимание может быть обращено на подложки с монокристаллической структурой.

3. Повышение высоты энергетического барьера за счет уменьшения емкостей контактов и островов цепочки путем изготовления структур с меньшими характерными размерами, например торцевых туннельных контактов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Объектом исследования, описанного в представленной работе, является одноэлектронная ловушка. Обладая многозначностью зарядовых состояний, она является прототипом одноэлектронной ячейки памяти. В качестве демонстрации эффекта памяти мы наблюдали хранение электрона на острове ловушки в течение более восьми часов.

В работе продемонстрировано, что при низких температурах, при которых подавлено действие механизма термической активации, одним из доминирующих факторов, ограничивающих время хранения, может явиться дрейф распределения эффективного фонового заряда островов.

Другим фактором активации туннелирования в ловушке является обнаруженный эффект обратного влияния регистрирующего электрометра на ловушку. По своему влиянию на зарядовый гистерезис увеличение тока питания транзистора аналогично повышению температуры, хотя, возможно, и не связано с непосредственным нагревом структуры протекающим через транзистор током.

Авторы статьи благодарят своих коллег из Федерального физико-технологического центра (г. Брауншвайг, Германия) за помощь в проведении низкотемпературных измерений. Мы благодарны А. Б. Зорину за ряд ценных критических замечаний в ходе работы над статьей. Экспериментальные исследования, положенные в основу настоящей работы, были частично поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований (грант 95-02-04151А), Российской программой Физика твердотельных наноструктур (грант 1-033) и ВМФТ Германии (грант 13N6260).

Литература

1. D. V. Averin and K. K. Likharev, in *Mesoscopic Phenomena in Solids*, ed. by B. L. Altshuler, P. A. Lee, and R. A. Webb, Elsevier, Amsterdam (1991), p. 173.

2. A. N. Korotkov, submitted to *Molecular Electronics*, ed. by J. Jortner and M. A. Ratner, Blackwell, Oxford.
3. K. Nakazato, R. J. Blaikie, and H. Ahmed, *J. Appl. Phys.* **75**, 5123 (1994).
4. J. E. Lukens, P. D. Dresselhaus, Siyuan Han, L. Ji, K. K. Likharev, and W. Zheng, *Physica B* **203**, 354 (1994).
5. D. V. Averin and A. A. Odintsov, *Phys. Lett. A* **140**, 251 (1989).
6. J. M. Martinis and M. Nahum, *Phys. Rev. B* **48**, 18316 (1993).
7. Н. С. Бахвалов, Г. С. Казача, К. К. Лихарев, С. И. Сердюкова, *ЖЭТФ* **95**, 1010 (1989).
8. T. A. Fulton and G. C. Dolan, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 109 (1987).
9. V. A. Krupenin, S. V. Lotkhov, and D. E. Presnov, in *Nanostructures: physics and technology. Abstracts of Invited Lectures and Contributed Papers. 26–30 June 1995*, St. Petersburg, Russia (1995), p. 354.
10. A. B. Zorin, *Rev. Sci. Instruments* **66**, 4296 (1995).
11. F. C. Wellstood, C. Urbina, and J. Clarke, *Phys. Rev. B* **49**, 5942 (1994).
12. A. B. Zorin, F. J. Ahlers, J. Niemeyer et al., *Phys. Rev. B* **53**, 13682 (1996).
13. D. V. Averin and Yu. V. Nazarov, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2446 (1990).