

## ЭЛЕКТРОННЫЕ СТРУКТУРА И СВОЙСТВА

PACS numbers: 73.50.Td, 74.25.fc, 74.45.+c, 74.55.+v, 74.78.Fk, 85.25.Cp, 85.40.Qx

### **Фотон-индуцированный электронный транспорт: шумовые характеристики туннельного контакта на основе сверхпроводника при низких температурах**

И. В. Бойло

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,  
просп. Науки, 46,  
03680, ГСП, Киев-28, Украина*

В данной статье выполнены численные расчёты мощности фотон-индуцированного дробового шума и фактора Фано для мезоскопических структур нормальный металл–изолятор–сверхпроводник. Исследовано влияние температуры на величину фотон-индуцированных токовых флуктуаций в туннельном контакте. Моделирование неравновесных токовых флуктуаций демонстрирует увеличение спектральной плотности шума с ростом частоты переменного сигнала. Показано, что фактор Фано в суперпуассоновском режиме фотон-индуцированного электронного транспорта имеет резкий пик в области энергетической щели сверхпроводника.

**Ключевые слова:** фотон-индуцированный электронный транспорт, дробовой шум, фактор Фано, туннельный контакт, сверхпроводники.

У даній статті виконано чисельні розрахунки потужності фотон-індукованого дробового шуму та фактора Фано для мезоскопічних структур нормальний метал–ізолятор–надпровідник. Досліджено вплив температури на величину фотон-індукованих флуктуацій струму в тунельному контакті. Моделювання нерівноважних струмових флуктуацій демонструє збільшення спектральної густини шуму із зростанням частоти змінного сигналу. Показано, що фактор Фано в суперпуассоновому режимі фотон-індукованого електронного транспорту має різкий пік в області

Corresponding author: Iryna Viktorivna Boylo  
E-mail: boylo@fti.dn.ua

*Donetsk Institute for Physics and Engineering Named After O. O. Galkin,  
N.A.S. of Ukraine, 46 Nauky Ave., 03680 Kyiv-28, Ukraine*

I. V. Boylo, Photon-Assisted Electronic Transport: Noise Performances of Tunnel Junction on the Base of a Superconductor at Low Temperatures, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, 38, No. 8: 1009–1018 (2016) (in Russian), DOI: 10.15407/mfint.38.08.1009.

енергетичної щілини надпровідника.

**Ключові слова:** фотон-індукований електронний транспорт, дробовий шум, фактор Фано, тунельний контакт, надпровідники.

In the paper, numerical calculations of both the photon-assisted shot-noise power and the Fano factor for the mesoscopic normal metal–insulator–superconductor structures are performed. The temperature effect on the value of photon-assisted current fluctuations in a tunnel junction is studied. Modelling of the nonequilibrium current fluctuations demonstrates an enhancement of the noise spectral density with increasing the ac signal frequency. As shown, the Fano factor in the super-Poissonian regime of the photon-assisted electronic transport has a sharp peak in the region of the energy gap of the superconductor.

**Key words:** photon-assisted electronic transport, shot noise, Fano factor, tunnel junction, superconductors.

*(Получено 4 августа 2015 г.; окончат. вариант — 25 августа 2016 г.)*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время на основе подхода Ландауэра–Буттикера, предложенного несколько десятилетий назад [1–3], активно исследуются транспортные и шумовые характеристики мезоскопических систем. Особый интерес представляет фотон-индуцированный электронный транспорт через мезоскопические проводники [4]. Для устройств микро- и наноэлектроники, основанных на эффекте фазово-когерентного транспорта носителей заряда, практически важной является зависимость мощности дробового шума  $S$  туннельного контакта от частоты  $\nu$  микроволнового излучения. В частности, чувствительность зарядового детектора в области радиоволн ограничена уровнем шума точечного контакта [5, 6].

В режиме достаточно низких температур  $T$  основным источником флуктуаций тока будет фотон-индуцированный дробовой шум. Хорошо известно, что в фазово-когерентных мезоскопических проводниках дробовой шум возникает вследствие случайного характера прохождения носителей заряда через туннельный барьер. Только в транспортном состоянии системы, при конечных напряжениях смещения  $V$ , мощность дробового шума отлична от нуля  $S \neq 0$ . В настоящей статье анализируется низкочастотный предел Фурье-образа корреляционной функции  $S(V, \omega \rightarrow 0)$ . При этом шумовые характеристики туннельных структур на основе сверхпроводящих металлов проявляют особенности, возникающие из-за наличия энергетической щели в плотности электронных состояний сверхпроводника.

Фотон-индуцированный дробовой шум в гибридных структурах

нормальный металл–сверхпроводник наблюдался экспериментально [7]. В большинстве работ по фотон-индуцированному электронному транспорту основное внимание уделяется зависимости шумовых характеристик от постоянного напряжения. В то же время наблюдались осцилляции спектральной плотности шума в зависимости от амплитуды переменного напряжения в двухбарьерной системе [8, 9]. При этом существуют два теоретических подхода к исследованию неравновесных токовых флуктуаций: в рамках теории рассеяния [3, 8] и с помощью функций Грина [9].

Целью данной работы является исследование в рамках теории рассеяния на основе подхода Ландауэра–Буттикера [3] величины токовых флуктуаций в туннельной структуре на основе сверхпроводящего металла, к которой приложено постоянное  $V$  и переменное во времени  $V(t)$  напряжение, в случае, когда зависимость от времени периодическая.

## 2. МОДЕЛЬ

В настоящее время известно, что дробовой шум в мезоскопических проводниках обусловлен случайным характером перехода электронов как квантовых частиц через потенциальный барьер, когда присутствует неопределённость в рассеянии носителя заряда в туннельной структуре из одного резервуара в другой. Пусть левый резервуар (L) исследуемой системы соответствует нормальному металлу, а правый (R) — металлу в сверхпроводящем состоянии. Даже при нулевой температуре  $T$  ток в такой структуре флуктуирует. При конечных температурах среднеквадратичные флуктуации тока пропорциональны квадрату разности функций распределения Ферми  $f(\varepsilon) = [1 + \exp(\varepsilon/(k_B T))]^{-1}$  в резервуарах [3].

Фотон-индуцированный дробовой шум  $S$  в исследуемой мезоскопической структуре нормальный металл–изолятор–сверхпроводник (NIS) генерирует зависящий от времени  $t$  и меняющийся с частотой  $\nu$  потенциал  $eV(t) = eV_{ac}(\nu)\cos(2\pi\nu t)$ , где  $V_{ac}(\nu)$  — амплитуда переменного сигнала. Наличие такого потенциала означает, что электрон при рассеянии может поглотить или отдать энергию  $lh\nu$ ,  $l$  — целое число. Таким образом, энергия электрона может измениться. Когда зависимость потенциала от времени периодическая, решение нестационарного уравнения Шредингера  $\psi$ , соответствующее тому, что налетающий из левого резервуара электрон с энергией  $\varepsilon$  рассеивается в правый резервуар с энергией  $\varepsilon_l = \varepsilon + lh\nu$ , можно представить в следующем виде:

$$\psi_n(x, t, \varepsilon) = \varphi_n(x, \varepsilon) \exp(-i2\pi\varepsilon t / h) \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(eV_{ac}(\nu)/(h\nu)) \exp(-il2\pi\nu t), \quad (1)$$

где  $\varphi_n(x, \varepsilon)$  — электронная волновая функция в отсутствие переменного потенциала,  $J_l(eV_{ac}(v)/(h\nu))$  — функция Бесселя первого рода  $l$ -го порядка. При этом каждая из компонент волновой функции соответствует своей энергии.

На основе подхода [10, 11] выполним расчёт шумовых характеристик мезоскопической туннельной структуры, рассматривая процесс протекания электрического тока через контакт как процесс рассеяния электрона на эффективном потенциальном барьере прозрачностью  $D$  [3]. Электрон, рассеиваясь на потенциальном барьере, который создаёт для туннелирующей частицы слой изолятора, либо проходит во второй металлический электрод, либо отражается в исходный металл.

В нашем случае имеется два типа отражений электрона, являющихся источником дробового шума в туннельной структуре, — в электронное состояние (полная вероятность такого процесса  $R^{ee}(\varepsilon)$ ) и в дырочное состояние (полная вероятность  $R^{eh}(\varepsilon)$ ). При этом второй тип отражения — андреевский процесс отражения электрона в дырку на границе нормального металла со сверхпроводником — вносит вклад в ток.

Таким образом, постоянный ток  $I$ , разность потоков частиц из правого и левого резервуаров, в случае фотон-индуцированного электронного транспорта зависит от постоянного напряжения  $V$  следующим образом [11]

$$I(V) = \frac{2e}{h} \sum_l \int_{-\infty}^{\infty} J_l^2 \left( \frac{eV_{ac}(v)}{h\nu} \right) D(\varepsilon) [f(\varepsilon - eV + lh\nu) - f(\varepsilon)] d\varepsilon, \quad (2)$$

где полная вероятность перехода из нормального металла (N) в сверхпроводящий (S) сквозь туннельный барьер (I)  $D(\varepsilon) = 1 + R^{eh}(\varepsilon) - R^{ee}(\varepsilon)$ .

Выражение для мощности дробового шума  $S$ , когда к металлическим электродам приложено постоянное напряжение  $V$  и переменное напряжение  $V(t) = V_{ac}(v)\cos(2\pi vt)$ , учитывает возможность изменения энергии налетающего электрона

$$S(V) = \frac{4e^2}{h} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l^2 \left( \frac{eV_{ac}(v)}{h\nu} \right) \left\{ \left[ 1 - |R^{ee}(\varepsilon)|^2 \right] |R^{ee}(\varepsilon)|^2 + |R^{eh}(\varepsilon)|^2 \times \right. \\ \left. \times \left[ 1 - |R^{eh}(\varepsilon)|^2 \right] + 2 |R^{ee}(\varepsilon)|^2 |R^{eh}(\varepsilon)|^2 \right\} (f(\varepsilon - eV + lh\nu) - f(\varepsilon))^2 d\varepsilon. \quad (3)$$

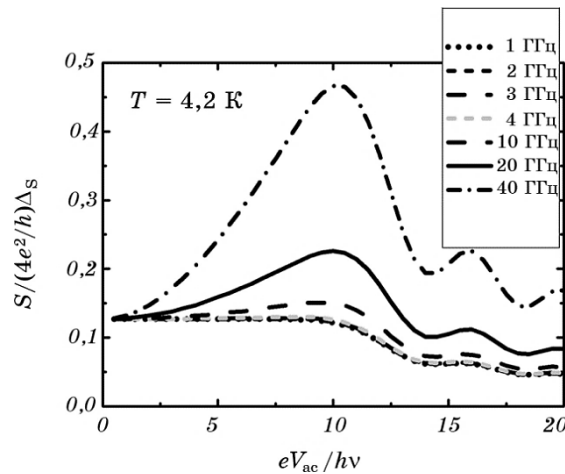
Особый интерес представляет фактор Фано  $F$  — отношение дробового шума  $S(V)$  в рассматриваемой гетероструктуре к пуассоновскому пределу  $S_p(V)$ , который может быть вычислен по формуле  $F = S/2eI$ .

### 3. РАСЧЁТ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Выполним численное моделирование низкотемпературных флуктуаций тока в туннельной структуре, к которой приложено постоянное напряжение  $V$  и периодический сигнал  $V(t)$  произвольной интенсивности.

На рисунке 1 представлена зависимость дробового шума  $S$  от амплитуды переменного сигнала  $V_{ac}$ , вычисленная с помощью функций Бесселя (3), для фиксированных значений микроволновой частоты  $\nu$ . Проанализируем полученные зависимости. Из рисунка 1 следует, что фотон-индуцированный дробовой шум растёт с частотой переменного сигнала  $\nu$ . Зависимость спектральной плотности шума  $S$  от амплитуды переменного напряжения  $V_{ac}$  осциллирует в области больших значений амплитуды переменного потенциала  $eV_{ac}(\nu)/h\nu \gg 1$ . Осциллирующий характер мощности дробового шума  $S$  обусловлен поведением функций Бесселя в формуле (3).

Для высоких частот  $\nu$  прикладываемого сигнала величина дробового шума существенно растёт, обнаруживая более резкие осцилляции мощности дробового шума, а также ярко выраженный пик при



**Рис. 1.** Зависимость мощности дробового шума  $S$  в единицах  $(4e^2/h)\Delta_S$  от амплитуды переменного сигнала  $V_{ac}$ , приложенного к туннельным структурам NIS с малой прозрачностью изолирующей прослойки  $D \ll 1$ , при подщелевом напряжении  $V = 0,5\Delta_S/e$  и температуре  $T = 4,2$  К для микроволновых частот  $\nu$  от 1 до 40 ГГц.

**Fig. 1.** Dependence of the shot-noise power  $S$  in units of  $(4e^2/h)\Delta_S$  on the amplitude of alternating current signal  $V_{ac}$  applied to the NIS tunnel structures with the low transparency of the insulating interlayer  $D \ll 1$  at the subgap voltage  $V = 0.5\Delta_S/e$  and the temperature  $T = 4.2$  K for microwave frequencies  $\nu$  from 1 to 40 GHz.

достаточно сильной мощности микроволнового излучения. Таким образом, фотон-индуцированный дробовой шум возрастает при увеличении частоты  $\nu$ , с которой меняется переменное напряжение на контакте.

Дробовой шум туннельного контакта характеризуется величиной фактора Фано  $F$ , который в общем случае отличен от единицы. Фактор Фано равен 1, если носители заряда независимо преодолевают достаточно высокий туннельный барьер и электронный транспорт подчиняется распределению Пуассона с функцией распределения интервалов времени  $\Delta t$  между временами прибытия электронов  $P(\Delta t) = \tau^{-1} \exp(-\Delta t / \tau)$ , где  $\tau$  — средний интервал времени.

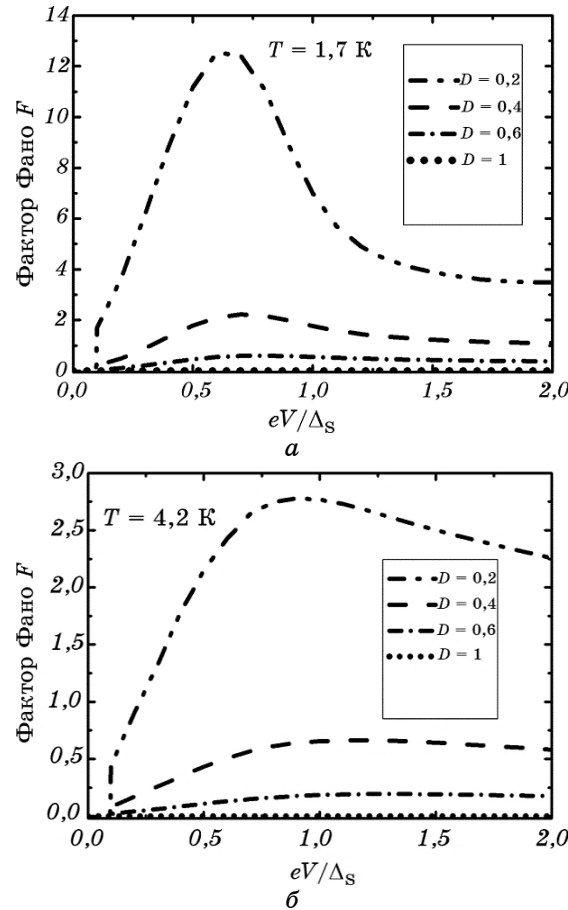
В структурах со сверхпроводящими металлами  $F(V)$  может достигать значения 2, что свидетельствует об андreeвских процессах отражения на N/S границе. Дополнительные флуктуации в каналах проводимости возникают и в случае фотон-индуцированного электронного транспорта.

Вычислим зависимость фактора Фано  $F$  от постоянного напряжения  $V$  с помощью формул (2) и (3). Графики функции  $F(V)$  представлены на рис. 2.

Как видно из рисунка 2, дробовой шум в рассматриваемом случае фотон-индуцированного электронного транспорта меняется от субпуассоновского ( $F < 1$ ) до суперпуассоновского ( $F > 1$ ). Мы можем получить  $F = 1$  для достаточно больших напряжений, когда электронный транспорт описывается пуассоновской статистикой (кривая  $D = 0,4$ , рис. 2, *a*). Видно, что величина фактора Фано больше единицы и существенно превышает значение  $F = 1$  в области энергий, близких к значению энергетической щели сверхпроводника  $\Delta_S$ , в случае сверхпроводящих структур с малой прозрачностью потенциального барьера для некоррелированных туннелирующих электронов. Это демонстрирует тот факт, что электроны могут обмениваться квантами энергии  $h\nu$  с внешним источником возбуждения, что соответствует дополнительным флуктуациям в каналах распространения с различными энергиями, сдвинутыми на целое число квантов  $h\nu$ . Таким образом, суперпуассоновский фотон-индуцированный дробовой шум обусловлен наличием дополнительных каналов электронного транспорта с энергиями  $lh\nu$ .

Фактор Фано  $F(V)$  равен нулю и носители тока сильно коррелированы между собой в случае непосредственного контакта нормального металла со сверхпроводником, когда  $D = 1$ . С уменьшением прозрачности барьера величина фактора Фано приближается к максимально возможной. В то же время, с ростом температуры фактор Фано становится меньше, что отражает наличие корреляций между носителями тока. При той же температуре  $T$  фактор Фано  $F$  гетероструктур с различной прозрачностью туннельного барьера  $D$  по-разному зависит от напряжения  $V$ .

На рисунке 2 наблюдается особенность в районе энергетической щели сверхпроводника с  $s$ -волновой симметрией электронной волновой функции. Типичный для сверхпроводящих структур максимум в шумовых характеристиках смещён. Особенность в области энергий, близких к значениям  $eV = \Delta_S$ , становится менее резкой уже

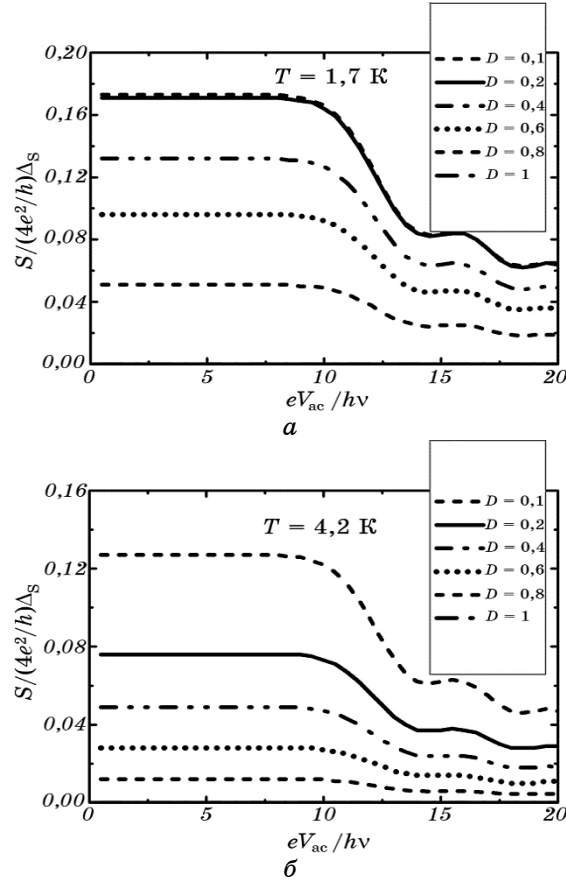


**Рис. 2.** Фактор Фано  $F$  как функция постоянного напряжения  $V$ , приложенного к туннельным контактам NIS, для различных значений прозрачности  $D$  изолирующего слоя I при температурах  $T = 1,7$  К (а) и  $T = 4,2$  К (б). Частота переменного сигнала  $\nu = 2$  ГГц при мощности микроволнового излучения  $eV_{ac} = 7h\nu$ .

**Fig. 2.** The Fano factor  $F$  as a function of the direct current voltage  $V$  applied to the NIS tunnel junctions for different values of the insulating I layer transparency  $D$  at temperatures  $T = 1.7$  K (a) and  $T = 4.2$  K (b). The frequency of the alternating current signal  $\nu = 2$  GHz at the microwave illumination power  $eV_{ac} = 7h\nu$ .

при  $D = 0,4$  и размывается при  $T = 4,2$  К вследствие температурной зависимости функций распределения электронных состояний в двух металлических электродах.

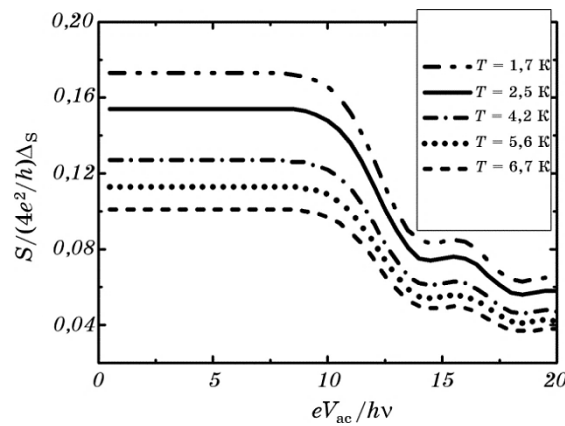
Теперь рассмотрим зависимость спектральной плотности дробового шума от прозрачности потенциального барьера для туннелирующих электронов. Для различных значений прозрачности изо-



**Рис. 3.** Мощность дробового шума  $S$  в единицах  $(4e^2/h)\Delta_S$  как функция амплитуды переменного сигнала  $V_{ac}$ , приложенного к туннельным контактам NIS, для различных значений прозрачности  $D$  изолирующего слоя I при подщелевом напряжении  $V = 0,5\Delta_S/e$  и температурах  $T = 1,7$  К (а) и  $T = 4,2$  К (б); частота переменного сигнала  $\nu = 1$  ГГц.

**Fig. 3.** Shot-noise power  $S$  in units of  $(4e^2/h)\Delta_S$  as a function of the amplitude of alternating current signal  $V_{ac}$  applied to the NIS tunnel junctions for different values of the insulating I layer transparency  $D$  at the subgap voltage  $V = 0.5\Delta_S/e$  and temperatures  $T = 1.7$  К (a) and  $T = 4.2$  К (b); the frequency of the alternating current signal  $\nu = 1$  GHz.





**Рис. 4.** Температурная зависимость мощности дробового шума  $S$  в единицах  $(4e^2/h)\Delta_S$  как функция амплитуды переменного сигнала  $V_{ac}$  для туннельных NIS структур с малой прозрачностью барьера  $D \ll 1$  при частоте переменного сигнала  $\nu = 1$  ГГц и подщелевом напряжении  $V = 0,5\Delta_S/e$ .

**Fig. 4.** Temperature dependence of the shot-noise power  $S$  in units of  $(4e^2/h)\Delta_S$  as function of the amplitude of alternating current signal  $V_{ac}$  for NIS tunnel structures with the low barrier transparency  $D \ll 1$  at the frequency of the alternating current signal  $\nu = 1$  GHz and the subgap voltage  $V = 0.5\Delta_S/e$ .

лирующего слоя  $D$  мощность электрического шума  $S(V)$  представлена на рис. 3.

Из рисунка 3 следует, что фотон-индуцированный дробовой шум очень чувствителен к прозрачности потенциального барьера для туннелирующих электронов. В случае, когда электрон проходит сквозь гетероструктуру с вероятностью  $D = 1$ , дробовой шум исчезает. При достаточно большой мощности микроволнового излучения наблюдаются осцилляции величины шума в зависимости от амплитуды переменного сигнала.

В заключение, приведём зависимости  $S(V_{ac})$  для разных температур  $T$ . При изменении температуры электронной системы меняется величина дробового шума в туннельном контакте (см. рис. 4).

#### 4. ВЫВОДЫ

Представлены результаты численного моделирования шумовых характеристик фотон-индуцированного электронного транспорта в туннельной структуре нормальный металл–изолятор–сверхпроводник. Обнаружено, что в режиме фотон-индуцированного электронного транспорта имеет место суперпуассоновский дробовой шум с фактором Фано, который превышает единицу. Продemonстрирован переход от суперпуассоновского к субпуассоновскому шуму: с ро-

стом прозрачности потенциального барьера для туннелирующих электронов фактор Фано уменьшается, электронный транспорт становится коррелированным, кроме того, фотон-индуцированный дробовой шум уменьшается с ростом температуры. Показано, что фотон-индуцированный дробовой шум нелинейным образом зависит от амплитуды переменного сигнала и осциллирует при достаточно большой мощности микроволнового излучения.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. Landauer, *Philos. Mag.*, **21**, No. 172: 863 (1970).
2. M. Büttiker, *Phys. Rev. B*, **46**, No. 19: 12485 (1992).
3. Ya. M. Blanter and M. Büttiker, *Physics Reports*, **336**, Nos. 1–2: 1 (2000).
4. М. В. Москалец, *Метод матрицы рассеяния в теории квантового транспорта: Учебное пособие* (Харьков: ХПИ: 2010).
5. M. Thalakulam, W. W. Xue, F. Pan, Z. Ji, J. Stettenheim, L. Pfeiffer, K. W. West, and A. J. Rimberg, arXiv:0708.0861v1 [cond-mat.mes-hall].
6. M. Gamero-Castaco, *Review of Scientific Instruments*, **78**, No. 4: 043301 (2007).
7. A. A. Kozhevnikov, R. J. Schoelkopf, and D. E. Prober, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, No. 15: 3398 (2000).
8. J. Hammer and W. Belzig, *Phys. Rev. B*, **84**, No. 8: 085419 (2011).
9. T. J. Suzuki and T. Kato, *Phys. Rev. B*, **91**, No. 16: 165302 (2014).
10. M. Belogolovskii, *Phys. Rev. B*, **67**, No. 10: 100503 (2003).
11. M. H. Pedersen and M. Büttiker, *Phys. Rev. B*, **58**, No. 19: 12993 (1998).

## REFERENCES

1. R. Landauer, *Philos. Mag.*, **21**, No. 172: 863 (1970).
2. M. Büttiker, *Phys. Rev. B*, **46**, No. 19: 12485 (1992).
3. Ya. M. Blanter and M. Büttiker, *Physics Reports*, **336**, Nos. 1–2: 1 (2000).
4. M. V. Moskalets, *Metod Matritsy Rasseyaniya v Teorii Kvantovogo Transporta: Uchebnoe Posobie* [Scattering Matrix Approach in Non-Stationary Quantum Transport: Tutorial] (Kharkiv: KhPI: 2010) (in Russian).
5. M. Thalakulam, W. W. Xue, F. Pan, Z. Ji, J. Stettenheim, L. Pfeiffer, K. W. West, and A. J. Rimberg, arXiv:0708.0861v1 [cond-mat.mes-hall].
6. M. Gamero-Castaco, *Review of Scientific Instruments*, **78**, No. 4: 043301 (2007).
7. A. A. Kozhevnikov, R. J. Schoelkopf, and D. E. Prober, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, No. 15: 3398 (2000).
8. J. Hammer and W. Belzig, *Phys. Rev. B*, **84**, No. 8: 085419 (2011).
9. T. J. Suzuki and T. Kato, *Phys. Rev. B*, **91**, No. 16: 165302 (2014).
10. M. Belogolovskii, *Phys. Rev. B*, **67**, No. 10: 100503 (2003).
11. M. H. Pedersen and M. Büttiker, *Phys. Rev. B*, **58**, No. 19: 12993 (1998).