

лежащих ниже 3D-состояний, равно

$$n_0 = \frac{m}{\hbar^2 \pi} \varepsilon_0 .$$

Включение магнитного поля ведет к формированию уровней Ландау с кратностью вырождения каждого уровня (с учетом спина)

$$n_L = \frac{m}{\pi \hbar} \omega_c .$$

Число уровней, лежащих ниже нулевой 3D-подзоны Ландау ($E_0 = \hbar \omega_c / 2$), равно $v = [\varepsilon_0 / \hbar \omega_0]$ и, следовательно, полное число состояний на этих уровнях

$$\frac{m}{\hbar \pi} \omega_c \left[\frac{\varepsilon_0}{\hbar \omega_c} \right] \leq n_0 .$$

Таким образом, если полное число частиц $n < n_0$ (при $B = 0$ все они находились в области 2D-состояний), то при включении поля эта ситуация сохраняется, и все частицы являются двумерными. Иными словами, при увеличении поля 2D-уровни Ландау с номерами v последовательно пересекают дно нулевой 3D-подзоны Ландау, но при условии $n < n_0$ к этому моменту всегда оказываются пустыми. 3D-подзона всегда оказывается пустой.

Ситуация кардинально меняется при учете различия масс. Число 2D-состояний n_0 в нулевом поле, лежащих ниже минимума 3D-состояний, равно $n_0 = (m/\pi\hbar)\Omega(0)$, где $\Omega(0)$ — решение уравнения

$$\Omega(0) - \varepsilon_0 \left(\frac{\Omega(0)}{\Omega_0} \right) = 0 .$$

В области 1 $\Omega_0 = \Omega_c$, а в областях 4 и 5 $\Omega_0 = \Omega_c y_-$. Пусть n_b^v — число 2D-состояний непосредственно перед пересечением v -м 2D-уровнем нулевой 3D-подзоны, а n_a^v — соответствующее число сразу после пересечения, т.е.

$$n_b^v = \frac{m}{\hbar \pi} \omega_v (v + 1), \quad n_a^v = \frac{m}{\hbar \pi} \omega_v v$$

(ω_v соответствует полю при пересечении).

Можно показать на основе (13) и (14), что последовательности чисел n_b^v и n_a^v организованы следующим образом:

$$\dots > n_b^{v-1} > n_b^v > n_b^{v+1} > \dots > n_0, \quad \lim_{v \rightarrow \infty} n_b^v = n_0, \\ n_0 > \dots > n_a^{v+1} > n_a^v > n_a^{v-1} > \dots, \quad \lim_{v \rightarrow \infty} n_a^v = n_0 . \quad (18)$$

Таким образом, n_b^v сходится к n_0 сверху, а n_a^v — снизу, и для любого числа частиц $n < n_0$ всегда найдется такое число v , что $n_a^{v+1} > n > n_a^v$. При этом начиная с номера v 2D-уровни будут пересекать дно основной 3D-подзоны частично заполненными и опустошаться с формированием 3D-резервуара носителей. Этот резервуар вплоть до его истощения с ростом поля будет поддерживать следующий уровень полностью заполненным. Само же истощение резервуара произойдет раньше, чем уровень $v - 1$ дойдет до 3D-состояний. В результате происходит ступенчатое изменение заполнения 2D-уровней Ландау даже при фиксации числа частиц в системе, а не химического потенциала. Отметим, что экспериментально это проявится в уширении ступенек целочисленного квантового эффекта Холла, начиная с некоторого поля, зависящего от числа частиц в системе. Естественно, при

увеличении поля выше $B_c^{(0)}$ исчезнет последний 2D-уровень и квантовый эффект Холла станет невозможным.

В более сложных гетероструктурах возможны изменения их топологии при изменении продольного импульса, например переход от двухъямной структуры к двухбарьерной или от структуры "яма в яме" к структуре двух ям, разделенных барьером. Подобные же изменения топологии будут иметь место и при изменении магнитного поля. Поэтому следует ожидать новые явления при исследовании квантового эффекта Холла в таких гетероструктурах.

Возможность достижения 2D–3D-трансформации при сравнительно небольших продольных импульсах и магнитных полях существует не только для рассмотренных выше квантовых ям с сильно несимметричными барьерами. Для этого подходящими являются также симметричные гетероструктуры, в которых при малой разнице в положении краев зоны проводимости для электронов или валентной зоны для дырок имеется большая разница в ширине запрещенной зоны, а значит, и большая разница в эффективных массах. Первая ситуация реализуется, например, в гетероструктуре GaAs/GaN [2], а вторая — в InGaAs/AlGaAs [3].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Российской МНТП "Физика твердотельныхnanoструктур" и INTAS.

Список литературы

- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика* (М.: Наука, 1974)
- As D J et al. *Phys. Rev. B* **54** R11118 (1996)
- Kavokin A V et al. *Phys. Rev. B* **54** R11076 (1996)

PASC numbers: 73.40.Gk, 73.40.Rw

Экспериментальное исследование зарядовых эффектов в сверхмалых тунNELьных переходах

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

1. Введение

На пути миниатюризации электронных компонентов современная технология добилась того, что стало возможным контролируемое изготовление устройств с характерными размерами элементов менее одной десятой доли микрометра. В таких устройствах могут наблюдаться яркие физические эффекты, определяющие новое направление современной физики, которое получило название "nanoфизика". Составляющей частью nanoфизики является одноэлектронника, исследующая эффекты, связанные с дискретным переносом заряда через структуры с малой собственной емкостью. Ортодоксальная теория одноэлектронного туннелирования, созданная для туннельных переходов [1], позднее была распространена и на другие структуры и к настоящему времени получила подтверждение в многочисленных экспериментах [2]. Интерес к изучению зарядовых эффектов связан с возможностью создания на их основе целого поколения принципиально новых устройств с рекордными характеристиками.

2. Технология

Для изготовления туннельных переходов типа металл–диэлектрик–металл использовалась достаточно распространенная техника углового напыления [3]. Она имеет две разновидности: с мягкой маской [4] и с жесткой маской [5]. В случае напыления с мягкой маской двухслойный резист, нанесенный на подложку, засвечивается электронным лучом и после селективного проявления в нем образуется необходимый рисунок. Непосредственно маской служит верхний резист, и через него проводится напыление и нижнего, и верхнего электродов туннельного перехода под разными углами. Перед напылением верхнего электрода нижний электрод окисляется в атмосфере кислорода. Таким образом, описанная технология является самосовмещенной. В качестве материала для электродов может использоваться любой металл, имеющий низкую температуру испарения, хорошую окисляемость и малую зернистость, например алюминий. Характерная ширина получающихся линий составляет около 0,1 мкм, и площадь туннельного перехода, образующегося на пересечении верхнего и нижнего электродов равна около 0,01 мкм².

В случае напыления с жесткой маской на подложку наносится трехслойная структура типа электронный резист – германий – электронный резист. После засветки электронным лучом и проявления необходимый рисунок образуется в верхнем слое резиста. Далее с помощью плазмохимического травления рисунок переносится в слой германия, а часть резиста в нижнем слое удаляется в процессе анизотропного и изотропного травления в атмосфере кислорода. Такая технология дает лучшие результаты при изготовлении сложных структур.

Для того чтобы обеспечить высокий внешний импеданс, для наших структур мы использовали одно дополнительное напыление: сначала перпендикулярно подложке напылялся хром, а затем под двумя разными углами напылялся алюминий с необходимым этапом окисления. Хром также совместим с используемыми резистами, а его пленка отличается хорошей производимостью. При толщине пленки хрома 60 Å ее сопротивление равнялось 2 кОм \square^{-1} , что с запасом позволяло получать сопротивление внешней цепи больше квантового сопротивления $R_Q \equiv h/4e^2 \simeq 6,5$ кОм.

3. Одиночные туннельные переходы

Теория коррелированного туннелирования предсказывает существование одноэлектронных и блоховских колебаний [1] в одиночных туннельных переходах, если они подключены к источнику тока. В эксперименте это означает, что импеданс внешней электрической цепи должен быть высок. Этого удалось достичь, включая высокоомные тонкопленочные резисторы в измерительные электроды в непосредственной близости от перехода. В [6] сообщается о регистрации когерентных колебаний обоих типов в одиночных туннельных переходах. Для регистрации колебаний переходы облучались высокочастотным сигналом. При этом на ВАХ переходов возникали ступени напряжения, когда частота собственных колебаний совпадала с частотой облучающего сигнала. Для одной и той же частоты облучения расстояние между ступенями для блоховских колебаний было в два раза больше расстояния для одноэлектронных колебаний. Используя эту методику, удалось зарегистрировать блоховские колебания в цепочке из двух джозефсоновских переходов [7].

В [8] приводятся результаты измерения температурной зависимости ширины линии блоховских колебаний в джозефсоновских туннельных переходах. Обнаружено, что при

низких температурах ширина линии не следует линейной зависимости от температуры, как предсказывает теория, а выходит на насыщение, уровень которого зависит от тока через переход. Такое поведение качественно хорошо объясняется простой моделью, учитывающей перегрев электронов в тонких пленках хромовых резисторов.

В [9] экспериментально исследована зависимость величины критического тока малого джозефсоновского перехода с высоким импедансом внешней цепи от соотношения зарядовой и джозефсоновской энергии перехода. Показано, что в области слабой связи критический ток определяется зенеровским туннелированием, при этом получено хорошее количественное согласие экспериментальных данных с теорией зенеровского туннелирования с учетом омической диссипации.

4. Одноэлектронные транзисторы

Одноэлектронный транзистор представляет собой два последовательно соединенных туннельных перехода, потенциалом центрального острова которого можно управлять с помощью напряжения на затворе. При условии малости тепловых и квантовых флуктуаций вследствие пространственной корреляции туннельных событий в обоих переходах становится возможной периодическая модуляция ВАХ транзистора напряжением на затворе, причем период модуляции соответствует одному заряду электрона [1], а зарядовая чувствительность такой системы составляет доли заряда электрона [10]. Для транзистора с ненулевой джозефсоновской связью теория предсказывает существование 2e-периодической модуляции ВАХ [1], что также наблюдалось в эксперименте [11, 12].

Многочисленные эксперименты [13–20] показали, что предельные значения основных характеристик (зарядовая чувствительность электрометра, время хранения электрона в зарядовой ловушке, точность турникета и насоса) одноэлектронных устройств существенным образом определяются уровнем флуктуаций электрического поля, порожденного ближайшим электродинамическим окружением туннельных переходов. Изолированные от электродов высокоомными туннельными переходами проводящие острова приобретают в поле окружения случайный фоновый потенциал, или индуцированный заряд, обычно называемый фоновым эффективным зарядом острова. Флуктуации фонового заряда являются преобладающими в низкочастотной (< 10–100 Гц) части спектра шумов одноэлектронных структур. Поэтому понимание механизмов возникновения и локализации источников шума, поиск путей его уменьшения очень важны для реализации конкретных одноэлектронных устройств и их практического применения.

Из экспериментов по исследованию шумов в одноэлектронном транзисторе известно, что:

- 1) спектр флуктуаций фонового заряда по форме обычно близок к зависимости $1/f$ и имеет частоту среза порядка 1 кГц [13–21];
- 2) уровень зарядового шума на частоте 10 Гц составляет $10^{-3} - 10^{-4} e$ Гц^{-1/2} [13–17, 20, 21] и практически не зависит от температуры при $T < 300$ мК [17, 19];
- 3) наблюдались флуктуации в форме телеграфного шума с хаотическим переключением между двумя, тремя и более уровнями с амплитудой до 0,1–0,2 e [13, 14, 16, 19];
- 4) шумовые свойства транзисторов на основе хрома с термически окисленным туннельным барьером не отличаются от свойств аналогичных транзисторов на основе алюминия [20].

Основываясь на полученных к настоящему времени экспериментальных результатах, мы полагаем, что существенную роль в возникновении флуктуаций фонового заряда играет механизм случайных блужданий одиночных электронов между зарядовыми ловушками, образованными за счет дефектов структуры диэлектрического подслоя и естественного окисла металлических островов туннельной структуры. При этом нельзя исключить возможности частичной локализации источников флуктуаций и в барьере туннельного перехода.

Нами исследовались транзисторы с центральными островами различных размеров. Структуры изготавливались на Si-подложке со слоем AlO_x толщиной 200 нм, нанесенным методом магнетронного напыления. Измеренный уровень шума на частоте 10 Гц составляет $(2-3) \times 10^{-4} e \text{ Гц}^{-1/2}$ для острова размером около 200 нм и $(5-6) \times 10^{-4} e \text{ Гц}^{-1/2}$ — для острова 500–600 нм. Наблюдаемое повышение уровня шума с увеличением размера острова (см. также [15]) может быть объяснено возрастанием эффективной емкостной связи острова с источниками шума электродинамического окружения, роль которых предположительно играют локальные зарядовые ловушки.

У транзисторов, изготовленных на диэлектрическом подслое AlO_x толщиной 100 нм, отделенном от Si-подложки металлическим экраном, уровень шумов и форма спектра зарядовых флуктуаций практически совпадают с измеренными в структурах без экрана. Это ограничивает характерный радиус учета влияния источников флуктуаций величиной менее 100 нм.

Прямое доказательство существования источников шума вне туннельного барьера в одноэлектронных структурах получено в эксперименте по исследованию взаимной корреляции флуктуаций в системе двух близко расположенных транзисторов [18]. Измеренный для пар транзисторов, изготовленных на различных диэлектрических подслоях (AlO_x , 200 нм; термически выращенный SiO_2 , 500 нм), коэффициент корреляции составил 20–40 % при коэффициенте емкостной связи островов всего 5–15 %. Данные эксперимента позволяют предположить, что вклад возможных источников шума, расположенных в туннельном барьере и влияющих исключительно на фоновый заряд примыкающего острова, не является доминирующим и по степени влияния может быть сравним со вкладом источников, расположенных в диэлектрическом подслое или уступать ему.

5. Одноэлектронная ловушка

Недавно был продемонстрирован эффект хранения одиночных электронов [22–25] в одноэлектронной ловушке. Ловушка состоит из цепочки туннельных контактов малой площади ($0,1 \times 0,1 \text{ мкм}^2$), присоединенной к проводящему острову, так называемому "острову памяти", находящемуся в электростатическом поле управляющего электрода. Энергия электрона на одном из промежуточных островов цепочки значительно превышает энергию электрона на острове памяти и на внешнем электроде, что обуславливает наличие электростатического барьера, способного удержать на острове небольшое целое (как положительное, так и отрицательное) число избыточных электронов. Из-за наличия барьера зависимость изолированного на острове памяти заряда от напряжения на затворе имеет гистерезисный характер. Таким образом, при одном и том же напряжении на затворе в пределах петли гистерезиса в зависимости от предыстории его изменения заряд острова памяти способен принимать различные значения, отличающиеся на величину кратную заряду электрона. В возможных

приложениях такие зарядовые состояния могут быть использованы в качестве логических уровней, а сама система — как одноэлектронная ячейка памяти.

Ширина петли гистерезиса внутренне связана с временем сохранения текущего зарядового состояния, находящегося под воздействием ряда разрушающих факторов: термической активации туннелирования [24], механизма котуннелирования [26] и ряда других. Экспериментально [24, 25] зафиксированы времена хранения порядка 8–12 ч, что все же пока значительно меньше теоретических оценок. В работе [25] исследовалось воздействие таких факторов, как дрейф фонового эффективного заряда и обратное влияние тока через электрометр, использованный для считывания зарядового состояния острова памяти. Так, с течением времени при неизменных условиях наблюдения ширина одной и той же петли гистерезиса сокращалась почти вдвое, а увеличение тока через электрометр с 5 до 300 пА был эквивалентом повышению температуры образца с 35 до 250 мК. Возможным объяснением эффекта обратного влияния электрометра является модель возбуждающего действия широкополосного телеграфного шума напряжения на его центральном острове.

6. Заключение

В работе приведен краткий обзор экспериментальных данных исследований одноэлектронных эффектов в металлических тонкопленочных туннельных переходах.

В настоящее время работы по экспериментальному исследованию зарядовых эффектов в сверхмальных туннельных переходах проводятся при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и программы "Физика твердотельныхnanoструктур".

Список литературы

1. Averin D V, Likharev K K, in *Mesoscopic Phenomena in Solids* (Eds B L Altshuler, P A Lee, R A Webb) (Amsterdam: Elsevier, 1991) p. 173
2. Grabert H, Devoret M H (Eds) *Single Charge Tunneling* (New York: Plenum, 1992)
3. Dolan G J *Appl. Phys. Lett.* **31** 337 (1997)
4. Delsing P, PhD Thesis (Göteborg, Sweden: Chalmers Univ. of Tech., 1990)
5. Geerlings L J *PhD Thesis* (Netherlands: Delft Univ. of Tech., 1989)
6. Kuzmin L S, Pashkin Yu A *Physica B* **194–196** 1713 (1994)
7. Kuzmin L S, Pashkin Yu A, Claeson T *Supercond. Sci. Technol.* **7** 324 (1994)
8. Kuzmin L S et al. *Physica B* **203** 376 (1994)
9. Kuzmin L S et al. *Phys. Rev. B* **54** 10074 (1996)
10. Korotkov A N et al., in *Single Electron Tunneling and Mesoscopic Devices* (Eds H Koch, H Lübbig) (Berlin: Springer, 1992) p. 45
11. Pashkin Yu A et al. *Physica B* **194–196** 1049 (1994)
12. Haviland D B, Pashkin Yu A, Kuzmin L S *Physica B* **203** 347 (1994)
13. Zimmerli G et al. *Appl. Phys. Lett.* **61** 237 (1992)
14. Zimmerli G, Kautz R L, Martinis J M *Appl. Phys. Lett.* **61** 2616 (1992)
15. Visscher E H et al. *Appl. Phys. Lett.* **66** 305 (1995)
16. Verbrugge S M et al. *J. Appl. Phys.* **78** 2830 (1995)
17. Martinis J M, Nahum M, Jensen H D *Phys. Rev. Lett.* **72** 904 (1994)
18. Ahlers F-J et al. *Phys. Rev. B* **53** 13682 (1996)
19. Ahlers F-J et al., in *Digest of the Conf. on Precision Electromagnetic Meas.* (CPMEM'96) (Braunschweig, Germany, 1996) p. 507
20. Kuzmin L S et al. *Appl. Phys. Lett.* **68** 2902 (1996)
21. Song D et al. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **5** 3085 (1995)
22. Lafarge P et al. *C. R. Acad. Sci. Paris* **314** 883 (1992)
23. Nakazato K, Blaize R J, Ahmed H *J. Appl. Phys.* **75** 5123 (1994)
24. Lukens J E et al. *Physica B* **203** 354 (1994)
25. Крупенин В А, Лотхов С В, Преснов Д Е *ЖЭТФ* **111** 344 (1997)
26. Averin D V, Odintsov A A *Phys. Lett. A* **140** 251 (1989)