

Рис. 6. Зависимость ширины петли гистерезиса в одноэлектронной ловушке от тока смещения в считающем электрометре.

стании тока петля сужается (рис. 6а). Наши расчеты показали, что в случае ОЭТ-ловушки теоретический подход, развитый для тройного ОЭТ-транзистора, не работает. Этот подход не позволяет получить уменьшение ширины петли гистерезиса (рис. 6б). В это явление дает вклад также локальный перегрев, который, однако, не является достаточно интенсивным, чтобы полностью объяснить его. В настоящее время проверяется применимость к данному случаю некоторых других моделей.

4. Заключение

Изучалось обратное воздействие ОЭТ-транзистора на измеряемые устройства: другой транзистор в системе из трех транзисторов и ОЭТ-ловушку. Будучи точным измерительным прибором, такой транзистор, однако, влияет на характеристики исследуемых устройств. Рассмотрены два физических механизма, которые дают вклад в это обратное влияние: локальный перегрев, обусловленный эффектом Джоуля, и электрический шум, вызываемый туннельными событиями в электрометре. Результаты расчетов в рамках предложенной модели хорошо согласуются с экспериментальными данными в тройной системе транзисторов:

1) В системе из трех транзисторов средний транзистор использовался для наблюдения смешивания зарядовых состояний в одном из боковых транзисторов при возрастании соответствующего тока смещения (менее 50 пА);

2) Как результат действия более сильных токов (более 50 пА), подаваемых на боковые транзисторы, амплитуда модуляции расположенного в середине электрометра подавлялась.

В ОЭТ-ловушке увеличение тока смещения считающего электрометра сопровождалось уменьшением гистерезиса заряда. Однако в отличие от системы из трех транзисторов, в данном случае этот эффект не описывается в рамках того же самого подхода: флуктуационная модель не дает сколь-нибудь заметных изменений гистерезиса заряда, и хотя локальный перегрев, по-видимому, способствует этим изменениям, он не является достаточно интенсивным, чтобы быть единственной причиной наблюдаемого эффекта. Поэтому в настоящее время проводятся исследования с целью поиска более подходящего механизма.

Благодарности. Настоящая работа выполнена при поддержке ЕС (MEL ARI Research Project — CHARGE), Федерального министерства образования и исследований ФРГ (BMBF) и Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

1. Krupenin V A et al. Submitted to *Phys. Rev. B* (1997)
2. Lafarge P et al. *Z. Phys. B* **85** 327 (1991)
3. Keller M W et al. *Appl. Phys. Lett.* **69** 1804 (1996)
4. Krupenin V A et al. "Proceedings of the 21st International Conference on Low Temperature Physics" *Czech. J. Phys.* **46-S4** 2283 (1996)
5. 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. 176
6. Kautz R L, Zimmerli G, Martinis J M *J. Appl. Phys.* **73** 2386 (1993)
7. Roukes M L et al. *Phys. Rev. Lett.* **55** 422 (1985)
8. Lafarge P et al. *Z. Phys. B* **85** 327 (1991)

Локализация квазичастиц в NS-структуре

А.В. Шитов, П.А. Ли, Л.С. Левитов

Рассмотрим возбуждения в тонкой пленке нормального металла на поверхности сверхпроводника. Предположим, что электроны с энергией много меньше сверхпроводящей щели Δ отражаются от поверхности раздела NS по андреевскому механизму, который реализуется на чистых и ровных NS-поверхностях. (см. рис. 1). Если андреевское отражение происходит *строго* назад [1], то орбита электрона будет замкнутой. Такой электрон будет отражаться от границы раздела металл – вакуум к границе металл – сверхпроводник и обратно, возвращаясь после каждого двух отражений точно в первоначальное положение. В такой модели все траектории оказываются локализованными. Этот простой факт можно интерпретировать как интегрируемость классических андреевских биллиардов [2].

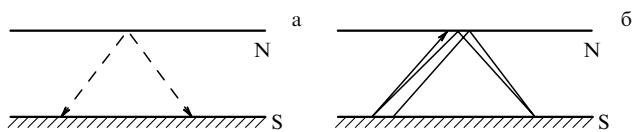


Рис. 1. (а) Идеализированная картина локализации. Квазичастица движется между поверхностями раздела, не размазываясь по всей системе. (б) При конечной энергии квазичастицы не существует идеального самовозврата в андреевском рассеянии. Это приводит к медленному дрейфу вдоль поверхности раздела.

Ниже обсуждается квантовая локализация в этой системе. В приведенное выше слишком упрощенное описание следует добавить новые детали и внести некоторые поправки. Оказывается, что в классической андреевской динамике локализация (и интегрируемость) не является универсальным поведением. Ниже обсуждаются проблемы, возникающие в квантовом случае, например, роль плавного беспорядка в сравнении с близким беспорядком. Приводится сравнение данной ситуации с ситуацией в идеально однородной металлической пленке, где локализация отсутствует. Показано, однако, что при наличии плавного беспорядка с большой корреляционной длиной может происходить локализация. Выводится критерий локализации этого типа и обсуждается устойчивость этого явления.

Эффект андреевского отражения недавно обсуждался в контексте проблемы квантового хаоса в NS-резонатор-

рах [3, 4]. Было обнаружено, что в присутствии андреевского рассеяния хаотическая динамика приводит к возникновению энергетической щели с центром на уровне Ферми. Эта щель может служить критерием уровня хаотической динамики. В отличие от задачи резонатора в настоящей работе исследуется бесконечная система. В этом случае естественным эквивалентом эргодической (хаотической) динамики в резонаторах будет локализация состояний во всей системе. Соответственно, эквивалентом регулярной динамики в резонаторах будет локализация состояний в бесконечной системе.

Рассмотрим сначала свойства состояний в однородной пленке постоянной толщины. Электронные состояния в этой системе представляют собой плоские волны, и следовательно, они не являются локализованными. В этом можно убедиться, решив уравнения Боголюбова – де Женна [5] для этой задачи и получив спектр электронов [1]:

$$\epsilon_n(p_x) = \frac{\pi(n + 1/2)v_F}{L} \left(1 - \frac{p_x^2}{p_F^2} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь n — квантовое число ($n = 0, 1, 2, \dots$), L — толщина пленки, p_x — импульс частицы, параллельный поверхности раздела NS, p_F — фермиевский импульс и v_F — фермиевская скорость (здесь принять $\hbar = 1$). Спектр (1) имеет дисперсию [$v(\epsilon) = d\epsilon/dp_x \neq 0$], и следовательно, состояния не локализованы. Однако эта дисперсия намного слабее выражена, чем в случае свободных электронов, и таким образом, андреевские состояния гораздо ближе к тому, чтобы стать локализованными.

Эту дисперсию можно качественно понять следующим образом. Когда происходит андреевское отражение, электрон превращается в дырку, и его энергия (отсчитанная от ϵ_F) меняет знак. Следовательно, импульсы электрона и дырки p_e и p_h связаны соотношением

$$\frac{p_e^2}{2m} = \epsilon_F + \epsilon; \quad \frac{p_h^2}{2m} = \epsilon_F - \epsilon. \quad (2)$$

Здесь ϵ_F — энергия Ферми, а m — эффективная масса. Из (2) ясно, для энергии, не совпадающей с уровнем Ферми, т. е. для $\epsilon \neq 0$, импульсы p_e и p_h различны. С другой стороны, компонента импульса, параллельная поверхности раздела, при андреевском отражении сохраняется. Следовательно, угол отражения может изменяться. Для $\epsilon \ll \epsilon_F$ изменение угла является малым, и закон андреевского отражения имеет следующий вид:

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_r} = - \left(1 \pm \frac{\epsilon}{\epsilon_F} \right), \quad (3)$$

где θ_i и θ_r — углы падения и отражения, отсчитываемые от нормали к поверхности раздела. Таким образом, после двух последовательных отражений частица не вернется в начальную точку. Вместо этого она будет смещаться вдоль поверхности раздела (см. рис. 1a). Скорость дрейфа, выведенная на основании этого обсуждения такая же, как скорость, полученная выше из дисперсии спектра (1). Отметим, что тот же эффект отвечает за подавление спектрального потока в ядре сверхпроводящего вихря [6].

Хотя в однородной системе отсутствует локализация, очевидно, что сделав поверхность раздела неровной,

можно прийти к тому, что классические андреевские траектории станут локализованными, и дрейфа вдоль поверхности не будет. Поэтому следующий шаг — это введение беспорядка в эту модель.

Рассмотрим модель беспорядка, в которой толщина нормальной пленки медленно варьируется. Точнее, допустим, что поверхность раздела нормальный металл–вакуум имеет некоторую неровность, а поверхность раздела NS является плоской. Главный эффект кривизны поверхности — это то, что она действует подобно фокусирующему зеркалу, тем самым противодействуя дисперсии. Чтобы преодолеть дисперсию, кривизна должна превысить некоторое пороговое значение, оценка которого будет приведена ниже.

Следует отметить, что рассматриваемый эффект локализации основан на полуклассической картине частицы (почти) возвращающейся обратно по траектории после того, как она испытала андреевское отражение. Поэтому, чтобы траектория сохранилась, рассеяние на неровностях поверхности также должно быть полуклассическим. Дело в том, что квантовые эффекты рассеяния, т.е. дифракция, могут разрушать локализацию. Действительно, вследствие дифракции квантовое рассеяние является стохастическим, и поэтому оно нарушает обратимость отдельно взятых траекторий (поскольку два события рассеяния на одной и той же неупорядоченной конфигурации не обязательно приводят к одинаковым результатам). Поэтому будем рассматривать только достаточно гладкие изменения поверхности и сформулируем количественный критерий однородности.

Пусть L — средняя толщина пленки нормального металла, Δ — вариации толщины, а r_c — пространственный масштаб, на котором происходит изменение толщины (см. рис. 2). Критерий локализации можно выразить через эти параметры.

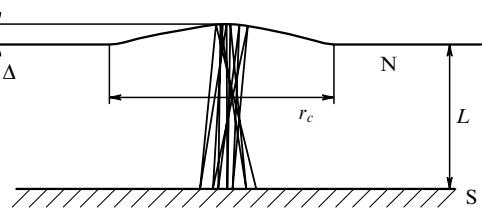


Рис. 2. Локализация траектории квазичастицы неоднородностью поверхности. Кривизна поверхности в среднем устраняет дрейф.

Будем сначала пренебречь дифракцией и рассмотрим чисто классическое движение. Без потери общности можно ограничить рассмотрение случаем двумерного пространства. Далее будет использоваться система координат, в которой границей раздела NS является линия $y = 0$, а граница раздела металл–вакуум представлена линией $y = L(x)$. Очень показателен случай, когда поверхность металл–вакуум имеет постоянную кривизну, т.е. сферическую форму.

Во-первых, предположим, что поверхность NS лежит в экваториальной плоскости. Рассмотрим траекторию, которая встречается с NS поверхностью точно в центре сферы. (см. рис. 3). Заметим, что любая такая траектория возвращается в себя, даже если андреевское отражение происходит не точно назад. Следовательно, для этой траектории дрейф и в самом деле устраняется вслед-

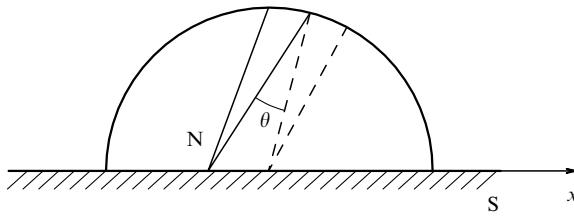


Рис. 3. Частица, отражающаяся внутри полусферы. Когда центр кривизны лежит на поверхности раздела NS любая траектория, проходящая через центр кривизны, будет самовозвращающейся.

ствие кривизны. Можно также показать геометрически, что если центр полусферы лежит в пределах нормальной области, т.е. $L > R$, то результирующий дрейф отсутствует (см. ниже). Таким образом, ситуация, когда центр кривизны лежит точно на границе NS, является критической.

Обычный подход к динамическим проблемам такого типа включает построение сечения Пуанкаре [7] в фазовом пространстве. Для задачи с $D = 2$ фазовое пространство четырехмерно, но из-за сохранения энергии оно сводится к трехмерному. Следовательно, сечение Пуанкаре двумерно. Чтобы его построить, рассмотрим точки на поверхности раздела металл–вакуум, с которыми соударяются электроны (и не будем учитывать точки, связанные с дырками). Эти точки характеризуются своими x -координатами x_i . Будем также характеризовать импульс электрона углом θ_i , который он составляет с нормалью к поверхности в точке столкновения. Таким образом, каждому столкновению соответствует пара (x_i, θ_i) , и траектория частицы представляется последовательностью точек в плоскости (x, θ) . Сечение Пуанкаре для конкретного вида поверхности раздела металл–вакуум изображено на рис. 4. Это сечение имеет типичные особенности Колмогорова–Арнольда–Мозера:

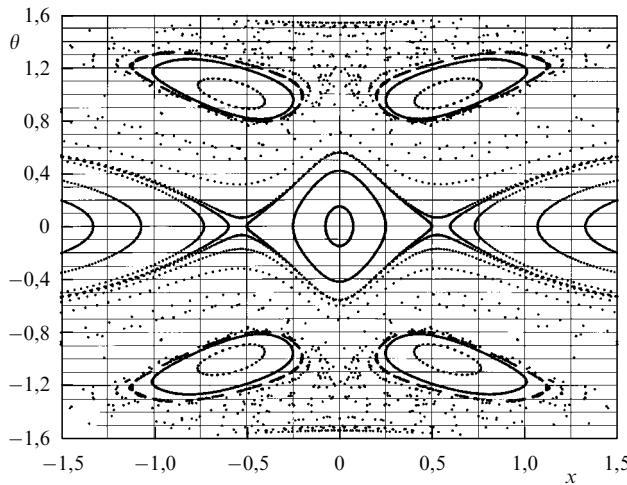


Рис. 4. Сечение Пуанкаре для $y(x) = 10 + 1/(1+x^2)$, $\epsilon = 10^{-3}\epsilon_F$. Центральный остров образован почти вертикальными траекториями, а другие острова представляют собой орбиты, которые сталкиваются с поверхностью раздела металл–вакуум четырьмя раза за период. Если обозначить каждое соударение с поверхностью NS через S, а с поверхностью металл–вакуум — через V, то центральный остров будет соответствовать последовательности столкновений VSVSVS..., а боковые — последовательности VVSVSVS...

стабильные периодические острова, представляющие конечное движение, т.е. регулярные (замкнутые) траектории, и области вокруг островов, представляющие нерегулярные траектории. Острова соответствуют локализованным, а внешние области — делокализованным состояниям.

Чтобы найти область стабильности локализованных орбит, рассмотрим стабильность самовозвращающейся траектории, пример которой приведен на рис. 3. Предположим, что частица стартует с поверхности раздела металл–вакуум в точке x , и что направление ее импульса характеризуется углом θ , определение которого было дано выше. Допустим также, что $\theta \ll 1$. Используя закон отражения (3) и простые геометрические соображения, можно записать линеаризованные уравнения для координат фазового пространства x' и θ' , которые описывают состояние квазичастицы после отражения от поверхности NS и возвращения к поверхности металл–вакуум:

$$\begin{pmatrix} x' \\ \theta' \end{pmatrix} = \hat{M}(\alpha) \begin{pmatrix} x \\ \theta \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где $\alpha = \epsilon/\epsilon_F \ll 1$, и

$$\hat{M}(\alpha) = \begin{pmatrix} 1 - \alpha \frac{L}{R} & \alpha L \\ -\frac{\alpha}{R} \left(1 - \frac{L}{R}\right) & -1 + \alpha \left(1 - \frac{L}{R}\right) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

После одного андреевского отражения ϵ изменяет знак, так как электрон превращается в дырку. Поскольку при построении сечения Пуанкаре интерес представляют только электроны, а не дырки, матрица, описывающая движение в плоскости (x, θ) , есть $\hat{M}(\alpha)\hat{M}(-\alpha)$. В первом порядке по α ее собственные значения

$$\lambda_{1,2} = 1 \pm 2i\alpha\sqrt{1 - \frac{L}{R}}. \quad (6)$$

С той же точностью по α запишем их в более обычном виде

$$\lambda_{1,2} = \exp \left(\pm 2i\alpha\sqrt{1 - \frac{L}{R}} \right), \quad (7)$$

чтобы сделать явным сохранение фазового объема. Собственные значения λ_1 и λ_2 являются комплексными для $L < R$ и вещественными в противоположном случае. Это означает, что самовозвращающаяся траектория стабильна для $L > R$.

Чтобы получить это соотношение более интуитивным путем, отметим, что для каждой орбиты максимальное значение x отвечает $\theta = 0$, т.е., нормальному отражению. Внимательный читатель заметит, что здесь имеется та же самая ситуация, что и в приведенном выше примере в полусфере. Когда x максимально, что соответствует точке возврата траектории, траектория является почти самовозвращающейся, как в примере на рис. 3. Центр кривизны в точке x лежит на поверхности NS. Отсюда можно сделать вывод, что локализованные состояния существуют, когда центр кривизны расположен выше поверхности NS.

Приведенное обсуждение показывает, что критерием локализации является $L > R$, где R — радиус кривизны. С

помощью оценки $R \sim r_c^2/\Delta$ приходим к уравнению

$$r_c < r_c^* \sim \sqrt{L\Delta}. \quad (8)$$

Назовем это условие *классическим критерием локализации*.

Критерий (8) — не единственное ограничение на r_c . В этой системе локализованные и делокализованные классические траектории могут сосуществовать при одной и той же энергии. (В самом деле, для любого значения ϵ существуют траектории, проходящие вдоль прямых линий параллельно поверхности NS). Следовательно, любое возмущение, смешивающее эти два типа состояний, может разрушить локализацию. В частности, из-за конечного размера неоднородностей поверхности, которые фокусируют электроны, имеет место *квантовая дифракция*. Дифракция изменяет ориентацию импульса случайным образом, что ведет к распространению состояний на всю систему. Ниже приводится обсуждение этого эффекта.

В случае однородного беспорядка можно вывести критерий делокализации из-за дифракции, используя (1) и адиабатическое приближение. Для этого примем, что L в (1) зависит от положения, и будем рассматривать энергию (1), взятую при $p_x = 0$, как пространственно зависящую потенциальную энергию. Кроме того, разложим квадратный корень в (1) и заменим p_x на $-i\partial/\partial_x$. Это дает эффективную кинетическую энергию. Таким образом, получаем гамильтониан

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{effective}} = \frac{\pi(n + 1/2)v_F}{L} \left\{ -\frac{1}{2p_F^2} \frac{\partial^2}{\partial_x^2} - \frac{\delta L(x)}{L} \right\}. \quad (9)$$

Здесь $\delta L(x) = [L(x) - L]$ — отклонение толщины пленки от среднего значения. Поскольку частица локализуется вблизи области с наибольшей толщиной, где $L(x)$ максимально, можно написать: $\delta L(x) \approx \Delta(1 - x^2/r_c^2)$. Тогда можно оценить ширину d волновой функции основного состояния путем сравнения (9) с задачей гармонического осциллятора

$$d \sim \left(\frac{\lambda_F^2 r_c^2 L}{\Delta} \right)^{1/4}. \quad (10)$$

Квантовые эффекты не разрушают локализованное состояние, если его уширение, определяемое (10), много меньше ширины потенциальной ямы, т.е. когда $d \ll r_c$. Таким образом, приходим к другому условию:

$$r_c > \sqrt{\frac{L\lambda_F^2}{\Delta}} \sim \frac{\lambda_F}{\Delta} r_c^*, \quad (11)$$

где r_c^* определено в (8). Это условие представляет собой *квантовый критерий локализации*.

На основании классического и квантового критериев (8) и (11) можно определить, когда будет происходить локализация. Следует отметить, что (8) и (11) совместны только при условии $\Delta > \lambda_F$. Можно ожидать, что это условие выполняется, так как если колебания толщины меньше λ_F , беспорядок не может выделить группу состояний из непрерывного спектра и локализовать эти состояния. (В случае $\Delta < \lambda_F$ между поверхностями раздела NS и металл–вакуум нет места для дополнительной длины волны).

Могут ли критерии (8) и (11) выполняться в реальной системе? Толщина пленки L должна быть порядка или больше сверхпроводящей длины когерентности ξ_0 . В противном случае из-за эффекта близости, индуцируемого в нормальном слое, возбуждения с интересующими нас энергиями будут отсутствовать. Кроме того, чтобы отражение было полностью андреевским, поверхность NS должна иметь ширину $\geq \xi_0$. Таким образом, для сверхпроводника с $T_c \sim 10$ К получаем $L \sim 1000 \text{ \AA}$. Поскольку необходимо, чтобы $\lambda_F < \Delta$, примем $\Delta \simeq 10 \text{ \AA}$. Следовательно, критерии (8) и (11) дают $10 \text{ \AA} < r_c < 100 \text{ \AA}$. Это означает, что поверхность должна иметь определенную степень гладкости. В данный момент трудно сказать, насколько реалистично это условие. Можно представить себе ситуацию, когда все крутые ступеньки на поверхности экранированы электронами проводимости, так что результирующий потенциал является достаточно гладким.

Отметим, что локализация описанного типа принципиально отличается от обычной. Во-первых, она возникает только если рассеяние является классическим, в противоположность обычной андреевской локализации, которая обусловлена квантовой природой рассеяния. Проявлением этого является то, что близкий беспорядок *подавляет* локализацию в этой системе. Однако следует отметить, что при достаточно высокой концентрации примесей электроны опять локализуются, теперь уже с помощью механизма Андерсона. Таким образом, при увеличении степени беспорядка локализация появляется снова. Авторы полагают, что при высокой концентрации примесей андреевское отражение должно усиливать эффект андерсоновской локализации. Однако этот вопрос несомненно требует более внимательного изучения.

Во-вторых, в этой системе отсутствует порог подвижности: энергии локализованных и делокализованных состояний не разделены. Это находится в очевидном противоречии с общепринятой и основанной на эргодичности аргументацией Мотта [8] о невозможности сосуществования локализованных и делокализованных состояний с одинаковой энергией¹. Причиной отсутствия эргодичности в рассматриваемой задаче является однородность беспорядка. Из-за этой однородности возникают адиабатические барьеры, разделяющие фазовое пространство на области с сильно отличающимися динамическими характеристиками (см. рис. 4).

Итак, вследствие наличия сверхпроводника локализация в NS структуре менее чувствительна к эффектам взаимодействия. Фактически в данной задаче рассматриваются заряженные квазичастицы в хорошо проводящей и потому сильноэкранированной среде. Обычно переходом металл–диэлектрик в неупорядоченной системе управляют эффекты кулоновского взаимодействия. Кулоновское взаимодействие является важным по той причине, что из-за плохой проводимости вблизи перехода экранирование взаимодействия является очень

¹ В нашей задаче матричные элементы между состояниями, локализованными при различных максимумах $L(x)$, экспоненциально малы из-за адиабатичности движения. Поскольку они ненулевые, описанная здесь локализация не является истинной, и строго говоря, аргумент Мотта остается справедливым. Таким образом, рассматриваемые состояния являются лишь почти локализованными с экспоненциально большим временем затухания.

слабым. В отличие от этого в NS структуре взаимодействие экранируется сверхпроводником. Поэтому экранирование всегда является быстрым, независимо от того, насколько медленными являются электроны.

Обсудим в заключение, каким способом можно наблюдать эту необычную локализацию. Вероятно, она не будет проявляться в поведении проводимости, поскольку сверхпроводник всегда будет шунтировать электрическую проводимость нормальной пленки. Вместо этого можно измерять локальную плотность туннельных состояний, например, с помощью СТМ.

Если нормальная пленка является плоской, спектр электронов описывается уравнением (1). Усредненная плотность состояний, отвечающая (1) имеет хорошо выраженную пилообразную структуру. Эта структура не должна зависеть от положения иглы СТМ. Если имеются локализованные состояния, они должны добавлять в плотность туннельных состояний пространственно-зависящие особенности. Каждое локализованное состояние дает пик в плотности состояний, если игла СТМ находится вблизи того места, где локализовано это состояние. Таким образом можно исследовать пространственные корреляции пиков (и другие особенности) в локальной плотности туннельных состояний. Если пики действительно обусловлены локализованными состояниями, они должны быть пространственно нескоррелированными. Эта измерительная схема является нечувствительной к сверхтоку.

В заключение отметим, что в работе исследована локализация квазичастиц в пленке нормального металла, ограниченной андреевским зеркалом. В этой

системе появляется новый тип локализации, вызываемой самовозвращением, обусловленным андреевским отражением. Выведены критерии этой локализации и обсуждено ее проявление в плотности туннельных состояний.

Благодарности. Авторы выражают глубокую благодарность организаторам семинара "Направления развития мезоскопической физики" в Лоренцевском центре при Лейденском университете, где была выполнена часть этой работы. А. Шитов и Л. Левитов благодарны за финансовую поддержку программе MRSEC Национального научного фонда (NSF), премия No. DMR 94-00334. П. А. Ли благодарен NSF за поддержку, грант No. DMR-9523361.

Список литературы

1. Андреев А Ф ЖЭТФ **46** 1823 (1964) [Sov. Phys. JETP **19** 1228 (1964)]; ЖЭТФ **49** 655 (1966) [Sov. Phys. JETP **22** 455 (1966)]
2. Kosztin I, Maslov D L, Goldbart P M Phys. Rev. Lett. **75** 1735 (1995)
3. Brouwer P W, Frahm K M, Beenakker C W Europhys. Lett. **35** 7 (1996); Physica Scripta **T69** 223 (1997)
4. Belzig W, Bruder C, Schön G Local Density of States in a Dirty Normal Metal connected to a Superconductor preprint cond-mat/9605039
5. de Gennes P G Superconductivity of metals and alloys (New York: W. A. Benjamin, 1966)
6. Stone M Phys. Rev. B **54** 13222 (1996)
7. Gutzwiller M C Chaos in Classical and Quantum Mechanics (New York: Springer-Verlag, 1990)
8. Mott N F, Davis E A Electronic Processes in Non-crystalline Materials Ch. 2, (Oxford: Clarendon Press, 1979)

В Редакции журнала "Успехи физических наук" вышла книга Б.Б. Кадомцева "Динамика и информация"

Заказ книги по почте просим Вас оплатить через банк или на почте почтовым переводом на счет ООО "ЦЕНТРОЭКС" ИНН 7714109278 р/с 40702810003000030368 в отд. "Сокол" АБ "Торибанк", БИК 044583715, к/с 30101810800000000715.

Копию платежного поручения (для организаций) или квитанцию почтового перевода (для частных лиц), а также бланк заказа просим Вас переслать в ООО "ЦЕНТРОЭКС" по адресу:

125493 Москва А-493, Смольная ул., 14
 ООО "ЦЕНТРОЭКС"
 редакция журнала "Успехи физических наук"
 заказ книги Б.Б. Кадомцева "Динамика и информация"

Стоимость книги в розницу — 20 рублей, при заказе по почте — 30 рублей.

БЛАНК ЗАКАЗА

Просим выслать по заказу _____ экземпляров книги Б.Б. Кадомцева "Динамика и информация".

Оплата в сумме _____ рублей произведена платежным поручением (почтовым переводом)
 №_____ от "_____" 199____ года на расчетный счет ООО
 "ЦЕНТРОЭКС" ИНН 7714109278 р/с 40702810003000030368 в отд. "Сокол" АБ "Торибанк", БИК
 044583715, корр. счет 30101810800000000715

Почтовый адрес для доставки книги _____