# ОДНОЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В СИСТЕМЕ С УПРАВЛЯЕМОЙ ПРОЗРАЧНОСТЬЮ ТУННЕЛЬНЫХ БАРЬЕРОВ

Одинцов А. А.

Рассмотрена область двумерного газа малых размеров (порядка 100—500 нм), отделенная от остальной части газа потенциальными барьерами, прозрачности которых определяются приложенными к затворам напряжениями. Показано, что при периодической модуляции прозрачностей с частотой $f$ ток через такую структуру фиксирован и составляет $Nef$, где $N=1$, 2. . . в зависимости от режима работы. Оценены основные параметры системы и обсуждены возможности ее реализации.

*Введение.* Эффекты коррелированного туннелирования одиночных электронов, предсказанные в работах Аверина, Лихарева и др. [1-3] и наблюдавшиеся впоследствии в ряде экспериментов [4, 5], в последнее время привлекают особое внимание экспериментаторов в связи с возможностью создания принципиально новых электронных устройств на их основе [6]. Физической причиной одноэлектронных эффектов является существенное изменение кулоновской энергии системы (на величину порядка $E_c=e^2/2C$, где $C$ — электрическая емкость) при туннелировании одного электрона, в результате которого заметно изменяются условия туннелирования других электронов. Необходимость уменьшения емкости (по крайней мере до значений $C < e^2/2k_{\rm B}T$, что составляет $10^{-15}$ Ф при $T=1$ К) обусловливает достаточно жесткие требования к конкретной физической системе, используемой для наблюдения одноэлектронных явлений. До настоящего времени в экспериментах, как правило, использовались туннельные переходы между нормальными металлами или сверхпроводниками, имеющие субмикронные размеры.

В недавней работе [6] была предложена и реализована система из четырех туннельных переходов, обеспечивающая однонаправленное прохождение электронов при модуляции напряжения затвора. Ток через такую систему связан с частотой модуляции $f$ соотношением

$$I=Nef \tag{1}$$

(в экспериментах [6] $N=1$). Однако, как показывает анализ [7], точность выполнения соотношения (1) существенно ограничена квантовыми процессами туннелирования электронов через классически запрещенные промежуточные состояния. Это связано с тем, что интенсивность $\gamma$ ($\gamma \propto G^2$) паразитного процесса квантового туннелирования определяется той же величиной $G$ туннельной проводимости переходов (т. е. прозрачности туннельных барьеров), что и интенсивность $\Gamma$ ($\Gamma \propto G$) основного классического процесса.

Существенно подавить паразитный квантовый процесс и интенсифицировать классический можно с помощью селективного изменения прозрачностей соответствующих туннельных барьеров. Эта идея может быть реализована в простом устройстве на двумерном электронном газе (ДЭГ), описание и анализ которого являются предметом настоящей работы. Успешное наблюдение одноэлектронных эффектов в структуре ДЭГ с геометрией, близкой к предлагаемой [8] (см. также [9, 10]), дает основания надеяться на интерес экспериментаторов к рассматриваемой системе.

## Система

Рассматриваемая система может быть создана на основе кремниевой МДП структуры или гетероструктуры GaAs—AlGaAs с помощью системы затворов (рис. 1, 2). Сплошной верхний затвор (рис. 2, *а*) служит для создания слоя

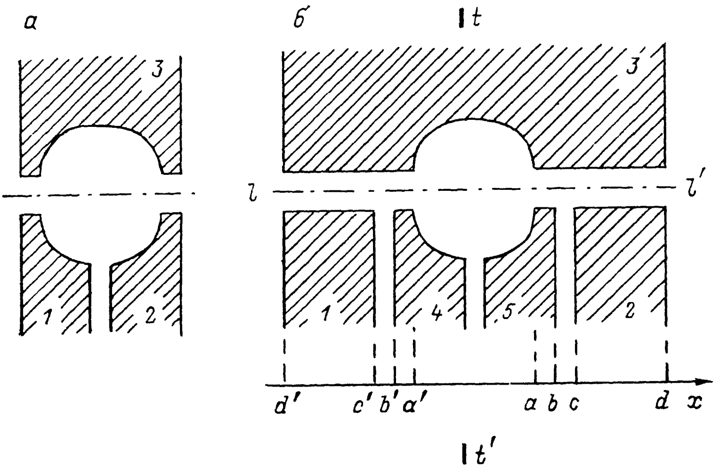


Рис. 1. Возможная геометрия затворов: упрощенная (*а*) и более сложная (*б*).

ДЭГ на границе $Si—SiO_2$ [9]. В гетероструктуре GaAs—AlGaAs (рис. 2, *б*) роль этого затвора играет проводящая подложка из сильно легированного GaAs [8, 10]. Приложение отрицательных напряжений $V_1$, $V_2$, $V_3$, ($V_4$, $V_5$) к затворам *1*, *2*, *3*, (*4*, *5*) (рис. 1) создает конфигурацию ДЭГ, состоящую из

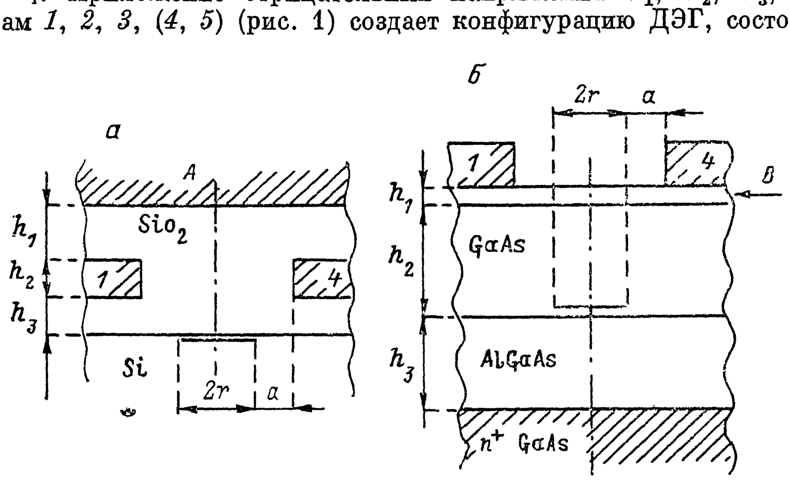


Рис. 2. Сечение структуры (рис. 1, *б*) в плоскости ($tt'$).

*а* — кремниевая технология [9], $h_1=45$, $h_2=h_3=30$ нм, *б* — галлий-арсенидная технология [8, 10], $h_0=20$, $h_2=120$, $h_3=100$ нм. Обозначения: *A* — верхний затвор, *B* — верхний слой GaAs.

центральной области, левого ($x < d'$) и правого ($x > d$) берегов. Постоянные напряжения $V_3$, $V_4$, $V_5$ создают барьеры ($ab$), ($b'a'$) (рис. 1, *б*) с относительно высокой прозрачностью (см. далее), ограничивающие ДЭГ в центральной области. Содержащие переменную составляющую напряжения

$$V_n = V_0 + (-1)_n V_{\sim} \cos(2\pi f t), \quad n = 1, 2 \tag{2}$$

обеспечивают изменение прозрачности барьеров ($cd$), ($d'c'$) в широких пределах.

Рассмотрим динамику процессов в системе. Пусть при значениях напряжений $V_1 > V_c$, $V_2 > V_c$ ($V_c > V_0$) происходит пережимание каналов ($d'c'$),

($cd$). Тогда в течение интервала времени $T_a$, когда $V_1 > V_c$, левый канал ($d'c'$) открыт, а правый ($cd$) заперт, через барьер ($b'a'$) происходит туннелирование ровно $N$ электронов ($N$=0, 1, 2, . . . в зависимости от режима работы, см. далее). Далее в течение промежутка времени $T_p$ оба канала заперты ($V_1 < V_c$, $V_2 < V_c$). Затем открывается правый канал ($V_2 > V_c$), через барьер ($ab$) туннелирует $N$ электронов и после паузы процесс повторяется (отметим, что $T_a+T_p=1/2f$).

В упрощенной системе (рис. 1, $a$) процесс протекает аналогично с той лишь разницей, что даже при $V_{1\,(2)}=V_0+V_\sim$ каналы не открываются полностью, а лишь существенно увеличивают свою прозрачность.

Таким образом, рассматриваемый процесс приводит к прохождению через систему тока (1), определяемого частотой модуляции напряжений (2).

## Анализ системы. Оценка параметров

При доступных на современном технологическом уровне размерах затворов $L \sim 200\div500$ нм размер центральной области ДЭГ $2r$ (рис. 2) может быть сделан порядка $100\div300$ нм. Число электроновв данной области еще достаточно велико ($N \sim 3\cdot10^1\div3\cdot10^2$) и характерная длина экранирования $\lambda=\alpha_B/2g$ (см. [11]) мала по сравнению с размерами системы. Поэтому кулоновскую энергию системы можно определить с помощью методов классической электростатики, рассматривая ДЭГ как идеальный проводник.

В результате получаем следующее соотношение (ср. [2, 3]):

$$E_c(n_1, n_2)=\frac{1}{2C}[e(n_1-n_2)+Q_0]^2-n_1eU_1+n_2eU_2, \quad Q_0=C_1U_1+C_2U_2+\sum_{i\geqslant1}C^{(i)}V_i \tag{3}$$

для кулоновской энергии как функции зарядов $n_1e$ и $n_2e$ ($n_1$, $n_2$ — целые числа), протуннелировавших через левый и правый барьеры в направлении от левого берега ДЭГ (истока) к правому берегу (стоку). В выражении (3) $C_1$, $C_2$ — взаимные емкости центральной части ДЭГ с левым и правым берегами, $C^{(i)}$ ($i \geqslant 1$) — емкости с затворами и подложкой; $U_1$, $U_2$, $V_i$ ($i \geqslant 1$) — потенциалы соответствующих проводников; $C=C_1+C_2+\Sigma\, C^{(i)}$ — полная емкость центральной области ДЭГ (основной вклад в которую вносят $C^{(i)}$). В таблице приведены оценки емкости $C$ (с точностью $\approx$30 %) для области ДЭГ, имеющей форму диска радиуса $r$ в геометриях поперечного сечения, изображенных на рис. 2.

Для описания одноэлектронного туннелирования применим формализм туннельного гамильтониана [1-3, 12]. При рассматриваемых размерах $r$ ($r \gg \alpha_B$) энергетический интервал между уровнями пространственного квантования $\hbar^2/mr^2$ значительно меньше характерного масштаба $e^2/C$ ($C \sim \varepsilon r$) изменения кулоновской энергии $E_c$ ($\varepsilon$ — эффективная проницаемость диэлектрика, окружающего ДЭГ) и эффектами пространственного квантования [3] можно пренебречь. В этом случае при достаточно низких температурах ($k_BT \ll e^2/C$) туннелирование каждого электрона через открытый барьер происходит, если оно ведет к уменьшению $E_c$. Условие прохождения через систему в течение цикла равно $N$ электронов ($n_1 \to n_1+N$, $n_2 \to n_2+N$) и выполняется в следующем интервале значений разности напряжений $U=U_1-U_2$ между истоком и стоком:

$$|CU/e-N|<1/2+(-1)^N\{1/2-2|q/e-[q/e]|\}, \quad q\equiv(C-2C_1)\,U_0-\sum_{i\geqslant1}C^{(i)}V_i, \tag{4}$$

где $U_0=(U_1+U_2)/2$, $C_1=C_2$, а величина $[x]$ равна ближайшему к $x$ целому числу.

Следует учесть, что изменение со временем потенциалов (2), вследствие неизбежного неконтролируемого различия $C^{(1)}$ и $C^{(2)}$, приводит к осцилляциям величины $q$ с частотой $f$. Это вызывает сужение рабочей области (4), так как условие (4) должно выполняться во всем интервале изменения $q(t)$. Этот эффект будет проявляться сильнее в упрощенной геометрии (рис. 1, *а*), где больше относительный вклад емкостей $C^{(1)}$, $C^{(2)}$ в общую емкость $C$.

Оценим максимальную рабочую частоту $f_{max}$ и ток $I_{max}=ef_{max}$ в системе. Величина $f_{max}$ ($f_{max}\approx 1/2T_a$ в случае рис. 1, *б*) определяется длительностью активного периода $T_a$ ($T_a\approx 30\ \tau$), которая в свою очередь зависит от интенсивности $\tau^{-1}$ туннелирования электронов в (из) центральную область через открытый барьер:

$$\tau^{-1}=G\Delta E_c/e^2. \tag{5}$$

Здесь $\Delta E_c$ — уменьшение кулоновской энергии (3) при туннелировании электрона ($\Delta E_c\approx e^2/C$), а $G$ — проводимость открытого барьера [($ab$) или ($b'a'$) в случае рис. 1, *б*].

Из теории известно, что картина дискретного туннелирования одиночных электронов имеет место лишь при малой проводимости $G\ll\hbar/e^2$ (при бóльших значениях $G$ заряд центральной области перестает быть хорошо определенной в масштабе $e$ величиной). Задаваясь значениями $C=10^{-16}$ Ф и $G^{-1}=10^5$ Ом, имеем $\tau\approx 10^{-11}$ с, $f_{max}=1$ ГГц, $I_{max}=0.2$ нА.

Если потенциал вдоль оси $ll'$ системы (точнее энергии $\varepsilon_n(x)$ уровней $n=0, 1, 2\ldots$ поперечного квантования) плавно меняется на масштабе $k_F^{-1}$ ($k_F^{-1}\approx\approx 10$ нм), то применим адиабатический подход [13] и проводимость $G$ связана с прозрачностью $D(E_F)$ потенциального барьера $\varepsilon_0(x)$ соотношением

| $r$, нм | $C$, $10^{-17}$ Ф | |
|---|---|---|
| | Si—SiO$_2$ | GaAs—AlGaAs |
| 50 | 2.7 | 3 |
| 100 | 6 | 7 |
| 200 | 16 | 18 |
| 500 | 58 | 85 |

$$G\approx\frac{e^2}{\pi\hbar}D(E_F). \tag{6}$$

При этом требование $G\ll\hbar/e^2$ сводится к $D(E_F)\ll 1$ и означает слабую гибридизацию электронных состояний в центральной области и в берегах. Подчеркнем, что величина $D(E_F)$ не должна быть слишком малой, так как это приведет к снижению $f_{max}$ и $I_{max}$.

Отметим, что в упрощенной системе (рис. 1, *а*) туннелирование электронов может эффективно происходить лишь в течение коротких промежутков времени $T_a\ll f^{-1}$, когда прозрачность одного из барьеров близка к своему максимальному значению $D_{max}$ ($D_{max}\ll 1$, см. выше). Считая, что прозрачности экспоненциально зависят от напряжений (2), можно получить, что величина $f_{max}$ уменьшается в $\approx(\ln D_{max}/D_{min})^{1/2}$ раз по сравнению со значением, определенным выше.

Рассмотрим факторы, ограничивающие точность выполнения соотношения (1). Перенос через систему в течение цикла заряда, отличного от $Ne$, может осуществиться вследствие одного из следующих событий.

1) Заряд, не равный $Ne$, прошел через открытый канал. Вероятность такого события $p^{(1)}\approx\exp(-\Delta E_c/k_BT)$ экспоненциально убывает с уменьшением температуры ($\lg p^{(1)}\approx -80$, при $T=0.1$ К $C=10^{-16}$ Ф).

2) Заряд был перенесен через запертый канал. Вероятность термического переброса электрона $p_T^{(2)}\approx(E_F/\pi\hbar f)\exp(-E_b/k_BT)$ также мала при низких температурах ($\lg p_T^{(2)}\approx -240$ при $E_b=5$ мэВ, $E_F=5$ мэВ, $T=0.1$ К; здесь $E_b$ — высота над уровнем Ферми $E_F$ барьера $\varepsilon_0(x)$ в запертом канале). В отличие от случая системы туннельных переходов [6, 7] вероятность $p_k^{(2)}=1/\tau^{(k)}f$ квантового туннелирования электрона, определяемая [см. (5), (6)] прозрачностью $D(E_F)\approx\exp\{-2\hbar^{-1}l_b(2m^*E_b)^{1/2}\}$ запертого барьера [($cd$) или ($d'c'$)], становится экспоненциально малой при увеличении его длины $l_b$ ($\lg p_k^{(2)}\approx -43$ при $l_b=500$ нм, $E_b=5$ мэВ, $C=10^{-16}$ Ф, $f=10^9$ Гц, $m^*=0.07m_e$).

3) Заряд центральной области ДЭГ изменился не в результате прохождения электронов через каналы, а вследствие генерационно-рекомбинационных процессов «вертикального транспорта» (см. [14]). Характерные времена $\tau_B$ этих процессов, составляющие $0.01\div 1$ с при низких температурах, определяют вероятность $p^{(3)}=1/\tau_Bf$ вертикального переноса электрона.

Таким образом, относительное отклонение $\delta I/I=p^{(1)}+p^{(2)}+p^{(3)}$ тока от значения $I$ определяется в основном интенсивностью процессов вертикального транспорта и составляет $10^{-7} \div 10^{-9}$.

Автор искренне благодарен Д. В. Аверину, В. А. Волкову и особенно К. К. Лихареву за плодотворное обсуждение результатов и помощь в работе.

## Список литературы

[1] Averin D. V., Likharev K. K. // Mesoscopic Phenomena in Solids / Ed. by B. Al'tshuler, P. Lee, R. Webb. Amsterdam, 1991. V. 30. Ch. 6.
[2] Лихарев К. К. // Микроэлектроника. 1987. Т. 16. В. 3. С. 195—209.
[3] Аверин Д. В., Коротков А. Н. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. В. 5. С. 1661—1673.
[4] Fulton T. A., Gammel P. L., Bishop D. J., Dunkelberger L. N., Dolan G. J. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. N 12. P. 1307—1310.
[5] van Bentum P. J. M., Smokers R. T. M., van Kempen H. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 24. P. 2543—2546.
[6] Geerligs L. J., Anderegg V. F., Holweg P. A. M., Mooij J. E., Pothier H., Esteve D., Urbina C., Devoret M. H. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. N 22. P. 2691—2694.
[7] Аверин Д. В., Одинцов А. А. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. В. 4. С. 1349—1361.
[8] Meirav U., Kastner M. A., Wind S. J. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. N 6. P. 771—774.
[9] Scott-Thomas J. H. F., Field S. B., Kastner M. A., Smith H. I., Antoniadis D. A. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. N 5. P. 583—586.
[10] Meirav U., Kastner M. A., Heilblum M., Wind S. J. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. N 8. P. 5871—5874.
[11] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.
[12] Glazman L. I., Shekhter R. I. // J. Phys. Cond. Matt. 1989. V. 1. N 33. P. 5811—5815.
[13] Глазман Л. И., Лесовик Г. Б., Хмельницкий Д. Е., Шехтер Р. И. // Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. В. 4. С. 218—220.
[14] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 455 с.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики при МГУ
им. М. В. Ломоносова
Москва

Получена 4.10.1990
Принята к печати 9.01.1991