

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P11-88-593

Н.С.Бахвалов*, Г.С.Казача, К.К.Лихарев*,
С.И.Сердюкова

ОДНОЭЛЕКТРОННЫЕ СОЛИТОНЫ
В ОДНОМЕРНЫХ ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ

Направлено в "Журнал экспериментальной
и теоретической физики"

* Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

1. ВВЕДЕНИЕ

В серии недавних теоретических работ ^{/1-4/} был предсказан ряд новых эффектов, которые должны наблюдаться в системах туннельных переходов металл - диэлектрик - металл очень малой площади при низких температурах. Эти эффекты получили общее название коррелированного одноэлектронного туннелирования, поскольку их общей чертой является установление того или иного вида корреляции актов туннелирования отдельных электронов под влиянием их кулоновского взаимодействия /см. обзор ^{/4/}.

Тип корреляции существенно зависит от рассматриваемой системы. В одиночном туннельном переходе, через который протекает фиксированный извне ток I , должна устанавливаться временная корреляция последовательных актов туннелирования, что вызывает периодические "одноэлектронные" колебания напряжения V на переходе с частотой ^{'1'}

$$f = I/e,$$

$$/1/$$

К сожалению, в эксперименте фиксация тока весьма затруднительна из-за влияния емкости между подводами тока ^{'4'}, и поэтому данное предсказание теории пока не получило однозначного подтверждения*.

Такое уверенное подтверждение было получено ^{/10,11/} для другой системы - двух последовательно соединенных туннельных переходов с фиксированным на них напряжением V /такая фиксация, напротив, не представляет проблем/. Однако в этой системе реализуется только взаимная /"пространственная"/ корреляция актов туннелирования через переходы, а временная автокорреляция этих актов в любом из переходов отсутствует ^{'2'}.

В связи с этим представляют очевидный интерес системы, в которых наблюдались бы как временная, так и пространственная

* Обратим, однако, внимание на попытки объяснить именно этим эффектом /или аналогичным эффектом для кулоновских пар ^{'5'}/ необычные явления, наблюдавшиеся при сканирующей туннельной микроскопии ^{'6,7'} и в двумерных гранулированных структурах вблизи порога перколяции ^{'8,9'}.

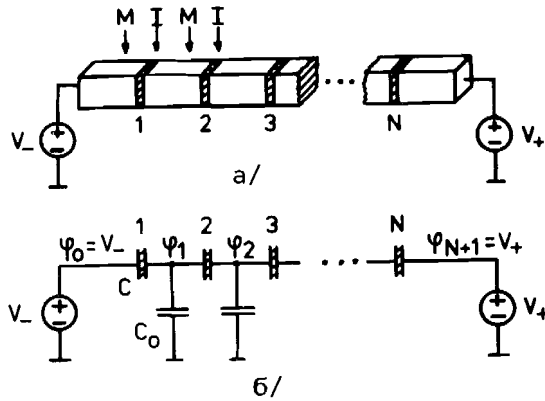


Рис. 1. Исследуемая одномерная система N туннельных переходов малой площади /а/ и ее эквивалентная схема /б/. Обозначения: M - металл, I - туннельно тонкий изолятор.

корреляция одноэлектронного туннелирования в условиях фиксации внешнего напряжения V . Простейшей

системой такого вида является однородная цепочка /рис. 1а/ из $N \gg 1$ туннельных переходов с достаточно малыми емкостью C и туннельной проводимостью G ^{4/}:

$$C \leq \frac{e^2}{2T}, \quad G \ll \frac{2e^2}{\pi h}, \quad /2/$$

где T - температура в энергетических единицах. Анализ процессов в такой цепочке и составляет задачу данной работы.

Как будет показано ниже, для получения физически конечных результатов необходимо учесть электростатическое взаимодействие не только между соседними металлическими электродами системы /которое характеризуется емкостями C /, но и другие компоненты электростатической энергии, т.е. другие компоненты матрицы взаимных емкостей C_{ij} . В данной работе мы примем простейшую модель, когда кроме $C_{i,i \pm 1} = C$ отличны от нуля лишь диагональные элементы этой матрицы, $C_{ii} = C_0$. Такая модель достаточно адекватна для тех физических реализаций системы, которые в настоящее время подготавливаются для экспериментальных исследований. Учитывая возможность фиксации различных внешних потенциалов на краях цепочки, мы приходим к ее эквивалентной схеме, показанной на рис. 1б.

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Согласно общей теории коррелированного одноэлектронного туннелирования /см., например, ^{4/}/ для систем, удовлетворяющих второму из соотношений /2/, применимо "марковское" приближение, в котором вероятность отдельного акта туннелирова-

ния в единицу времени полностью определяется разностью свободных энергий системы F до и после (F') этого события:

$$\Gamma = \frac{G}{e} \Phi \left(\frac{F' - F}{e} \right), \quad \Phi(U) = \frac{U}{1 - \exp(-eU/T)}. \quad /3/$$

Для системы, показанной на рис. 1б, свободную энергию можно записать в виде

$$F = \frac{C_0}{2} \sum_{i=1}^{N-1} \phi_i^2 + \frac{C}{2} \sum_{i=0}^{N-1} (\phi_{i+1} - \phi_i)^2 - V_- Q_- - V_+ Q_+. \quad /4a/$$

Здесь ϕ_i - электрохимические потенциалы электродов, Q_{\pm} - полные заряды, протекшие через внешние источники напряжений V_{\pm} :

$$Q_+ = C(\phi_N - \phi_{N-1}) + em_+, \quad Q_- = C(\phi_0 - \phi_1) + em_-. \quad /4б/$$

а $m_+(m_-)$ - число электронов, протуннелировавших в глубь цепочки через крайний правый /левый/ переходы.

Используя формулу /5/ совместно с уравнением непрерывности, потенциалы ϕ_i легко выразить через электрические заряды Q_i металлических электродов системы:

$$-C\phi_{i-1} + (2C + C_0)\phi_i - C\phi_{i+1} = Q_i, \quad i = 1, \dots, N-1. \quad /5/$$

Величины Q_{0i} зависят как от разности работ выхода материалов электродов ^{12/}, так и от расположения заряженных примесей в диэлектрических слоях ^{4/}. Эксперименты ^{10/} показывают, что диффузия этих примесей приводит к релаксации Q_{0i} к значениям, близким к нулю ($|Q_{0i}| \ll e$). В дальнейшем мы будем принимать $Q_{0i} = 0$.

Для практических расчетов легче пользоваться не самой формулой /4/, а следующим из нее простым выражением

$$F' - F = \frac{e}{2} [(\phi_{i+1} + \phi_{i-1}) - (\phi_i + \phi_i)], \quad /6/$$

где $(i \pm 1)$ - номер узла, на который туннелирует электрон с узла i . Иногда более удобно другое представление той же величины:

$$F' - F = \frac{e}{2} (\phi_{i+1}^{(1)} - \phi_i^{(1)}) + e(\phi_{i+1}^{(e)} - \phi_i^{(e)}), \quad /7/$$

где $\phi_i^{(e)}$ - "внешний" потенциал, который можно найти из системы /5/, уменьшив n_i на единицу, а $\phi_i^{(i)}$ - "внутренний" потенциал, т.е. значение в i -м узле решения системы /5/ при $Q_j = e\delta_{ji}$ и $\phi_0 = \phi_N = 0$. Соответственно, $\phi_{i\pm 1}^{(i)}$ есть значение решения /5/ при $Q_j = e\delta_{i\pm 1, j}$ и $\phi_0 = \phi_N = 0$ в $(i \pm 1)$ -м узле.

3. ОДНОЭЛЕКТРОННЫЕ СОЛИТОНЫ

Наиболее важной чертой системы уравнений /5/ является возможность /4/ существования в длинной цепочке переходов уединенных решений вида

$$\phi_i = \pm \chi(1-j), \quad \chi(m) = \frac{e}{2C \operatorname{sh} \lambda} e^{-\lambda|m|} = \frac{e}{C_{ef}} e^{-\lambda|m|}, \quad /8/$$

$$\lambda = \operatorname{arch} \left(1 + \frac{C_0}{2C} \right), \quad /9/$$

$$C_{ef} = 2C \operatorname{sh} \lambda = (C_0^2 + 4CC_0)^{1/2}. \quad /10/$$

Такое решение описывает топологический солитон /антисолитон/ с зарядом $\pm e$, который образуется в начально электронеutralной системе ($n_i \equiv 0$) при добавлении /или соответственно удалении/ одного электрона на электрод с номером j . При этом происходит существенная электрическая поляризация примерно $2M = 2\lambda^{-1}$ соседних переходов /рис. 2/ / в этом смысле такой солитон можно называть "классическим полироном"/.

Используя формулу /4/, легко убедиться, что энергия одиночного солитона положительна и равна

$$E = \frac{e^2}{4C \operatorname{sh} \lambda} = \frac{e^2}{2C_{ef}}. \quad /11/$$

Формулы /8/-/11/ показывают, что в наиболее интересном случае $C_0 \ll C$ одноэлектронный солитон имеет большой "размер" $2M = 2(C/C_0)^{1/2}$ и энергию, много превышающую естественную единицу $e^2/2C \ll 1/4$.

Энергия солитона /11/ не зависит от его положения (j), лишь пока он значительно удален от краев цепочки и от других солитонов. В противном случае начинает сказываться взаимодействие этих объектов. Для взаимодействия двух солитонов из формулы /4/ получаем

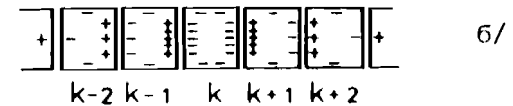
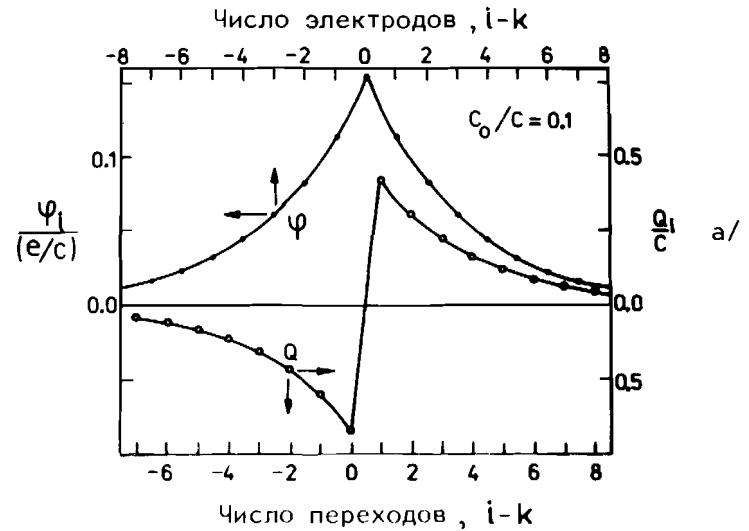


Рис. 2. Распределение электростатических потенциалов ϕ_i электродов системы и зарядов $Q_i = C(\phi_i - \phi_{i-1})$ ее туннельных переходов, индуцированных одноэлектронным солитоном для $C_0/C = 0,1$ /а/, и схема такого солитона /б/.

$$U_{\text{вн}} = \pm 2Ee^{-\lambda|j_1 - j_2|}, \quad /12/$$

где $j_{1,2}$ - положения центров солитонов, при этом солитоны одного знака отталкиваются, а разных знаков - притягиваются /что может приводить к лавинообразии солитон-антисолитонной пары/.

Взаимодействие солитона с "пассивным" краем цепочки /в отсутствие внешнего напряжения/, описывается формулой

$$U_{\text{кр}} = Ee^{-\lambda l}, \quad /13/$$

где l - расстояние от края. Видно, что солитон всегда притягивается к пассивному краю, стремится "выпасть" из цепочки. Удобно интерпретировать формулу /13/ как результат притяжения меж

ду солитоном и его антиполярным отражением в крае цепочки, такое представление дает правильное выражение для распределения потенциалов в этом случае:

$$\phi_j = \chi_{(1-j)} - \chi_{(1+j)} \quad /14/$$

Наконец, фиксация внешнего напряжения V на конце цепочки приводит к дополнительному взаимодействию

$$U_{sa} = \pm eV e^{-\lambda j}, \quad /15/$$

знак которого соответствует отталкиванию солитона от края цепочки в случае, если знак V такой же, как знак заряда солитона.

Приведенные выше формулы дают возможность составить простую физическую картину поведения длинной ($N\lambda \gg 1$) цепочки. В отсутствие внешних полей ($V_{\pm} = 0$) и при низких температурах ($T \ll E$) устойчивым является только состояние без солитонов ($n_j = 0; \phi_j = 0$). Если приложить слабое поле к одному из концов цепочки (например, $\phi_0 = V_- \neq 0$), то оно проникает лишь на глубину $\sim M = \lambda^{-1} \ll N$. Если же это поле превысит пороговое значение

$$V_t = \frac{E}{e} (1 + e^{-\lambda}) = \frac{e}{2C} (e^{\lambda} - 1)^{-1}, \quad /16/$$

то оно вызывает последовательную инжекцию однополярных солитонов, которые в силу взаимного отталкивания начинают дрейфовать в глубь цепочки.

Теперь все зависит от значения поля на другом конце структуры. Если $V_t = V_-$, то цепочки солитонов встретятся в центре структуры, и в ней установится некоторое стационарное распределение однополярных солитонов, представляющее собой фактически одномерный вигнеровский кристалл. Проанализируем этот важный случай подробнее.

4. СТАЦИОНАРНЫЕ СОСТОЯНИЯ

В пределе $\lambda N \gg 1$ и $T \rightarrow 0$ проблема стационарных состояний нашей системы сводится к известной задаче о равновесном распределении классических частиц /в данном случае - одноэлектронных солитонов/ с взаимным отталкиванием по узлам /у нас - металлическим электродам/ бесконечной одномерной дискретной решетки. Напомним, что это распределение для фиксированной

концентрации частиц $\langle n \rangle$ /на один узел/ было найдено в работах /13, 14/, а зависимость величины $\langle n \rangle$ от полной энергии Гиббса H одного солитона /у нас $H = E - eU$, где $U = V_+ = V_-$ / - в работе /15/.

Эта зависимость имеет вид "чертовой лестницы" с горизонтальными ступенями для любых рациональных значений $\langle n \rangle = p/q$.

Как следует из общих формул /15/, в нашем случае положение левого края ступени с взаимно простыми p и q при $0 \leq \langle n \rangle \leq 1$ дается формулой

$$U_t = \frac{E}{e} \left\{ 1 + 2 \sum_{i=1}^{\infty} e^{-\lambda r_i} [r_i (1 - e^{-\lambda}) + 1] \right\}, \quad /17a/$$

где r_i - целые, удовлетворяющие соотношениям

$$r_i \pm iq/p < r_{i+1}. \quad /17b/$$

Длина же ступени вообще зависит только от q :

$$U_t - U_t = 2 \frac{E}{e} \frac{\text{ch} \lambda - 1}{\text{ch} \lambda q - 1}. \quad /17в/$$

Как следует из формул /17/, ступени не перекрываются друг с другом и в совокупности покрывают всю горизонтальную ось* /рис. 3/.

Обратим внимание на то, что значение $U_t = E/e$, при котором становится энергетически выгодным вхождение солитонов, всегда меньше значения V_t /16/, при котором такое вхождение реально происходит. Это указывает на существенные эффекты "перегрева", связанные с краевым пиннингом солитонов, аналогичным тому, который имеет место для квантованных вихрей магнитного потока

* Картина ступеней обладает трансляционной симметрией с периодами $\Delta U = p - 1$ и $\Delta U = 2(E/e) \text{ch}(\lambda/2)$ и, кроме того, центрально симметрична относительно точек $\langle n \rangle = k + 1/2$, $U = \Delta U(k + 1/2)$.

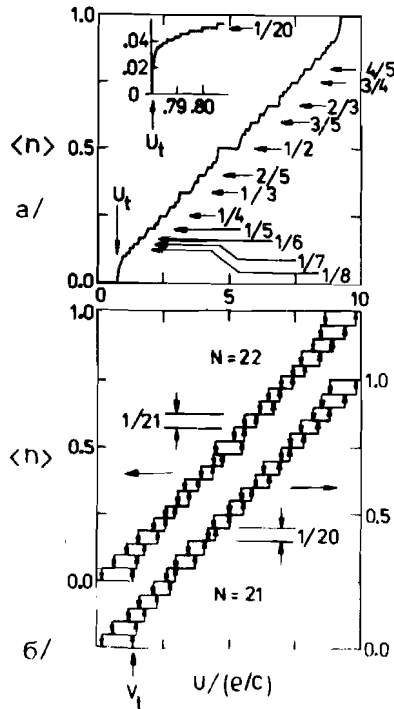
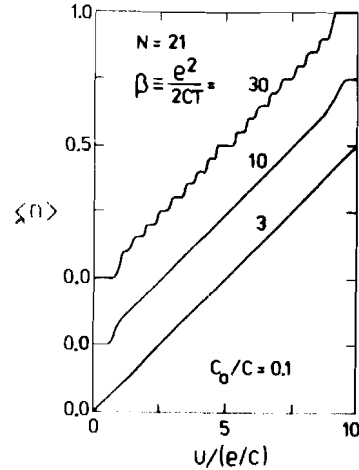


Рис. 3. Зависимость средней концентрации солитонов $\langle n \rangle$ от внешнего поля U : равновесные зависимости для $N \rightarrow \infty, T \rightarrow 0$ /а/ и для конечных T и N /в/, а также неравновесные зависимости для конечных N при $T = 0$ /б/. Для всех кривых $C_0/C = 0,1$, $\beta = e^2/2CT$.



в сверхпроводящих структурах*. Поэтому безгистерезисная зависимость $\langle n \rangle$ от U , показанная на рис. 3а, может быть реализована лишь для туннельных цепочек с плавными изменениями параметров на краях^{18/}. В однородной же цепочке реальные зависимости $\langle n \rangle$ от U при $T = 0$ будут иметь гистерезисный характер, т.е. содержать участки метастабильных состояний.

* Вообще существует весьма глубокая аналогия между "одноэлектронами" в изучаемой нами структуре и вибрионами в длинном однородном джоузефовском переходе, который описывается динамическим уравнением типа *vine Gordon* /см., например, 18/. Эта аналогия с эффектом Джоузефона справедлива и для других проявлений эффекта коррелированного одноэлектронного туннелирования^{4/}; отметим, однако, что она является лишь качественной: одноэлектронное туннелирование даже при $T = 0$ имеет статистический характер, и его нельзя описать никакими динамическими уравнениями. Попытка записать такие уравнения, исходя из качественных соображений, предпринятая в работе^{17/}, привела к тому, что большая часть результатов, полученных там, неверна.

Вычисление границ устойчивости этих состояний для произвольной ступени "чертовой лестницы" не удастся провести даже в пределе $\lambda N \rightarrow \infty$, поскольку и без того сложная структура состояний в узлах с $\lambda_j \gg 1$ ^{13,14/} претерпевает дополнительную реконструкцию вблизи краев цепочки, которыми и определяется устойчивость. Поэтому мы провели ряд численных расчетов на ЭВМ методом типа Монте-Карло.

В этом методе, пригодном для любых значений T , для фиксированной /текущей/ конфигурации солитонов $\{n_i\}$ сначала из системы линейных уравнений /5/ находятся массивы значений $\{\phi_i\}$ и $\{\phi_i^{\pm}\}$. Затем по формулам /3/, /6/ находятся значения вероятностей Γ_i^{\pm} всех $2N$ возможных независимых событий, соответствующих туннелированию одного электрона в двух направлениях через каждый из N переходов. В этом случае вероятность сохранения исходной конфигурации солитонов меняется во времени как

$$P(t) = \exp \left\{ -I \sum_{i=1}^N (\Gamma_i^+ + \Gamma_i^-) (t - t_0) \right\}, \quad /18/$$

где t_0 - момент возникновения этой конфигурации. Поэтому если генерируются случайные числа r с вероятностью, равномерно распределенной на отрезке $[0,1]$, то времена t , найденные по формуле /18/, будут давать адекватные случайные реализации моментов следующего туннелирования. После этого остается лишь определить номер этого очередного события, что может быть сделано, например, разбиением интервала $[0,1]$ на отрезки, пропорциональные Γ_i^{\pm} , и дополнительным розыгрышем случайного числа на этом отрезке. После этого производится изменение конфигурации солитонов на новую, соответствующую тому отрезку, на котором выпало случайное число, и весь процесс повторяется вплоть до установления стационарных средних значений. Описанный численный метод является весьма экономным: например, для цепочки с $N = 20$ расчет одного туннельного события требует всего 10^{-2} с процессорного времени относительно маломощной ЭВМ (BC-6500).

На рис. 3б показаны полученные таким моделированием зависимости $\langle n \rangle$ от U для двух близких значений N - четного и нечетного. Поскольку для этих значений выполняется условие $\lambda N \rightarrow 1$,

¹ При этом, т.е. к вектору $\{ \phi_i \}$ добавляется вектор $\{ \Delta \phi_i \} = \{ \phi_i - \phi_{i-1} \}$, который согласно формуле /5/ зависит лишь от приращения вектора $\{ n_i \}$, отвечающего рассматриваемому событию. Для $2N$ векторов $\{ \Delta \phi_i \}$ вычисляются методом прогонки и крайности в матрице ЭВМ.

то порог устойчивости ступени с $\langle n \rangle = 0$ хорошо соответствует формуле /16/. Видно, что главным отличием от предела $N \rightarrow \infty$ является наличие в лестнице лишь ступеней, соответствующих значениям $\langle n \rangle = p/(N-1)$, а также уже обсуждавшиеся значительные гистерезисные участки, соответствующие метастабильным состояниям.

Конечные значения температуры приводят к конечному времени жизни τ_L этих состояний; согласно /3/, при малых $T \ll E$ эти времена имеют порядок $\tau_0 \exp\{-E/T\}$, $\tau_0 \approx C/G$. Если время реализации, используемой для вычисления $\langle n \rangle$, больше τ_L , то зависимость $\langle n \rangle$ от U становится однозначной даже при малых T /рис. 3в/; при этом ее отличие от равновесной /рис. 3а/ уменьшается. При увеличении температуры ступени лестницы сглаживаются, начиная с тех, которые имеют наименьшую ширину ΔU_q . При $T \gg E$ ступени исчезают вовсе, и значение $\langle n \rangle$ стремится к $U/\Delta U$; при этом состояние системы соответствует постоянной интенсивной термической генерации солитон-антисолитонных пар и их аннигиляции во всех узлах решетки.

5. ДИНАМИКА СОЛИТОННЫХ СТРУКТУР

Если значения V_+ и V_- не равны друг другу, т.е. к цепочке приложено продольное электрическое напряжение

$$V = V_- - V_+, \quad /19a/$$

может возникнуть перманентное движение солитонов вдоль цепочки туннельных переходов, так что через цепочку потечет ток с ненулевым средним значением $\langle I \rangle$. На рис. 4а показан ряд типичных "вольтамперных характеристик" цепочки, численно рассчитанных на ЭВМ для случая $T = 0$ и различных значений среднего потенциала

$$U = \frac{V_+ + V_-}{2}, \quad /19б/$$

На кривых четко проявляется горизонтальный участок $\langle I \rangle = 0$ при $|V| < V_t$, соответствующий "кулоновской блокаде", характерной для всех систем с коррелированным одноэлектронным туннелированием. Значение среднего поля U существенно влияет на пороговое значение V_t /рис. 4б/. Кажется бы, при $\Delta N = 1$ граница устойчивости данного стационарного состояния относительно входа /выхода/ солитонов на одном краю цепочки не должна зависеть

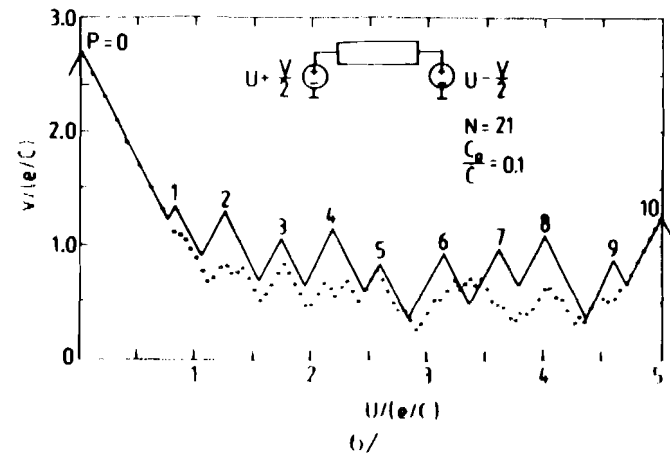
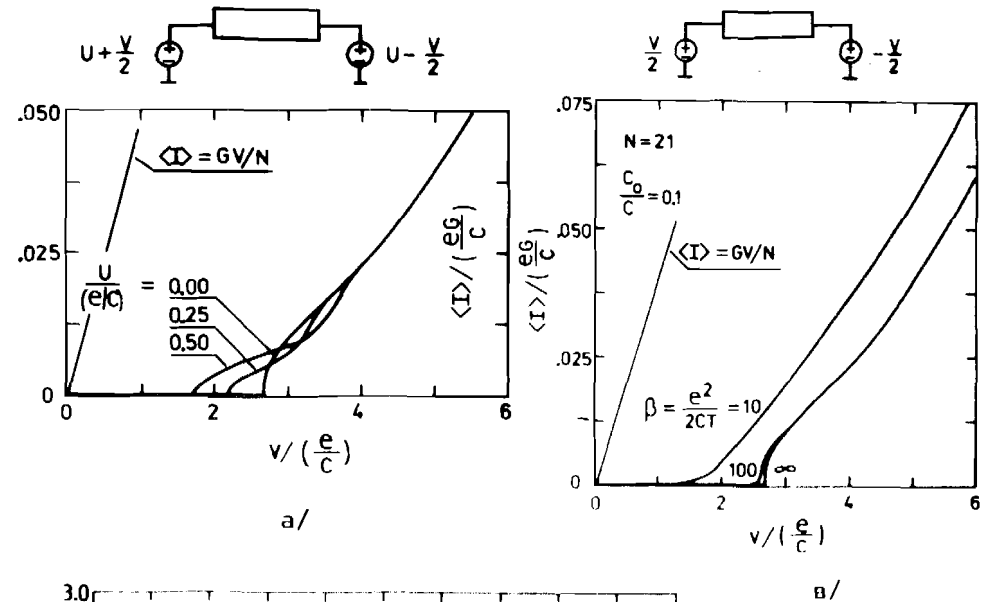


Рис. 4. Вольтамперные характеристики цепочек $T = 0$ /а/ и $T \neq 0$ /б/ и зависимость порогового напряжения V_t от статистического поля U при $T = 0$ /б/. Для всех кривых $C_0/C = 0,1$.

от значения поля на другом краю. В этом случае зависимость на каждом периоде представляла бы отгибающую $(N-1)$ ломаной

$$V_t = \frac{U_p^+ - U_p^-}{2} \quad \text{и} \quad \frac{U_p^+ + U_p^-}{2}, \quad /20/$$

U_p^+ и U_p^- - края p -й ступени на графике зависимости $\langle n \rangle$ от U /рис. 3б/. На рис. 4б огибающая показана сплошной линией.

Однако реальные значения V_t /точки на рис. 4б/ ложатся на эту огибающую лишь в некоторых диапазонах значений U , в частности, при $U = k\Delta U$ и $U = (k + (1/2))\Delta U$. Причина этого заключается в том, что большинство ступеней на рис. 3б являются вырожденными, т.е. каждая из них соответствует нескольким конфигурациям солитонов с одинаковой суммой n_i . При этом граница устойчивости каждой конфигурации зависит от обоих полей V_{\pm} даже при $\lambda N \gg 1$, так что ненулевое продольное поле V снимает указанное вырождение и приводит к более сложной зависимости $V_t(U)$.

Повышение температуры приводит к "размытию" порога и постепенному сглаживанию вольтамперных характеристик /рис. 4в/. В пределе больших полей ($V \gg V_t$) вольтамперные характеристики всегда выходят на омическую асимптотику

$$\langle I \rangle = G\epsilon, \quad \epsilon = V/N.$$

/20/

Важнейшей проблемой, возникающей при $\langle I \rangle > 0$, является временная когерентность актов одноэлектронного туннелирования в переходах цепочки /см. Введение/. На рис. 5 показаны примеры случайных реализаций зависимости $Q_1(t)$, где $Q_1(t) = C(\phi_1 - \phi_0)$ заряд одного из переходов цепочки. Видно, что для не слишком больших значений тока и температуры последовательные акты туннелирования существенно коррелированы. Эта корреляция может быть просто интерпретирована как результат кулоновского отталкивания /12/ солитонов: при небольших превышениях порога /16/ родившийся на краю и дрейфующий к другому краю цепочки солитон подавляет вероятность рождения следующего солитона, пока не отойдет от края на "расстояние" $\sim M^{-1}$. Таким образом, в переходе возникает квазилинейная цепочка вышерей, дрейфующая вдоль цепочки переходов*. При таком упорядоченном движении в частотном спектре флуктуации /см. Приложение/ величина Q_1

Как упомянутое подешивание, так и аналитический расчет показывают, что кроме простого поступательного движения центра солитона может происходить другой процесс /имеющий близкую вероятность даже при $T=0$ /: рождение впереди находящего солитона новой солитон-антисолитонной пары с последующим аннигилированием антисолитона с ведущим солитоном. Могут происходить и другие существенные процессы такого типа.

$$S_Q(\omega) = \pi^{-1} \int_0^{\infty} K_Q(\tau) \cos \omega \tau d\tau,$$

$$K_Q(\tau) = \langle Q_1(t+\tau) Q_1(t) \rangle - \langle Q_1^2(t) \rangle,$$

/21/

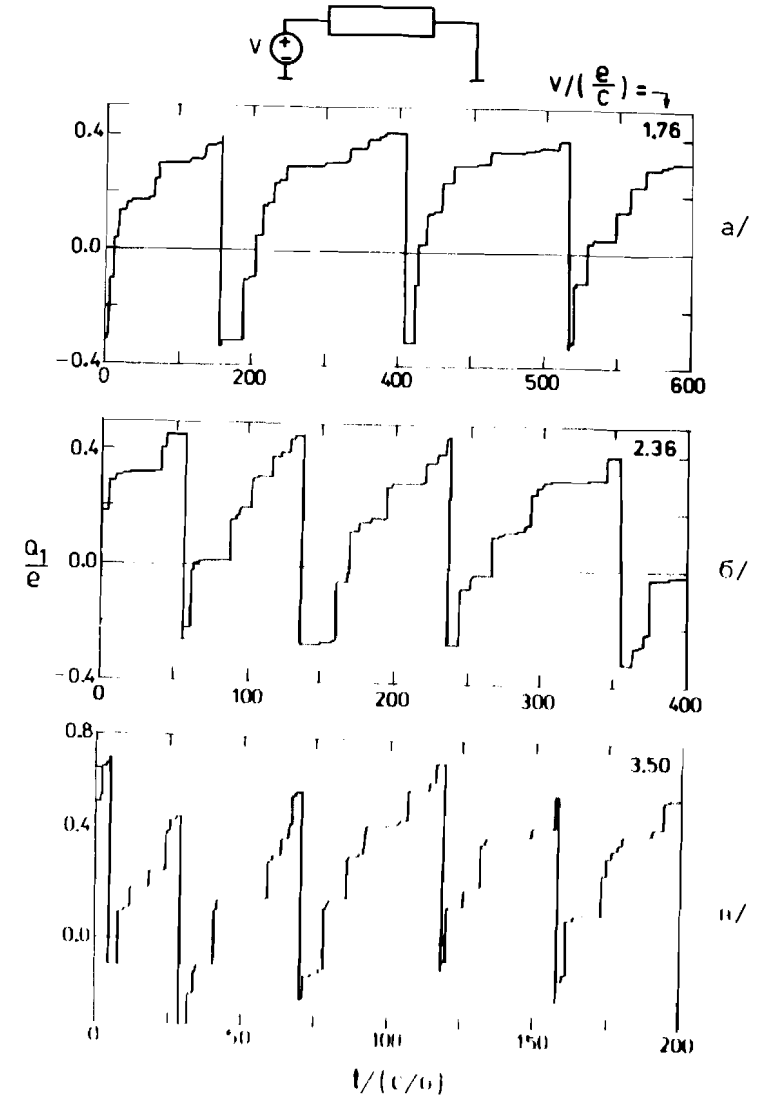
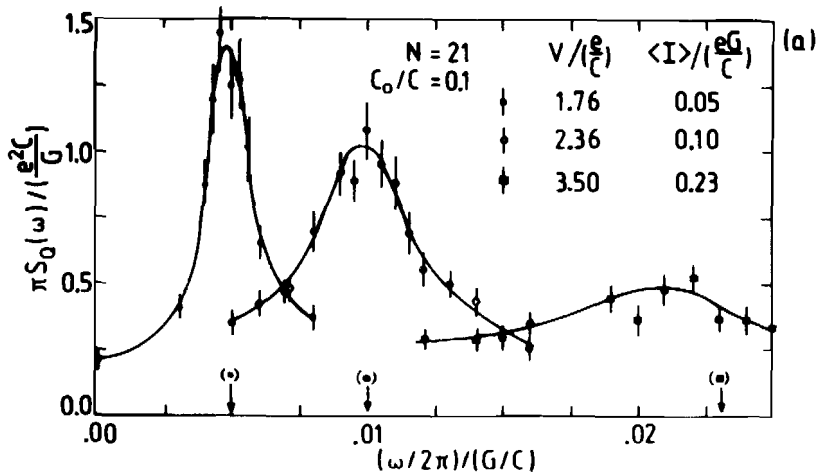
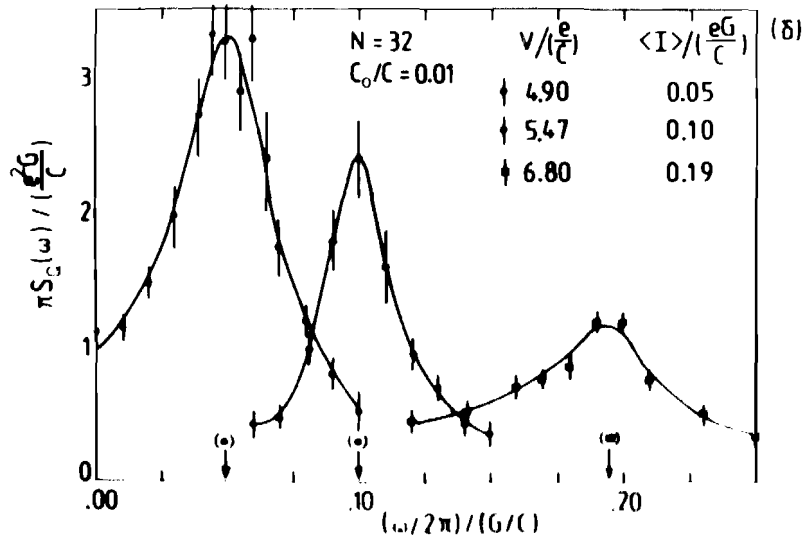


Рис. 5. Типичные реализации $Q_1(t)$ для цепочек с $N = 21$, $C_0/C = 0,1$, $T = 0$ при различных значениях нормированного тока $v = v/(e/c)$, ($v = G/CN$).



a/



b/

Рис. 6. Частотные спектры флуктуаций Q_1 для тех же параметров, что на рис. 5 а/а/, а также для $N = 32$, $C_0/C = 0,01$ и $T = 0$ /б/.

/как и любой другой переменной, описывающей нашу систему/ по-
явится относительно узкий пик /рис. 6/ со средней частотой

$$\omega_s = 2\pi \cdot 1/\tau_0,$$

/22/

соответствующей "одноэлектронным колебаниям" /1,4/ /последняя формула следует просто из уравнения непрерывности в предположении полной временной корреляции актов туннелирования/.

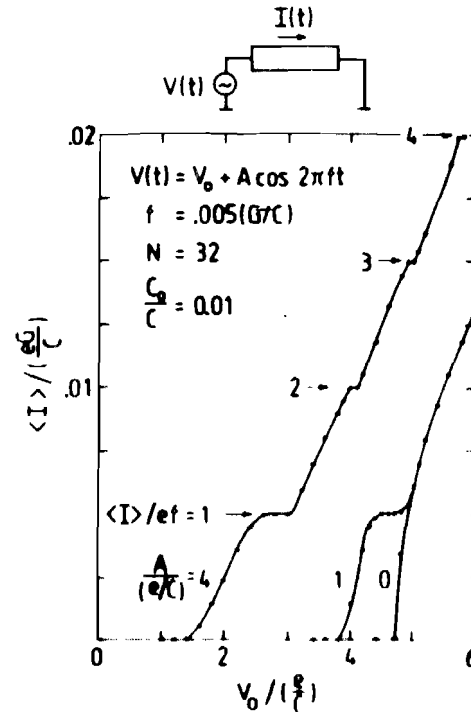
Степень корреляции растет /и, следовательно, ширина линии одноэлектронных колебаний $\Delta\omega$ уменьшается/ с увеличением длины цепочки N и размера солитона $2M = 2\lambda^{-1}$ /рис. 5б и 6б/. При этом минимум $\Delta\omega/\omega_s$ достигается для таких токов, когда расстояние между соседними солитонами несколько меньше M , что обеспечивает их наиболее эффективное взаимодействие.

Одноэлектронные колебания /22/ /как и любые другие узкополосные автоколебания/ могут быть синхронизированы внешним периодическим /например, гармоническим/ сигналом частоты как на основной частоте ($\omega_s = \omega$), так и на гармониках и субгармониках ($n\omega_s = m\omega$). В силу фундаментального соотношения /22/ при этом на вольтамперной характеристике туннельной цепочки появляются квазигоризонтальные ступени, разделенные интервалами

ΔI , соизмеримыми с "квантом" $e\omega/2\pi$ /1,4,5/.

Пример такой картины показан на рис. 7; для ее получения значение V_+ полагалось равным нулю, а значение V_- менялось по закону*

$$V = V_0 + A \cos \omega t. \quad /23/$$



Это явление более перспективно для экспериментального обнаружения одноэлектронных колебаний, чем непосредственное наблюдение этого про-

Рис. 7. Изменение вольтамперных характеристик цепочки с $N = 32$, $C_0/C = 0,01$ под влиянием внешнего сигнала с частотой $\omega/2\pi = 0,005 (G/C)$ и амплитудой $A/(e/C)$ формулу /23//.

* Это потребовало такой модификации описанного выше метода Монте-Карло, при котором результаты случайных событий производится на каждом интервале времени $\Delta t = 2\pi/\omega$.

цесса, имеющего при реализуемых сейчас параметрах переходов ($C \geq 10^{-17} \phi$ /10,11/) весьма малую мощность $P \leq 10^{-12}$ Вт.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В настоящей работе мы рассмотрели основные свойства одномерных длинных цепочек туннельных переходов малой площади. Наиболее интересным из этих свойств, безусловно, является возможность движения в таких цепочках квазипериодических одномерных структур одноэлектронных солитонов, сопровождающаяся генерацией узкополосных колебаний со средней частотой /22/ даже при фиксации внешнего напряжения /а не тока/. Как уже неоднократно указывалось /см., например, /4/, такой когерентный процесс может возникать только в результате сосуществования в одной системе дискретного переноса электронов сквозь туннельный переход и квазинепрерывного переноса заряда в системе, окружающей этот переход. Встает вопрос, что обеспечивает такой квазинепрерывный перенос в исследуемой структуре, состоящей только из туннельных переходов.

Ответ достаточно очевиден из рис. 2: электрическая поляризация цепочки одиночным солитоном распространяется на несколько /при $\lambda \ll 1$ на много/ туннельных переходов, окружающих заряженный электрод. При этом если солитон перемещается на соседний узел, то индуцированный заряд всех переходов /кроме того, через который протуннелировал электрон/ изменяется на величину $qQ \ll e$, т.е. квазинепрерывно. Таким образом, для каждого из переходов цепочки остальные переходы играют роль резистора, фиксирующего квазинепрерывный ток $I \approx I_0$, с точностью до малой величины N^{-1} , не зависящей от процессов в данном переходе. Поскольку экспериментальное обнаружение одноэлектронных колебаний сдерживалось в основном именно трудностью фиксации тока, то можно надеяться, что использование длинных однородных цепочек переходов позволит произвести наблюдение и исследование этого нового явления, важного как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения.

При этом встает важный вопрос о влиянии неизбежных неоднородностей параметров переходов на свойства цепочки и, в частности, на степень когерентности одноэлектронных колебаний. Хотя количественное исследование этого вопроса еще только предстоит в дальнейшем, можно привести простые качественные аргументы в пользу того, что такая когерентность не будет существенно подавлена неоднородностями.

В самом деле, неоднородность параметров C и C_0 приведет в основном к существенной зависимости собственной энергии солитона

тона E от положения его центра. В частности, E будет иметь самый глубокий минимум на электродах туннельного перехода с минимальным $C = C_{\min}$, и солитон будет существенно задерживаться перед туннелированием через этот переход. Но согласно результатам работы /1/, для существования значительной временной корреляции последовательных актов туннелирования через этот переход необходимо лишь, чтобы ток I был достаточно хорошо фиксирован. Очевидно, это может достигаться не только если значения C других переходов много больше C_{\min} , но даже если для них не выполняются соотношения /2/ /нужно только, чтобы второе из этих соотношений было выполнено для полной проводимости цепочки $G = 1 / \sum_{i=1}^N G_i^{-1}$ /. Таким образом, даже в

сильно неоднородных цепочках когерентность одноэлектронных колебаний должна сохраняться хотя бы в выделенных переменных /например, в напряжении на переходе с наименьшим C /. Качественно к таким же следствиям должна привести и неоднородность туннельных проводимостей переходов G .

Вторым нерешенным, но важным вопросом является устойчивость полученных нами результатов к уменьшению физических размеров электродов. Дело в том, что для поднятия верхней температурной границы эффектов коррелированного одноэлектронного туннелирования нужно уменьшать по возможности эти размеры /для уверенного выхода в обычный гелиевый диапазон - до значений менее 1000 \AA , а в азотный диапазон - до значений порядка $30 \div 100 \text{ \AA}^{3/4}$ /. При таких размерах может стать важным фактором конечное время τ_e энергетической релаксации электрона в металлическом электроде /в нашей теории это время считается пренебрежимо малым по сравнению с C/G /. Кроме этого, может начать сказываться дискретность энергетических уровней металлических "электродов". С уменьшением размеров эти факторы должны, несомненно, привести к переходу от эффектов коррелированного одноэлектронного туннелирования /где положение электрона в любой момент времени хорошо определено/ к эффектам резонансного туннелирования в образующейся сверхрешетке туннельных переходов /где электрон, наоборот, делокализован/. Уточнение границы между этими явлениями, в том числе с учетом возможной неоднородности структуры, представляется нам крайне актуальной задачей.

Приложение

Расчет частотных спектров

Специфический характер переменных, описывающих процессы в нашей системе /они являются кусочно постоянными случайными

функциями времени, см. рис. 5/ требует нестандартного подхода для численного расчета их частотных спектров.

Мы реально применяли формулы

$$\tilde{S}_Q(\omega) = \pi^{-1} T^{-1} \int_0^T dt \int_t^{A+t} d\xi Q(t) Q(\xi) \cos \omega(t - \xi),$$

$$Q(t) = Q_1(t) - T^{-1} \int_0^T Q_1(t) dt.$$

Область $[t, \xi]$ разбивается на подобласти, где величина $Q(t)Q(\xi)$ постоянна. Внутри каждой из подобластей интегрирование выполняется аналитически, так что вычисление спектра сводится к двойному суммированию. Для улучшения точности производилось простое осреднение функций $\tilde{S}_Q(\omega)$ по M реализациям. Однако даже при весьма больших значениях $T \approx 100/f_s$, $A \approx T/10$, $M \approx 10$ доверительный интервал счета получался относительно большим $\Delta S/S = \pm 15\%$.

Мы благодарны Д.В.Аверину, А.Леггету, В.К.Семенову, Р.А.Сурису, Н.Н.Ченцову и Г.Шену за полезные обсуждения, а авторам работ '6-11' и '17' - за присылку репринтов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аверин Д.В., Лихарев К.К. - ЖЭТФ, 1986, т.90, с.733.
2. Likharev K.K. - IEEE Trans. Magn., 1987, v.23, p.1142.
3. Guinea F., Schon G. - Europhys.Lett., 1987, v.1, p.585.
4. Likharev K.K. - IBM J. Res. Devel., 1988, v.32, p.144.
5. Аверин Д.В., Зорин А.Б., Лихарев К.К. - ЖЭТФ, 1985, т.88, с.692.
6. Van Bentem P.J.M. et al. - Phys.Rev.Lett., 1988, v.60, p.369.
7. Hartman U., Berthe R., Heiden C. Temperature Dependence of Correlated Single Electron Tunneling Observed with a Scanning Tunneling Microscope, DBR, 1988.
8. Yoshikawa N. et al. - IEEE Trans.Magn., 1987, v.23, p.1130.
9. Yoshitiro K. et al. - Jpn. J. Appl. Phys., 1987, v.26, /suppl.26-3/, p.1379.
10. Кузьмин П.С., Лихарев К.К. - Письма в ЖЭТФ, 1987, т.45, с.389.
11. Fulton L.A., Dolan G.J. - Phys. Rev. Lett., 1987, v.59, p.109.
12. Кулик И.О., Шехтер Р.И. - ЖЭТФ, 1975, т.68, с.623.
13. Rokhszky M.F., Ulmlu G.V. - J. Phys. C., 1978, v.11, p.3535.

14. Hubbard J. - Phys. Rev. B., 1978, v.17, p.494.
15. Bak P., Bruinsma R. - Phys. Rev. Lett., 1982, v.49, p.249.
16. Лихарев К.К. Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1986, гл.15.
17. Ben-Jacob E., Mullen K., Amman M. Charge Effect Solitons. USA, Ann. Arbor, 1988.
18. Васенко С.А., Лихарев К.К., Семенов В.К. - ЖЭТФ, 1981, т.81, с.1444.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 августа 1988 года.