

Д.М. Сергеев

Военный институт Сил воздушной обороны, Актюбе, Казахстан;  
 Актюбинский региональный государственный университет им. К. Жубанова, Казахстан  
 (E-mail: serdau@rambler.ru)

## Об одной модели многократного андреевского отражения в интерфейсе «сверхпроводник – углеродная нанотрубка»

В рамках модели Аверина-Бардаса, с учетом формулы Брейта-Вигнера, моделированы вольтамперные и  $dI/dV$ -характеристики наноустройств, состоящих из интерфейсов «сверхпроводник – углеродная нанотрубка», имеющих параметры связи левого ( $\Gamma_L$ ) и правого электродов ( $\Gamma_R$ ), с углеродной нанотрубкой  $\Gamma_L < \Gamma_R$ . В полученных характеристиках выражено наблюдаются субгармонические щелевые структуры при напряжениях  $V_n = 2\Delta/en$ , появляющиеся в результате эффекта многократного андреевского отражения в рассматриваемых структурах. Определены субгармонические щелевые структуры на  $dI/dV$ -характеристиках, возникающие при  $n = 1, 2, 4, 6$  в виде максимумов, а при  $n = 3, 5, 7$  — в виде минимумов. Показано, что в режиме высокой прозрачности барьера наноконтакта (0,95-0,98) пятая, шестая и седьмая андреевские особенности спектра дифференциальной проводимости проявляются в виде изгиба, а восьмая и девятая андреевские особенности не наблюдаются. Полученные результаты могут быть полезными для расчетов элементов сверхпроводниковой электроники.

*Ключевые слова:* многократное андреевское отражение, вольтамперная характеристика, дифференциальная проводимость, субгармонические щелевые структуры, дифференциальное сопротивление.

Известно, что основным микроскопическим механизмом, определяющим квантово-транспортные свойства сверхпроводящих дедвайсов, состоящих из интерфейсов «сверхпроводник (S) — нормальный металл (N)», является андреевское отражение [1]. Сущность андреевского отражения заключается в том, что на SN-интерфейсе электроноподобная квазичастица нормального слоя, энергия которой меньше параметра порядка сверхпроводящей области, отражается в виде дырочноподобной квазичастицы, при этом в сверхпроводящую область переходит куперовская пара. При таком отражении квазиимпульс электроноподобной квазичастицы практически не меняется, а групповая скорость меняет знак на обратный. В устройствах, состоящих из чередования сверхпроводящего слоя с нормальным слоем, перенос куперовских пар между сверхпроводящими электродами происходит благодаря когерентному процессу многократных андреевских отражений (MAR — multiple Andreev reflections). Одним из индикаторов эффекта MAR является проявление субгармонических щелевых структур (СГС) на спектрах дифференциальной проводимости (или дифференциального сопротивления) при напряжениях  $V_n = 2\Delta/en$  в интервале температур от 0 до критической  $T_c$  (здесь  $\Delta$  — энергетическая щель (параметр порядка сверхпроводника),  $e$  — заряд электрона,  $n$  — натуральное число) [2–4]. Обычно классический эффект MAR наблюдается в системах с непрерывной плотностью электронных состояний. В настоящее время особый интерес представляет исследование протекания сверхпроводящего тока через SN-интерфейсы, где в роли нормального металла выступают структуры с дискретной плотностью электронных состояний (с дискретным спектром энергий) [5–8]. К таким интерфейсам можно отнести наноконтакт «сверхпроводник — наноструктура». Одним из подобных систем является наноструктура «сверхпроводник — углеродная нанотрубка (УНТ)».

В работе [9] рассмотрены механизмы электронного транспорта через наноструктуру, состоящую из сверхпроводника и УНТ, и установлено, что если барьер, созданный между УНТ и сверхпроводником, является достаточно прозрачным, то благодаря джозефсоновскому эффекту бездиссипативный сверхпроводящий ток может проходить через рассматриваемое устройство. При этом механизмы джозефсоновской связи варьируются от туннелирования (при низкой прозрачности барьера) к андреевскому отражению (при относительно высокой прозрачности барьера). Эволюция ВАХ с повышением температуры основания, показывающая модуляцию критического тока, приведена на рисунке 1 а. Для больших токов, выше критического значения, система переходит в резистивное состояние скачкообразно — от нуля до конечного напряжения.

На спектрах дифференциального сопротивления структуры при различных температурах (0,030 К; 0,47 К; 0,7 К; 0,88 К; 1,02 К; 1,18 К; 1,22 К и 1,35 К, снизу вверх) возникают СГС при  $V_n = 2\Delta/en$  в виде провалов (рис. 1 б), что указывает на эффект MAR. Отметим, что зависимости  $dV/dI$  ниже 1,3 К обусловлены наведенным сверхпроводящим эффектом близости и при  $n = 1$  СГС наблюдается при напряжении  $V_1 = 2\Delta/e \approx 250$  мкВ.

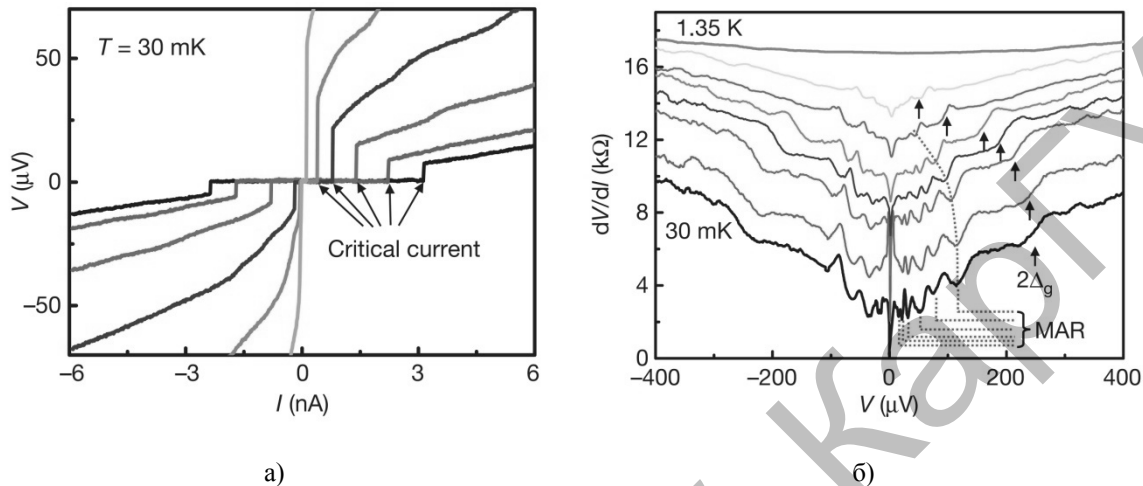
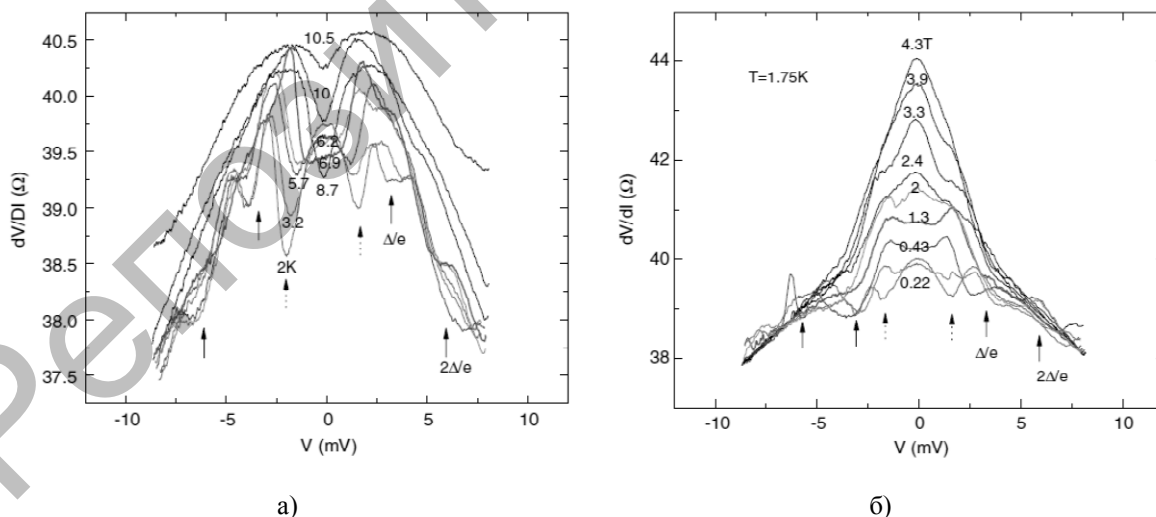


Рисунок 1. ВАХ (а) и дифференциальное сопротивление (б) структуры «сверхпроводник — УНТ» [9] (для удобства сравнения кривые смещены по оси  $dV/dI$ )

В работе [10] на графике зависимости дифференциального сопротивления структуры «одностенная УНТ — сверхпроводящий нитрид ниобия (NbN)» от приложенного напряжения наблюдаются субгармонические структуры в виде провалов (рис. 2 а), что показывает значимость эффекта MAR в квантовом транспорте квазичастиц сквозь устройства-интерфейсы «сверхпроводник — УНТ». При приложении магнитного поля провалы на  $dV/dI$ -характеристике размазываются и постепенно, с увеличением величины магнитного поля, исчезают (рис. 2 б).



а) без приложения магнитного поля; б) с приложением магнитного поля [10]

Рисунок 2. Дифференциальное сопротивление структуры «одностенная УНТ — нитрид ниобия (NbN)»

Из рисунков 1, 2 видно, что в наноустройствах «сверхпроводник — УНТ» существенную роль при транспорте квазичастиц, определяющем ее основные электрофизические характеристики, играет

эффект MAR, поэтому модельное исследование MAR в наносистемах является одним из актуальных вопросов физики конденсированного состояния (см., напр., [11–14]). В данной работе предпринята попытка моделирования эффекта MAR в наноструктурах «сверхпроводник — УНТ» с учетом формулы Брейта-Вигнера (Breit-Wigner) (рис. 3).

Модель Блондера-Тинкхам-Клапвийка (ВТК — Blonder-Tinkham-Klapwijk) [15] позволяет рассчитывать транспортные характеристики устройств с SN-интерфейсом с учетом эффекта MAR. Также имеются другие модели, учитывающие эффект MAR и достаточно хорошо моделирующие транспортные характеристики микроструктур, например, модель Аверина-Бардаса (Averin-Bardas) [16], модель Братуса-Шумейко-Вендина (Bratus'-Shumeiko-Wendin) [17] и др. В работах [18, 19] при расчете электрических характеристик девайсов «сверхпроводник — УНТ» используется формула Брейта-Вигнера для описания эффекта MAR:

$$T_A(\varepsilon) = \frac{\Gamma_L^2 \Gamma_R^2}{4 \cdot [\varepsilon^2 + \varepsilon_0^2 + \Gamma \delta \Gamma / 4]^2 + \Gamma_L^2 \Gamma_R^2 + \varepsilon_0^2 [\Gamma^2 + \delta \Gamma^2]}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  — энергия;  $\varepsilon_0$  — начальная энергия,  $\Gamma_L$  ( $\Gamma_R$ ) — параметр связи левого (правого) электрода устройства с УНТ;  $\Gamma = \Gamma_L + \Gamma_R$  ( $\delta \Gamma = \Gamma_L - \Gamma_R$ ) — сумма (разность) параметров связей левого и правого электродов с УНТ. Зависимость коэффициента андреевского отражения от энергии, рассчитанная по формуле (1) при различных значениях параметров связей электродов с УНТ ( $\Gamma_L = \Gamma_R = 1,25$ ;  $\Gamma_L = 0,82$ ,  $\Gamma_R = 1,5$ ;  $\Gamma_L = 1,5$ ,  $\Gamma_R = 0,82$ ), приведена на рисунке 4.

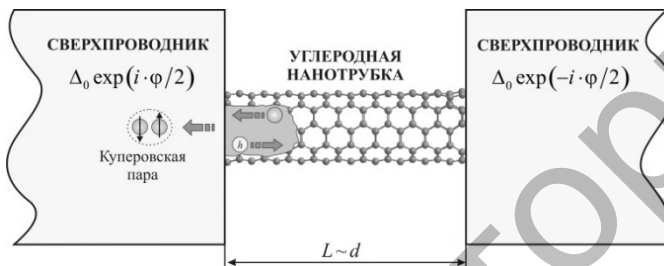


Рисунок 3. Структура «сверхпроводник — УНТ — сверхпроводник»

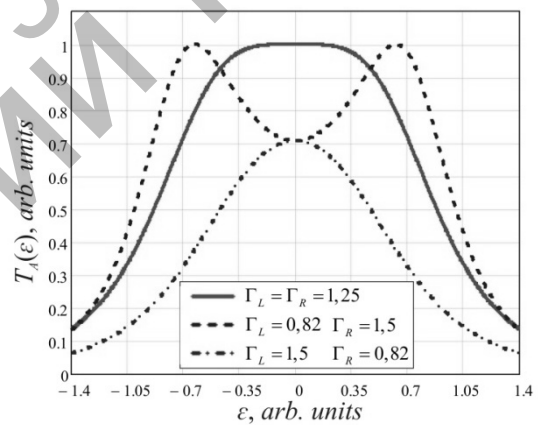


Рисунок 4. Зависимость коэффициента андреевского отражения от энергии по формуле Breit-Wigner

Расчет вольтамперной характеристики (ВАХ) и дифференциальной проводимости контакта «сверхпроводник — УНТ — сверхпроводник» производился с помощью матрицы рассеяния, которая переводит состояние свободных квазичастиц, налетающих на область взаимодействия друг с другом (или с препятствием), в состояние разлетающихся после взаимодействия частиц. Процесс рассеяния электронов в наноконтакте характеризуется матрицей рассеяния

$$S_{el} = \begin{pmatrix} r & t \\ t & -r^* t/t^* \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где  $t$  — амплитуда прохождения;  $r$  — амплитуда отражения;  $|t|^2 = D$  — прозрачность барьера;  $|r|^2 = R$  — вероятность отражения. Матрица рассеяния для дырок является комплексно-сопряженной аналогией выражения (2):  $S_h = S_{el}^*$ . В рассматриваемой модели энергия электрона увеличивается на  $eV$  каждый раз, когда он проходит с левого сверхпроводящего электрода на правый, в то же время дырка увеличивает свою энергию, проходя через тонкий слой нормального металла  $N$  в противоположном направлении. Таким образом, волновые функции электроноподобной и дырочноподобных квазичастиц сдвинуты на  $2eV$ . Далее, с учетом этих сдвинутых на  $2eV$  волновых функций электро-

ноподобной и дырочноподобных квазичастиц, преобразуется матрица рассеяния (2). Учитывая следующие равенства комплексно-сопряженных функций, определяющих амплитуды вероятностей андреевских и нормальных отражений квазичастиц,  $A(-\varepsilon, -V) = -A^*(\varepsilon, V)$  и  $B(-\varepsilon, -V) = -B^*(\varepsilon, V)$ , получается окончательное уравнение для определения вольтамперной характеристики контакта «сверхпроводник – нормальный металл»:

$$I(t) = \sum_k I_k \exp(i2keVt/\hbar), \quad (3)$$

где

$$I_k = \frac{e}{\pi\hbar} \left[ eV\delta_{k0} - \int d\varepsilon \tanh\left\{\frac{\varepsilon}{2T}\right\} (J(\varepsilon)(a_{2k}A_k^* + a_{-2k}A_{-k})) + \sum_n (1 + a_{2k}a_{2(n+k)}^*) (A_n A_{n+k}^* - B_n B_{n+k}^*) \right]. \quad (4)$$

Здесь  $\hbar$  — приведенная постоянная Планка;  $V$  — напряжение;  $T = (1 + i \cdot h)^{-1}$  — величина, определяющая прозрачность системы ( $h$  — высота барьера);  $J(\varepsilon) = \sqrt{1 - |a(\varepsilon)|^2}$ ,  $a(\varepsilon)$  — коэффициент андреевского отражения;  $A, B$  — амплитуды вероятностей андреевски и нормально отраженных квазичастиц). Подробное описание уравнения (3) приведено в работе [16].

Моделирование ВАХ рассматриваемой структуры выполнялось в программе MATLAB на основе рассмотренных выше формул (2–4). Для определения дифференциальной проводимости использовался математический пакет Mathcad 14. Дифференцирование осуществлялось путем импортирования данных численного расчета ВАХ, произведенных в программе MATLAB, в программу Mathcad с использованием оператора READPRN.

Результаты численного моделирования вольтамперных и  $dI(V)/dV$ -характеристик рассматриваемого наноконтакта с параметрами связи левого и правого электродов с УНТ, принимающие значения  $\Gamma_L = 0,82$  и  $\Gamma_R = 1,5$  соответственно, и при различных значениях коэффициента прозрачности барьера  $0,7 \div 0,98$  представлены на рисунке 5.

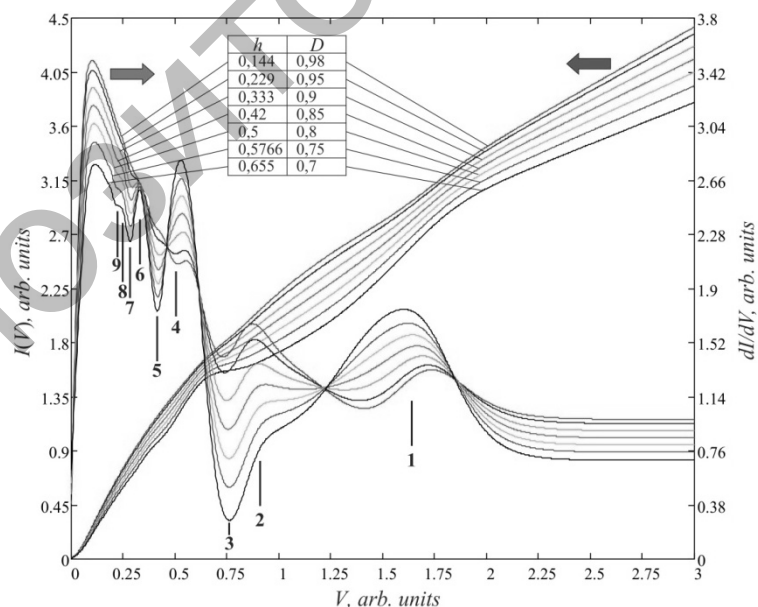


Рисунок 5. Семейства ВАХ и  $dI/dV$ -спектров структуры «сверхпроводник — УНТ» при различных значениях коэффициента прозрачности барьера

Как видно из рисунка 5, амплитуда  $dI(V)/dV$ -спектра с уменьшением высоты барьера  $h$  увеличивается, например, при  $h = 0,144$  ( $D = 0,98$ ) максимальное значение проводимости составляет  $\approx 4,1$  усл. ед., а при  $h = 0,655$  ( $D = 0,7$ ) —  $\approx 3,2$  усл. ед.

При  $n = 1, 2, 4, 6$  субгармонические щелевые структуры возникают в виде пиков (максимумов), а при  $n = 3, 5, 7$  проявляются в виде провалов (минимумов). Следует отметить, что при  $n = 2$  в наноустройствах с прозрачностью  $D = 0,8$  и ниже максимумы СГС на дифференциальной проводимости исчезают и наблюдаются в виде изгиба (рис. 5).

В режиме высокой прозрачности 95–98 % выражено наблюдаются андреевские особенности дифференциальной проводимости при  $n = 1 \div 7$ , т.е. при напряжениях  $2\Delta/e$ ,  $\Delta/e$ ,  $2\Delta/3e$ ,  $\Delta/2e$ ,  $2\Delta/5e$ ,  $\Delta/3e$ ,  $2\Delta/7e$ . В таком режиме пятая, шестая и седьмая особенности спектра проводимости проявляются только в виде изгиба, а восьмая и девятая андреевские особенности не наблюдаются.

В режиме прозрачности 90 % и ниже начинает проявляться седьмая андреевская особенность  $dI(V)/dV$ -спектра в виде провалов. При относительно низких значениях прозрачности, 80 %, 75 %, 70 %, появляются на спектре проводимости восьмая и девятая андреевские особенности в виде изгибов. Следует отметить, что при падении прозрачности до 70 % субгармонические щелевые структуры наблюдаются в 9 значениях  $n$  (рис. 5).

Таким образом, в данной работе рассмотрена модель для описания вольтамперных и  $dI/dV$ -характеристик наноустройств с интерфейсом «сверхпроводник – УНТ» с учетом эффекта многократного андреевского отражения. Показано, что на электрических характеристиках рассматриваемого наноконтакта при параметрах связи левого и правого электродов  $\Gamma_L < \Gamma_R$  наблюдаются субгармонические щелевые структуры, объясняющиеся эффектом MAR. Определены андреевские особенности дифференциальной проводимости, проявляющиеся при  $n = 1, 2, 4, 6$  в виде пиков, а при  $n = 3, 5, 7$  — в виде провалов. Показано, что в режиме высокой прозрачности пятая, шестая и седьмая андреевские особенности спектра проводимости проявляются только в виде изгиба, а восьмая и девятая особенности не наблюдаются. Полученные результаты могут быть полезными для расчетов элементов и устройств сверхпроводниковой электроники.

### Список литературы

- 1 Андреев А.Ф. Теплопроводность промежуточного состояния сверхпроводников / А.Ф. Андреев // ЖЭТФ. — 1964. — Т. 19. — С. 1228–1231.
- 2 Bardas A. Electron transport in mesoscopic disordered superconductor — normal-metal — superconductor junctions / A. Bardas, D. Averin // Phys. Rev. — 1997. — Vol. 56. — P. R8518–R8521.
- 3 Пономарев Я.Г. Туннельная и андреевская спектроскопия высокотемпературных сверхпроводников / Я.Г. Пономарев, Е.Г. Максимов // Письма в ЖЭТФ. — 2002. — Т. 76. — Вып. 6. — С. 455–462.
- 4 Octavio M. Subharmonic energy-gap structure in superconducting constrictions / M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, T.M. Klapwijk // Phys. Rev. B. — 1983. — Vol. 27. — P. 6739.
- 5 Cleuziou J.-P. Carbon nanotube superconducting quantum interference device / J.-P. Cleuziou, W. Wernsdorfer, V. Bouchiat, T. Ondarcuhu, M. Monthieux // Nature Nanotechnology. — 2006. — Vol. 1. — P. 53–59.
- 6 Kasumov A.Yu. Supercurrents Through Single-Walled Carbon Nanotubes / A.Yu. Kasumov, R. Deblock, M. Kociak, B. Reulet, H. Bouchiat, I.I. Khodos et al. // Science. — 1999. — Vol. 284. — P. 1508–1511.
- 7 Tsuneta T. Diffusive Josephson junctions made out of multiwalled carbon nanotubes / T. Tsuneta, L. Lechner, P.J. Hakonen // Journal of Physics: Conference Series. — 2009. — Vol. 150. — P. 022091.
- 8 Ingold G.-L. Cooper-pair current through ultrasmall Josephson junctions / G.-L. Ingold, H. Grabert, U. Eberhardt // Phys. Rev. B. — 1994. — Vol. 50. — No. 1. — P. 395–402.
- 9 Jarillo-Herrero P. Quantum supercurrent transistors in carbon Nanotubes / P. Jarillo-Herrero, J.A. van Dam, L.P. Kouwenhoven // Nature. — 2006. — Vol. 439. — P. 953–956.
- 10 Zhong Y.-L. Superconducting proximity effect in single-walled carbon nanotubes between NbN electrodes / Y.-L. Zhong, T. Akazaki, K. Kanzaki, Y. Kobayashi, H. Takayanagi // Science and Technology of Advanced Materials. — 2006. — Vol. 7. — P. S78–S82.
- 11 Grove-Rasmussen K. Superconductivity-enhanced bias spectroscopy in carbon nanotube quantum dots / K. Grove-Rasmussen, H.I. Jørgensen, B.M. Andersen, J. Paaske, T.S. Jespersen, J. Nygård, et al. // Phys. Rev. B. — 2009. — Vol. 79. — P. 134518.
- 12 Kasumov A. Quantum transport through carbon nanotubes: Proximity-induced and intrinsic superconductivity / A. Kasumov, M. Kociak, M. Ferrier, R. Deblock, S. Gueron, B. Reulet, et al. // Phys. Rev. B. — 2003. — Vol. 68. — P. 214521.
- 13 Morpurgo A.F. Gate-Controlled Superconducting Proximity Effect in Carbon Nanotubes / A.F. Morpurgo, J. Kong, C.M. Marcus, H. Dai // Science. — 1999. — Vol. 286. — P. 263–265.

14 Pallecchi E. Carbon nanotube Josephson junctions with Nb contacts / E. Pallecchi, M. Gaaß, D.A. Ryndyk, Ch. Strunk // Appl. Phys. Lett. — 2008. — Vol. 93. — P. 072501.

15 Blonder G.E. Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion / G.E. Blonder, M. Tinkham, T.M. Klapwijk // Phys. Rev. B. — 1982. — Vol. 25. — P. 4515–4532.

16 Averin D. ac Josephson Effect in Single Quantum Channel / D. Averin, A. Bardas // Phys. Rev. Lett. — 1995. — Vol. 75. — P. 1831–1834.

17 Bratus' E.N. Theory of Subharmonic Gap Structure in Superconducting Mesoscopic Tunnel Contacts / E.N. Bratus', V.S. Shumeiko, G. Wendin // Phys. Rev. Lett. — 1995. — Vol. 74. — P. 2110.

18 Wan L. Shot noise in a superconducting hybrid molecular device / L. Wan, Y. Wei, J. Wang // Nanotechnology. — 2006. — Vol. 17. — P. 489–495.

19 Wei Y. Resonant Andreev reflections in superconductor — carbon-nanotube device / Y. Wei, J. Wang, H. Guo, H. Mehrez, Ch. Roland // Phys. Rev. B. — 2001. — Vol. 63. — P. 195412.

Д.М. Сергеев

### **«Асқын өткізгіш – көміртекті нанотүтікше» интерфейсындағы көпреттік Андреев шағылуының бір моделі туралы**

Мақалада Аверин-Бардас моделі аясында, Брейт-Вигнер формуласын ескере отырып, сол ( $\Gamma_L$ ) және оң ( $\Gamma_R$ ) электродтардың көміртекті нанотүтікшемен байланысу параметрлері  $\Gamma_L < \Gamma_R$  болатын «асқын өткізгіш – көміртекті нанотүтікше» интерфейсінен тұратын нанокұрылымдардың вольтамперлік және  $dI/dV$ -сипаттамалары модельденген. Алынған сипаттамаларда қарастырылған нанотүйіспелердегі көпреттік Андреев шағылуы эффектісінің нәтижесінде  $V_n = 2\Delta/en$  кернеу мәндерінде көрінетін субгармоникалық саңылаулық құрылымдар анық байқалды.  $dI/dV$ -сипаттамаларында  $n = 1, 2, 4, 6$  болғанда максимумдар түрінде, ал  $n = 3, 5, 7$  болғанда минимумдар түрінде байқалатын субгармоникалық саңылаулық құрылымдар анықталды. Нанотүйіспе барьерінің жоғары мөлдірлік режимінде (0,95–0,98) дифференциалдық өткізгіштіктің бесінші, алтыншы және жетінші Андреев ерекшеліктері иілім түрінде ғана байқалады, ал сегізінші және тоғызыншы ерекшеліктер байқалмайтындығы көрсетілген. Алынған нәтижелер асқын өткізгіштік электрониканың элементтерін есептеуде пайдалы болуы мүмкін.

*Кілт сөздер:* бірнеше Андреев рефлексия кернеу сипаттамасы, дифференциалдық өткізгіштігі, субгармоникалық алшақтық құрылым, дифференциалдық кедергі.

D.M. Sergeyev

### **On a model of multiple andreev reflection at the interface «superconductor – carbon nanotube»**

Within the framework of Averin-Bardas model considering Breit-Wigner simulated current-voltage and  $dI/dV$ -characteristics nanodevices, consisting of interface «superconductor – carbon nanotube» with parameters connection of the left ( $\Gamma_L$ ) and right electrodes ( $\Gamma_R$ ) carbon nanotube  $\Gamma_L < \Gamma_R$ . In the resulting characteristics terms was observed subharmonic gap structure at voltages  $V_n = 2\Delta/en$  that occur as a result of the effect of multiple Andreev reflections in these structures. Subharmonic gap structure defined on  $dI/dV$ -characteristics arise when  $n = 1, 2, 4, 6$  in the form of peaks and when  $n = 3, 5, 7$  as a minima. It is shown that in a high transparency of the barrier (0,95–0,98) nanocontact fifth, sixth and seventh Andreev features of the spectrum of the differential conductivity manifested in the form of a bend, and the eighth and ninth Andreev features are not observed. The results may be useful for calculating the elements of superconducting electronics.

*Keywords:* multiple Andreev reflection, current-voltage characteristic, differential conductivity, subharmonic gap structures, differential resistance.

## References

- 1 Andreev, A.F. (1964). Teploprovodnost promezhutochnoho sostoianiia sverkhprovodnikov [Thermal conductivity of the intermediate state of superconductors]. *ZhETF — JETP*, 19, 1228–1231 [in Russian].
- 2 Bardas, A., & Averin, D. (1997). Electron transport in mesoscopic disordered superconductor – normal-metal – superconductor junctions. *Phys. Rev.*, 56, R8518–R8521.
- 3 Ponomarev, Ya.G., & Maksimov, E.G. (2002). Tunnelnaia i andreevskaiia spektroskopiiia vysokotemperaturnykh sverkhprovodnikov [Tunnel and Andreev spectroscopy of high-temperature superconductors]. *Pisma v ZhETF — Letters in the JETP*, 76, 6, 455–462 [in Russian].
- 4 Octavio, M., Tinkham, M., Blonder, G.E., & Klapwijk, T.M. (1983). Subharmonic energy-gap structure in superconducting constrictions. *Phys. Rev. B*, 27, 6739.
- 5 Cleuziou, J.-P., Wernsdorfer, W., Bouchiat, V., Ondarcuhu, T., & Monthieux, M. (2006). Carbon nanotube superconducting quantum interference device. *Nature Nanotechnology*, 1, 53–59.
- 6 Kasumov, A.Yu., Deblock, R., Kociak, M., Reulet, B., Bouchiat, H., Khodos et al. (1999). Supercurrents Through Single-Walled Carbon Nanotubes. *Science*, 284, 1508–1511.
- 7 Tsuneta, T., Lechner, L., & Hakonen, P.J. (2009). Diffusive Josephson junctions made out of multiwalled carbon nanotubes. *Journal of Physics: Conference Series*, 150, 022091.
- 8 Ingold, G.-L., Grabert, H., & Eberhardt, U. (1994). Cooper-pair current through ultrasmall Josephson junctions. *Phys. Rev. B*, 50, 1, 395–402.
- 9 Jarillo-Herrero, P., van Dam, J.A., & Kouwenhoven, L.P. (2006). Quantum supercurrent transistors in carbon Nanotubes. *Nature*, 439, 953–956.
- 10 Zhong, Y.-L., Akazaki, T., Kanzaki, K., Kobayashi, Y., & Takayanagi, H. (2006). Superconducting proximity effect in single-walled carbon nanotubes between NbN electrodes. *Science and Technology of Advanced Materials*, 7, S78–S82.
- 11 Grove-Rasmussen, K., Jørgensen, H.I., Andersen, B.M., Paaske, J., Jespersen, T.S., Nygård, J., et al. (2009). Superconductivity-enhanced bias spectroscopy in carbon nanotube quantum dots. *Phys. Rev. B*, 79, 134518.
- 12 Kasumov, A., Kociak, M., Ferrier, M., Deblock, R., Gueron, S., Reulet, B., et al. (2003). Quantum transport through carbon nanotubes: Proximity-induced and intrinsic superconductivity. *Phys. Rev. B*, 68, 214521.
- 13 Morpurgo, A.F., Kong, J., Marcus, C.M., & Dai H. (1999). Gate-Controlled Superconducting Proximity Effect in Carbon Nanotubes. *Science*, 286, 263–265.
- 14 Pallecchi, E., Gaaß, M., Ryndyk, D.A., & Strunk, Ch. (2008). Carbon nanotube Josephson junctions with Nb contacts. *Appl. Phys. Lett.*, 93, 072501.
- 15 Blonder, G.E., Tinkham, M., & Klapwijk, T.M. (1982). Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion. *Phys. Rev. B*, 25, 4515–4532.
- 16 Averin, D., & Bardas, A. (1995). ac Josephson Effect in Single Quantum Channel. *Phys. Rev. Lett.*, 75, 1831–1834.
- 17 Bratus', E.N., Shumeiko, V.S., & Wendin, G. (1995). Theory of Subharmonic Gap Structure in Superconducting Mesoscopic Tunnel Contacts. *Phys. Rev. Lett.*, 74, 2110.
- 18 Wan, L., Wei, Y., & Wang, J. (2006). Shot noise in a superconducting hybrid molecular device. *Nanotechnology*, 17, 489–495.
- 19 Wei, Y., Wang, J., Guo, H., Mehrez, H., & Roland, Ch. (2001). Resonant Andreev reflections in superconductor — carbon-nanotube device. *Phys. Rev. B*, 63, 195412.