

PACS: 72.10.–d, 72.70.+m, 73.23.–b, 74.45.+c, 74.62.Fj

И.В. Бойло

ТЕПЛОВОЙ И ДРОБОВОЙ ШУМЫ В ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВ С РАЗНОЙ СИММЕТРИЕЙ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина

Статья поступила в редакцию 19 марта 2014 года

Предложен метод исследования сверхпроводящего параметра порядка, симметрия которого может меняться в железосодержащих сверхпроводниках под действием гидростатического давления. Представлены численные расчеты равновесных и неравновесных токовых флуктуаций в структурах нормальный металл–изолятор–сверхпроводник (NIS), выполненные в рамках теории рассеяния.

Ключевые слова: тепловой и дробовой шум, сверхпроводящий параметр порядка, туннельные структуры

Запропоновано метод дослідження надпровідного параметра порядку, симетрія якого може змінюватися в залізовмісних надпровідниках під дією гідростатичного тиску. Представлено числові розрахунки рівноважних і нерівноважних струмових флуктуацій у структурах нормальний метал–ізолятор–надпровідник (NIS), виконані в рамках теорії розсіювання.

Ключові слова: тепловий і дробовий шум, надпровідний параметр порядку, тунельні структури

1. Введение

В настоящее время остается неясным вопрос симметрии параметра порядка в безмедных высокотемпературных сверхпроводниках. В частности, d -волновая сверхпроводимость в железосодержащих сверхпроводниках KFe_2As_2 , $CsFe_2As_2$ подтверждается одними экспериментами, но не согласуется с другими. Авторы [1,2] изучили влияние гидростатического давления на различные свойства монокристаллов KFe_2As_2 и $CsFe_2As_2$, обнаружив V -образную зависимость критической температуры T_c от давления P , которая отражает изменение симметрии параметра порядка с d -волновой на s -волновую. В данной работе предлагается определять тип симметрии параметра порядка, которым обладает сверхпроводник, с помощью исследования шумовых характеристик туннельной структуры, созданной на его основе.

Хорошо известно, что в транспортном состоянии шум в мезоскопической системе NIS имеет два различных источника: равновесные тепловые флуктуации и неравновесный шум, обусловленный дискретной природой электрических зарядов, который появляется только при конечном напряжении. В практике использования электронных устройств существенно то, что флуктуации тока I определяют точность и надежность работы их основных элементов. С другой стороны, шум (случайные отклонения электрического тока $I(t)$ от его среднего значения $\langle I \rangle$), характеризующийся определенной мощностью S , содержит в себе детальные сведения о свойствах исследуемой системы.

При ненулевых температурах ($T \neq 0$) источником шума в электрических системах всегда являются тепловые флуктуации. Равновесные токовые флуктуации в гетероструктуре NIS взаимосвязаны с проводимостью электрической системы и определяются симметрией сверхпроводящего параметра порядка $\Delta(\Theta)$, которая проявляет себя в коэффициентах андреевского отражения квазичастиц от NS-границы. Важным для практического использования является то, что мощность теплового шума S , связанная с проводимостью G формулой Найквиста $S = 4k_B T G$, позволяет измерить температуру T . Однако при этом трудностью является малая величина сигнала, который необходимо усиливать, особенно при низких температурах, когда величина шума мала. Зачастую мы заинтересованы в большей мощности теплового шума как физической величине, очень чувствительной к температуре и непосредственно с ней связанной, а также в том, чтобы величина шума достаточно резко отличалась для разных температур.

В отличие от теплового шума Джонсона–Найквиста, дробовой шум (флуктуации тока, обусловленные дискретностью носителей электрического заряда) проявляется в неравновесном состоянии системы, когда $V \neq 0$. Дробовой шум представляет собой совершенно другой источник флуктуаций тока в NIS-структурах, поскольку появляется только при конечном напряжении V в туннельном контакте с потенциальным барьером, который случайным образом преодолевают дискретные носители электрического заряда. Мы ограничимся анализом низкочастотного предела при вычислении спектральной плотности шума $S(V, \omega \rightarrow 0)$, представляющей собой фурье-образ корреляционной функции $S(t-t') = \langle \Delta I(t) \Delta I(t') \rangle$. При этом результаты расчетов представим в виде соответствующей зависимости фактора Фано $F(V)$, который является отношением мощности дробового шума $S(V)$ в рассматриваемой гетероструктуре к пуассоновскому пределу $S_p(V) = 2eI$ [3] и несет в себе информацию об эффективном электрическом заряде, участвующем в транспорте тока через гетероструктуру.

Исследование симметрии сверхпроводящего параметра порядка предполагает создание туннельного контакта благородного металла со сверхпроводником, измерение и детальный анализ флуктуаций туннельного тока. Выполним теоретические расчеты шумовых характеристик NIS-структур на

основе сверхпроводников с d - и s -волновой симметрией в рамках подхода Ландауэра–Буттикера [4,5], согласно которому транспортные свойства квантово-когерентного мезоскопического проводника, включая его проводимость и шумовые характеристики, полностью определяются набором коэффициентов прохождения t_i по различным каналам проводимости i .

2. Тепловой шум в гетероструктуре NIS

Начнем исследование NIS-структур со случая $V = 0$, $T \neq 0$, когда источником шума являются тепловые флуктуации, и рассчитаем величину флуктуаций тока в туннельных контактах на основе сверхпроводников s - и d -типа.

В соответствии с [6] дифференциальная проводимость $G(V) = dI(V)/dV$ мезоскопической NIS-структуры определяется производной от функции распределения Ферми $f(\varepsilon) = [1 + \exp(\varepsilon/k_B T)]^{-1}$ по напряжению V :

$$G(V) = \frac{2e}{h} \sum_i \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon D_i(\varepsilon) \frac{df(\varepsilon - eV)}{dV}.$$

При этом плотность тока в NIS-переходе имеет вид

$$I(V) = \frac{2e}{h} \sum_i \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon D_i(\varepsilon) [f(\varepsilon - eV) - f(\varepsilon)],$$

где суммируются все каналы электронного транспорта i через туннельный барьер.

Тогда дифференциальная проводимость мезоскопической гетероструктуры определяется выражением

$$G(V) = \frac{e^2}{2k_B T h} \sum_i \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon D_i(\varepsilon) \cosh^{-2} \left(\frac{\varepsilon - V}{2k_B T} \right),$$

и в нашем случае при $V = 0$ формула для проводимости G следующая:

$$G(V = 0) = \frac{e^2}{2k_B T h} \sum_i \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon D_i(\varepsilon) \cosh^{-2} \left(\frac{\varepsilon}{2k_B T} \right).$$

Таким образом, общее выражение для равновесных токовых флуктуаций $S(V = 0, T) = 4k_B T G(V = 0)$ принимает вид

$$S(V = 0) = \frac{2e^2}{h} \sum_i \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon D_i(\varepsilon) \cosh^{-2} \left(\frac{\varepsilon}{2k_B T} \right). \quad (1)$$

С помощью формулы (1) получим величину флуктуаций тока в гетероструктурах на основе сверхпроводников с разной симметрией параметра порядка.

Симметрия сверхпроводящего параметра порядка $\Delta(\Theta)$ проявляется в поведении шумовых характеристик туннельного контакта, а полная вероятность пройти из нормального металлического электрода N в сверхпроводя-

щий S $D(\varepsilon) = 1 - |R^{ee}(\varepsilon)|^2 + |R^{eh}(\varepsilon)|^2$ включает в себя амплитуду вероятности андреевского отражения электроноподобной квазичастицы e в дырочную h , и наоборот [7]:

$$r^{eh(he)}(\Theta) = \frac{(\varepsilon + i\delta) - \text{sign}(\varepsilon)\sqrt{(\varepsilon + i\delta)^2 - |\Delta(\Theta)|^2}}{|\Delta(\Theta)|} \exp(\pm i\Phi(\Theta)), \quad (2)$$

где δ – бесконечно малая положительная величина, которую полагаем равной $0.001\Delta_s$ для s - и $0.01\Delta_d$ для d -сверхпроводника; модуль $|\Delta(\Theta)|$ и фаза $\Phi(\Theta)$ сверхпроводящего параметра порядка определяются симметрией, которая реализуется в данном материале. В материалах с простой s -волновой симметрией фаза постоянна: $\Phi(\Theta) = \text{const}$ и может быть положена равной нулю, а зависимость $|\Delta(\Theta)|$ является слабой и в большинстве случаев может считаться константой $|\Delta(\Theta)| = \Delta_s$; типичным примером такого материала является ниобий с энергетической щелью 1.47 meV [8]. В сверхпроводниках d -типа параметр порядка существенно зависит от направления Θ в ab -плоскости элементарной ячейки $\Delta(\Theta) = \Delta_d \cos(2(\Theta - \alpha))$, где α – угол между выбранным направлением, от которого отсчитывается угол Θ , и направлением, вдоль которого параметр порядка максимален; ярким представителем являются купратные соединения со структурой перовскита [9].

Таким образом, рассмотрим туннельные контакты на основе двух различных сверхпроводящих материалов: первый – это традиционный сверхпроводник ниобий с s -симметрией электронной волновой функции, второй – иттрий-бариевый купрат с d -волновой симметрией параметра порядка. Численные расчеты выполним для NIS-контактов на основе сверхпроводников с s - и d -симметрией параметра порядка ($\alpha = 45^\circ$) в рамках квантовомеханической теории рассеяния для фазово-когерентного транспорта, которая позволяет достаточно просто и прозрачно рассчитать шумовые характеристики гетероструктур.

На рис. 1 представлены результаты вычислений – увеличение мощности тепловых флуктуаций S с ростом температуры T в гетероструктурах с различной прозрачностью туннельного барьера D . Связь температуры T с величиной тепловых флуктуаций S в туннельной структуре NIS существенно меняется с изменением прозрачности ее изолирующей прослойки I . Усредненная с помощью функции Шепа–Бауэра [10] зависимость $S(T)$ получена для случая разупорядоченной структуры тонкого потенциального барьера.

Рис. 1 демонстрирует, что флуктуации электрического тока усиливаются с увеличением прозрачности потенциального барьера для туннелирующих электронов, когда растет проводимость туннельного контакта G , прямо связанная с мощностью теплового шума S соотношением $S = 4k_B T G$. Кроме того, видны расхождения в поведении кривых $S(T)$, обусловленные разной симметрией параметра порядка сверхпроводника. Форма зависимости S от T

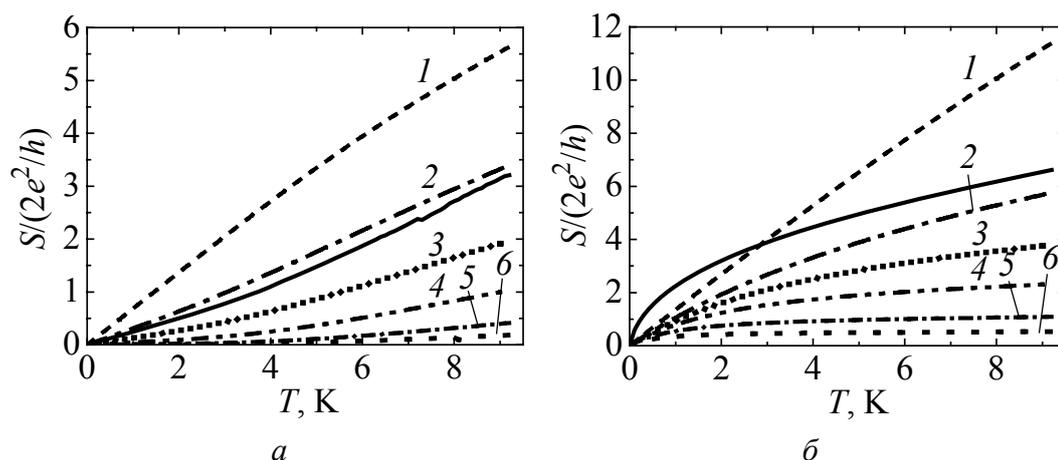


Рис. 1. Взаимосвязь мощности теплового шума S в единицах $2e^2/h$ с температурой T для туннельных контактов на основе сверхпроводников s -типа (a) и d -типа (b) в зависимости от прозрачности барьера D : 1 – 1.0, 2 – 0.8, 3 – 0.6, 4 – 0.4, 5 – 0.2, 6 – 0.1. Рассмотрен случай тонкого разупорядоченного потенциального барьера (сплошная кривая); распределение вероятностей переноса заряда через него имеет вид $\rho(D) = \frac{\hbar \bar{G}}{e^2} \frac{1}{D^{3/2}(1-D)^{1/2}}$ [10]

различна для двух типов контактов: вогнутые кривые (рис. 1, a) преобразуются в выпуклые (рис. 1, b). В случае сверхпроводника с d -типом спаривания (рис. 1, b) играет роль угловая зависимость параметра порядка, величина токовых флуктуаций в такой структуре больше, чем в NIS-системе со сверхпроводником s -типа.

Необходимо отметить, что основной трудностью для практического использования зависимостей $S(T)$ в термометрии является малая величина мощности токовых флуктуаций, поэтому выбор сверхпроводника с d -волновой симметрией параметра порядка может обеспечить большую мощность шума в заданном интервале температур. На рис. 1 видно, что мощность теплового шума в случае d -симметрии больше, чем в случае s -сверхпроводника. При определенных условиях величина токовых флуктуаций в туннельной структуре на основе d -сверхпроводника более резко меняется с температурой, чем в NIS-системе со сверхпроводником s -типа. В частности, в области очень малых температур в окрестности 1 К мощность теплового шума в NIS-структурах на основе d -сверхпроводника меняется более резко, а величина ее существенно больше, чем в туннельных структурах с s -сверхпроводниками.

3. Дробовой шум в гетероструктуре NIS

В данной работе мы интересуемся не только равновесными флуктуациями тока в мезоскопических NIS-структурах, но и дробовым шумом, который появляется в туннельной структуре в неравновесном (транспортном) состоянии системы, когда приложено небольшое напряжение смещения V . При

больших напряжениях дробовой шум преобладает над тепловыми флуктуациями. Исследования его могут предоставить дополнительную информацию о характере электронного транспорта в мезоскопических системах, которую не содержат в себе равновесные тепловые флуктуации тока.

Рассмотрим предел нулевых температур $T = 0$ и конечных напряжений $V \neq 0$. Спектральная плотность дробового шума в единицах $2e|V|(2e^2/h)$ при температурах, близких к нулю, может быть вычислена по формуле

$$S(V) = \left[1 - |R^{ee}(\varepsilon = eV)|^2 \right] |R^{ee}(\varepsilon = eV)|^2 + |R^{eh}(\varepsilon = eV)|^2 \left[1 - |R^{eh}(\varepsilon = eV)|^2 \right] + 2 |R^{ee}(\varepsilon = eV)|^2 |R^{eh}(\varepsilon = eV)|^2, \quad (3)$$

где полные амплитуды вероятностей отражения электрона в электронное $R^{ee}(\varepsilon)$ и дырочное $R^{eh}(\varepsilon)$ состояния вычисляются в рамках теории рассеяния с помощью фейнмановского подхода к квантовой механике [11]. При этом необходимо учитывать симметрию электронной волновой функции в сверхпроводящем металле (см. формулу (2)).

На рис. 2 представлены результаты расчетов фактора Фано $F(V) = S(V)/S_P(V)$ в зависимости от напряжения V для контактов с изолирующими барьерами различной прозрачности D , а также для тонкой разупорядоченной изолирующей прослойки с помощью универсального распределения прозрачностей D [10]. Изучено два типа контактов – на основе s - и d -волновых сверхпроводников.

Рис. 2 демонстрирует особенности поведения фактора Фано, характерные для сверхпроводящих структур с s - и d -волновой симметрией параметра порядка.

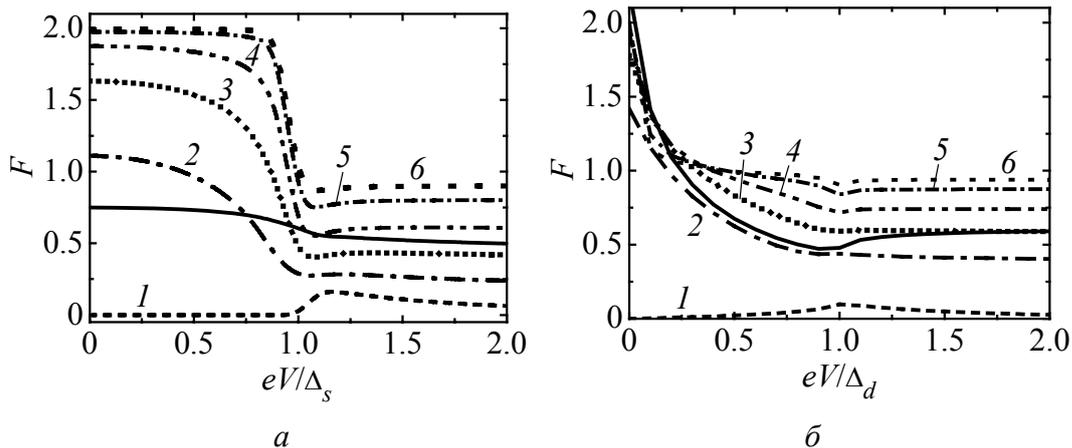


Рис. 2. Зависимость от напряжения V фактора Фано F для NIS туннельных переходов со сверхпроводниками s -типа (а) и d -типа с $\alpha = 0$ (б) для различных значений прозрачности изолирующей I прослойки D : 1 – 1.0, 2 – 0.8, 3 – 0.6, 4 – 0.4, 5 – 0.2, 6 – 0.1. Результат усреднения этих кривых с помощью универсального распределения [10] показан сплошной линией

В общем случае фактор Фано F меняется от нуля, когда все каналы полностью открыты и прозрачности $D_i \equiv 1$, до единицы, когда все $D_i \ll 1$ (пуассоновский предел). Для не очень малых значений прозрачностей $D_i \leq 1$ дробовой шум $S(V)$ меньше пуассоновского предела, и в этом случае фактор Фано $F(V) = S(V)/S_p(V) < 1$. Но в туннельных гетероструктурах со сверхпроводниковыми обкладками и с достаточно высокой прозрачностью барьера дробовой шум усиливается вследствие процессов андреевского отражения, которые приводят к дополнительным флуктуациям в канале рассеяния электрондырка (см. формулу (3), которая включает в себя амплитуду вероятности андреевского отражения R^{eh}). Он может увеличиваться вдвое при переходе одной из обкладок в сверхпроводящее состояние, что свидетельствует о транспорте двух электронов сквозь потенциальный барьер.

На рис. 2 видно, что область напряжений с одновременным прохождением двух электронов через NIS-структуру мала при d -волновом спаривании, в то время как в контакте со сверхпроводником s -типа при напряжениях $V < \Delta/e$ фактор Фано может быть равен двум в довольно широкой области напряжений. Дело в том, что когерентность прохождения двух электронов в случае сверхпроводника d -типа нарушается вследствие разброса значений энергетической щели $\Delta(\Theta)$. При $V > \Delta/e$ в обоих случаях фактор Фано стремится к постоянной величине, которая составляет примерно половину пуассоновского значения S_p . Кроме того, рис. 2 демонстрирует зависимость фактора Фано от симметрии волновой функции в сверхпроводнике следующим образом: туннельные структуры на основе сверхпроводника с s -типом спаривания имеют ярко выраженную особенность шумовых характеристик в области энергетической щели; фактор Фано F гетероструктуры NIS с d -волновым сверхпроводником не имеет существенных изменений в области параметра энергетической щели Δ_d вследствие сильной угловой зависимости параметра порядка $\Delta(\Theta)$.

Таким образом, измерение фактора Фано $F(V)$ обнаруживает характер электронного транспорта через исследуемую мезоскопическую систему и позволяет сделать вывод о симметрии параметра порядка сверхпроводящего металла.

4. Заключение

В дальнейшем экспериментальные исследования теплового и дробового шума могут предоставить сведения о типе симметрии параметра порядка, который остается неясным в сверхпроводниках на основе железа [1,2].

Численный расчет показал, что зависимость мощности токовых флуктуаций в туннельных NIS-структурах от температуры T и напряжения V непосредственно связана с симметрией сверхпроводящего параметра порядка. Как тепловой, так и дробовой шум во многом отражают симметрию параметра порядка сверхпроводника, на основе которого создан туннельный контакт: мощность равновесных $S(T)$ и неравновесных $S(V)$ флуктуаций со-

держит в себе информацию о симметрии волновой функции в сверхпроводнике. Наиболее очевидные различия в поведении туннельных характеристик, полученных в низкочастотном пределе $\omega \rightarrow 0$ при малых напряжениях, обусловленные разными типами симметрии сверхпроводящего параметра порядка, демонстрирует рис. 2. На рисунке видно, что область напряжений, где фактор Фано равен 2, мала при d -волновом спаривании, в то время как в туннельном контакте на основе сверхпроводника s -типа в случае достаточно прозрачного потенциального барьера фактор Фано может быть равен двум в довольно широкой области напряжений. В общем случае как равновесные, так и неравновесные флуктуации тока в туннельных структурах достаточно чувствительны к симметрии параметра порядка сверхпроводящего металла. Сравнение рассчитанных кривых $F(V)$ и $S(T)$ с экспериментом позволит определить симметрию сверхпроводящего параметра порядка в материале, на основе которого создан туннельный контакт.

Таким образом, в данной работе с помощью низкотемпературных измерений дробового шума $S = F^2 e \langle I \rangle$, а также измерений теплового шума при нулевых напряжениях предлагается способ обнаружения типа симметрии параметра порядка, который меняется в железосодержащих сверхпроводниках под давлением: в зависимости от величины последнего реализуется симметрия d -или s -типов в исследуемом сверхпроводнике [1,2]. При некотором критическом значении гидростатического давления P происходит изменение симметрии сверхпроводящего параметра порядка $\Delta(\Theta)$ разных образцов монокристаллов железосодержащих сверхпроводников, при этом шумовые характеристики туннельных контактов, созданных на их основе, будут содержать в себе информацию о характере угловой зависимости параметра порядка.

1. F.F. Tafti, A. Juneau-Fecteau, M-È. Delage, S. René de Cotret, J-Ph. Reid, A.F. Wang, X-G. Luo, X.H. Chen, N. Doiron-Leyraud, and Louis Taillefer, *Nature Phys.* **9**, 349 (2013).
2. F.F. Tafti, J.P. Clancy, M. Lapointe-Major, C. Collignon, S. Faucher, J.A. Sears, A. Juneau-Fecteau, N. Doiron-Leyraud, A.F. Wang, X-G. Luo, X.H. Chen, S. Desgre-niers, Young-June Kim, and Louis Taillefer, *Phys. Rev.* **B89**, 134502 (2014).
3. Ya.M. Blanter, M. Buttiker, *Phys. Rep.* **336**, 1 (2000).
4. R. Landauer, *Phil. Mag.* **21**, 863 (1970).
5. Y. Imry, R. Landauer, and S. Pinhas, *Phys. Rev.* **B31**, 6207 (1985).
6. H. Courtois, P. Charlat, D.M.Ph. Gandit, and B. Pannetier, *J. Low Temp. Phys.* **116**, 187 (1999).
7. А.Ф. Андреев, *ЖЭТФ* **46**, 1823 (1964) [*Sov. Phys. JETP* **19**, 1228 (1964)].
8. M. Ternes, W.-D. Schneider, J.-C. Cuevas, C.P. Lutz, C.F. Hirjibehedin, and A.J. Heinrich, *Phys. Rev.* **B74**, 132501 (2006).
9. G. Koren, N. Levy, and E. Polturak, *J. Low Temp. Phys.* **131**, 849 (2003).
10. K.M. Schep and G.E.W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3015 (1997).
11. Р. Фейнман, А. Хибс, *Квантовая механика и интегралы по траекториям*, Мир, Москва (1968).

I.V. Boylo

THERMAL AND SHOT NOISES IN TUNNEL STRUCTURES
BASED ON SUPERCONDUCTORS WITH A DIFFERENT SYMMETRY
OF THE ORDER PARAMETER

A method is proposed for studying the superconducting order parameter with the symmetry varied by the effect of hydrostatic pressure in iron-containing superconductors. Numerical calculations of equilibrium and nonequilibrium current fluctuations in the normal metal–insulator–superconductor (NIS) structures within the framework of the scattering theory are presented.

Keywords: thermal and shot noises, superconducting order parameter, tunnel structures

Fig. 1. The relationship between the thermal noise power S in units of $2e^2/h$ and the temperature T for tunnel junctions based on s -type (a) and d -type (b) superconductors as a function of the barrier transparency D : 1 – 1.0, 2 – 0.8, 3 – 0.6, 4 – 0.4, 5 – 0.2, 6 – 0.1. The case of a thin disordered potential barrier (solid curve) is examined; the probability distribution of the charge transfer through it has the form $\rho(D) = \frac{\hbar\bar{G}}{e^2} \frac{1}{D^{3/2}(1-D)^{1/2}}$ [10]

Fig. 2. Voltage dependence of the Fano factor F for NIS tunnel junctions with s -wave superconductors (a) and d -wave superconductors (b) for different values of the insulating layer transparency D : 1 – 1.0, 2 – 0.8, 3 – 0.6, 4 – 0.4, 5 – 0.2, 6 – 0.1. The result of the curve averaging with using a universal distribution [10] is shown by the solid line