

ДИНАМИЧЕСКОЕ КВАНТОВАНИЕ ТОКА С УДВОЕННЫМ ЗАРЯДОМ ЭЛЕКТРОНА

С.Н.Молотков, С.С.Назин

*Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 2 июля 1993 г.

Предсказывается квантование тока – появление ступенек на вольт-амперных характеристиках при значениях тока $I = 2ef$ в системе квантовых точек в отсутствие кулоновской блокады.

Существует предсказание, что квантовая система (туннельный переход с малой емкостью), находящаяся в режиме кулоновской блокады, при пропускании постоянного тока (режим источника тока, $I = \text{const}$) должна генерировать регулярные скачки напряжения на переходе с частотой $f = I/e$ (e - заряд электрона) [1]. Качественное объяснение состоит в следующем. В режиме кулоновской блокады электроны туннелируют через переход один за одним, частота их следования I/e определяет скачки напряжения. Прямые эксперименты по наблюдению осцилляций напряжения в режиме источника тока, на наш взгляд, отсутствуют.

В ряде экспериментов наблюдались ступеньки на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) при значениях тока $I = ef$ [2]. Такие эксперименты проводились на серии нескольких туннельных переходов при наличии постоянного смещения, не выводящего систему из режима кулоновской блокады. Приложение к одному из переходов переменного напряжения с частотой f и конечной амплитудой, превышающей кулоновский барьер, приводит к появлению ступенек на ВАХ при значениях тока $I = ef$.

В других экспериментах на серии переходов измерялась динамическая проводимость dI/dU с помощью lock-in методики на сигнале с конечной амплитудой [3]. Возникающие особенности на кривой dI/dU , как функции тока, отвечают значениям тока $I = ef$ [3].

Данные особенности (а также в дальнейшем плато на ВАХ при токе $I = ef$, обнаруженные в экспериментах [2]) были интерпретированы как эффект смешения собственных колебаний с внешним переменным напряжением с частотой f [3]. На наш взгляд, эти эксперименты не могут быть подтверждением наличия собственных колебаний в режиме генератора тока. Существует другая точка зрения на появление плато на ВАХ [2], которая является более адекватной. По-существу, ступеньки на ВАХ при $I = ef$ означают переход одного электрона через систему за один цикл внешнего напряжения. Детальная динамическая картина появления ступенек на ВАХ не построена.

В данной работе мы хотим предложить схему эксперимента, где динамическое квантование тока (появление ступенек на ВАХ при $I = ef$) возникает в отсутствие кулоновской блокады.

Рассмотрим три слабосвязанные квантовые точки (рис.1), подключенные к массивным металлическим электродам. Пусть их размеры подобраны таким образом, что уровни энергии в крайних ямах лежат выше (более чем на ширину уровней), чем состояние в средней яме. Уровни в крайних ямах не

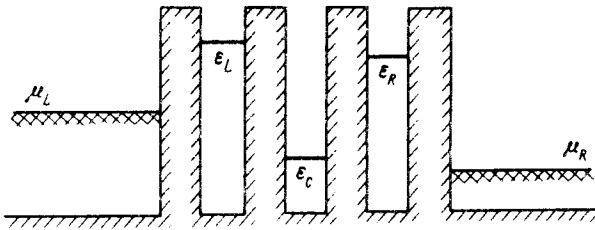


Рис.1. Положение несмещенных уровней в квантовых ямах

обязаны совпадать. Каждый уровень двукратно вырожден по спину (считаем, что кулоновское взаимодействие несущественно). К берегам приложено постоянное смещение V такое, что $\mu_L > \epsilon_c > \mu_R$ (рис.1) и V больше ширины уровня ϵ_c .

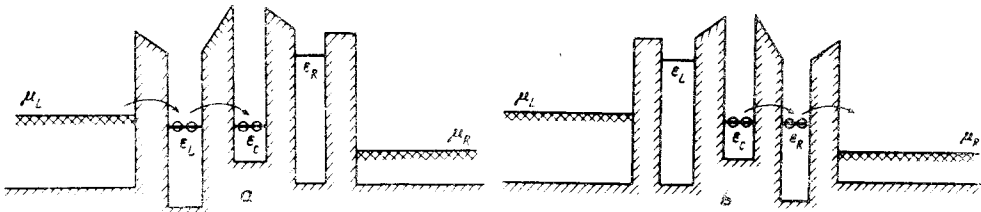


Рис.2. Положение уровней в один из моментов первой половины (а) периода, когда электроны из левой ямы туннелируют в центральную яму, и второй половины (б) периода, когда электроны из центральной ямы туннелируют в правую яму

Рассмотрим следующий периодический процесс с характерным периодом $\tau = 1/f$. Рассуждения можно начать с любой стадии периодического процесса. Пусть уровень в средней яме пуст. В первые полпериода к левой яме прикладывается напряжение, которое приводит к медленному (адиабатическому) опусканию уровня в левой яме и прохождению через резонанс с уровнем в средней яме (рис.2а). При этом из левого берега за характерное время τ_{res} (когда уровни находятся в резонансе) состояния в левой и средней ямах заполняются каждое парой электронов, поскольку $\mu_L > \epsilon_c$. Затем уровень в левой яме поднимается вверх и опустошается. В средней яме остаются два электрона. При этом, если частота $f = 1/\tau$ такова, что

$$\tau_{res} \ll \tau \ll \tau_{outres} \quad (1)$$

(τ_{outres} – время выхода в правый берег из средней ямы, когда уровень в правой яме лежит вне резонанса со средним берегом), то за время натекания из левого берега электроны не успеют туннелировать в правый берег. В течение второго полупериода переменный потенциал прикладывается к правой яме и приводит к опусканию уровня в ней так, чтобы он проходил через резонанс с уровнем в средней яме (рис.2б). За характерное время τ_{res} два электрона из средней ямы уходят в правый берег, так как $\mu_R < \epsilon_c$. Средняя яма опять пуста, и система оказывается в исходном состоянии.

Левое неравенство (1) означает, что движение уровней происходит адиабатически медленно по сравнению с временем натекания заряда в условиях резонанса. Правое неравенство гласит, что движение уровней быстрое по сравнению с временем ухода заряда, когда уровни находятся вдали от резонанса.

Приведенные рассуждения означают, что за один цикл внешнего переменного напряжения с частотой f через систему протекает ток $I = 2ef$. Разумеется, при конфигурации уровней, показанной на рис.1 ($\mu_L > \epsilon_c > \mu_R$), через систему протекает фоновый ток, который оказывается много меньше квантованных порций $I = 2ef$. Малость фонового тока обеспечивается автоматически правым неравенством (1).

Приведем теперь необходимые аналитические оценки. Гамильтониан системы, учитывающий основные особенности задачи, может быть представлен в виде

$$H = \sum_{\substack{k,\sigma \\ \alpha=L,R}} \epsilon_{k\sigma\alpha} a_{k\sigma\alpha}^+ a_{k\sigma\alpha} + \sum_{\alpha} (\epsilon_c c_{c\sigma}^+ c_{c\sigma} + \epsilon_L c_{L\sigma}^+ c_{L\sigma} + \epsilon_R c_{R\sigma}^+ c_{R\sigma}) + \sum_{k\sigma} (T_{kL} c_{L\sigma}^+ a_{k\sigma L} + T_{cL} c_{c\sigma}^+ c_{L\sigma} + T_{cR} c_{c\sigma}^+ c_{R\sigma} + T_{kR} c_{R\sigma}^+ a_{k\sigma R} + \text{э.с.}), \quad (2)$$

где $a_{k\sigma\alpha}^+$ – операторы рождения в левом ($\alpha = L$) и правом ($\alpha = R$) берегах, $c_{c,L,R\sigma}^+$ – операторы рождения электронов в центральной, левой и правой изолированных ямах, $T_{kL,CR,CL,kR}$ – соответствующие матричные элементы перескока между ямами и берегами.

Оценивая прежде всего фоновый ток (удобно при этом воспользоваться схемой работы [4]), имеем

$$I_{backgr} = \frac{e}{\hbar} \int \frac{d\omega}{2\pi} \frac{\gamma_L(\omega)\gamma_R(\omega)}{\gamma_L(\omega) + \gamma_R(\omega)} \text{Im}\{G_c^R(\omega)\} [f_L(\omega) - f_R(\omega)], \quad (3)$$

где $G_c^R(\omega)$ – точная функция Грина электронов в центральной яме, которая может быть представлена в виде

$$G_c^R(\omega) = \frac{1}{\omega - \tilde{\epsilon}_c(\omega) + i(\gamma_L(\omega) + \gamma_R(\omega))}, \quad (4)$$

где $\tilde{\epsilon}_c(\omega)$ – точная энергия уровня, произошедшего из уровня в изолированной центральной яме, $f_L(\omega)$ и $f_R(\omega)$ – фермиевские функции распределения в берегах, сдвинутые на величину напряжения ($\mu_L - \mu_R = V$), $\gamma_{L,R}(\omega)$ – скорости туннелирования в левый и правый берега из центральной ямы:

$$\gamma_{L,R}(\omega) = \frac{|T_{cL,R}|^2 \gamma_{0L,R}}{(\omega - \tilde{\epsilon}(\omega)_{L,R})^2 + \gamma_{0L,R}^2}, \quad (5)$$

где $\tilde{\epsilon}_{L,R}(\omega)$ – перенормированные уровни энергии в левой и правой ямах,

$$\gamma_{0L,R} = \sum_k |T_{kL,R}|^2 \delta(\omega - \epsilon_{kL,R}). \quad (6)$$

Как следует из (6), если плотность состояний в берегах на уровне Ферми слабо меняется, то константы $\gamma_{0L,R}$ можно считать не зависящими от энергии.

Вдали от резонанса ($\Delta\epsilon = \bar{\epsilon}_c - \bar{\epsilon}_{L,R} \gg \gamma_{L,R}(\bar{\epsilon}_c)$) имеем

$$\gamma_{L,R}(\omega) = \frac{|T_{cL,R}|^2 \gamma_{0L,R}}{(\omega - \bar{\epsilon}_{L,R}(\omega))^2}. \quad (7)$$

Оценка для $\gamma_{0L,R}$ согласно (6) имеет вид (считаем, что $\gamma_{0L} \simeq \gamma_{0R} \simeq \gamma_0$)

$$\gamma_0 \simeq T^2/W, \quad (8)$$

где W – ширина зоны в электродах и $T \simeq T_{kL,R}$ – прозрачности барьеров. В итоге находим

$$\gamma_{L,R}(\bar{\epsilon}_c) \simeq T^4/W(\Delta\epsilon)^2. \quad (9)$$

Заметим, что ширина зоны W определяется интегралом перескока в электродах между атомами, и поэтому $W \gg T$. Для величины фонового тока с учетом формулы (3) и предыдущих оценок имеем

$$I_{backgr} \simeq 2e\gamma(\bar{\epsilon}_c)/\hbar \simeq eT^4/W(\Delta\epsilon)^2. \quad (10)$$

Время установления заряда в квантовой яме определяется параметрами $\gamma_{L,R}$ [5]. Натекания заряда в центральную яму при резонансе уровней определяется характерным временем

$$1/\tau_{res} \simeq \gamma_L(\bar{\epsilon}_c) \simeq T^2/W. \quad (11)$$

Время ухода заряда через правый уровень, когда он вдали от резонанса с уровнем в центральной яме, равно

$$1/\tau_{outr} \simeq \gamma_R(\bar{\epsilon}_c) \simeq T^4/W(\Delta\epsilon_c)^2. \quad (12)$$

Таким образом, если частота f изменения внешнего потенциала удовлетворяет условиям

$$T^2/W \gg f \gg T^4/W(\Delta\epsilon_c)^2, \quad (13)$$

то выполнено условие динамического квантования тока: перенос двух зарядов через систему за один цикл потенциала. Правое неравенство в (13) автоматически означает малость фонового тока на фоне квантованных порций $I = 2ef$, это же неравенство определяет точность квантования. Поскольку T экспоненциально мало по сравнению с W , то интервал в неравенстве (13) для частоты достаточно широк; действительно, при $\Delta\epsilon \simeq W$ (вне резонанса) отношение левой и правой частей неравенства (13), равное $(T/W)^{-2}$, представляет собой экспоненциально большую величину.

В случае, когда велико кулоновское взаимодействие электронов в ямах, спиновое вырождение снимается (каждый уровень может быть занят только одним электроном) и через систему будут протекать квантованные порции $I = ef$.

Авторы благодарны В.Ф.Гантмахеру и Ю.В.Копяеву за полезные обсуждения.

1. Д.В.Аверин, К.К.Лихарев, ЖЭТФ **90**, 733 (1986).
2. H.Grabert, M.H.Devoret (editors): Proc. of the NATO ASI on Single Charge Tunneling, Les Houches, March, 1991, New York: Plenum Press, 1992.
3. P.Delsing, K.K.Likharev, L.S.Kuzmin, and T.Claeson, Phys. Rev. Lett. **63**, 1861 (1989).
4. C.Caroli, R.Combescot, P.Nozieres, and D.Saint-James, J. Phys. (Solid State Phys.) **C4**, 916 (1971).
5. L.Y.Chen and C.S.Ting, Phys. Rev. **B 43**, 2097 (1991).