

УДК 539.149

## СПИНОВАЯ СЕЛЕКТИВНОСТЬ ПРОВОДИМОСТИ ЗОЛОТЫХ НАНОТРУБОК ПО ДАННЫМ МЕТОДА ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВОЛН

© 2023 г. П. Н. Дьячков<sup>а</sup>, \*, Е. П. Дьячков<sup>а</sup><sup>а</sup>Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН,  
Ленинский пр-т, 31, Москва, 119991 Россия

\*e-mail: p\_dyachkov@rambler.ru

Поступила в редакцию 10.05.2023 г.

После доработки 26.05.2023 г.

Принята к публикации 27.05.2023 г.

С помощью метода цилиндрических волн с учетом эффектов спин-орбитального взаимодействия рассчитана зонная структура двух рядов хиральных одностенных золотых нанотрубок ( $(5, n_2)$  и  $(10, n_2)$ ). Выявлены соединения с высокой спиновой поляризованностью электронного строения и спиновой селективностью проводимости. Они могут быть использованы в качестве материалов для создания элементов молекулярной спинтроники.

**Ключевые слова:** золотые нанотрубки, хиральность, цилиндрические волны, спин-орбитальное взаимодействие, спиновые токи, наноэлектроника

**DOI:** 10.31857/S0044457X23600809, **EDN:** YSATHS

## ВВЕДЕНИЕ

Полые цилиндрические золотые нанопровода, называемые золотыми нанотрубками, впервые были получены в работах [1, 2]. Технологический интерес к золотым нанотрубкам определяется возможностью их применения для создания и соединения устройств наноэлектроники, для получения химических и биологических сенсоров и катализаторов, волноводов, плазмонных детекторов и резонаторов. Известно их биомедицинское применение в фототермической терапии и для транспорта генетической информации, обусловленное электронными, оптическими, электрическими и спиновыми свойствами золотых нанотрубок [1–15].

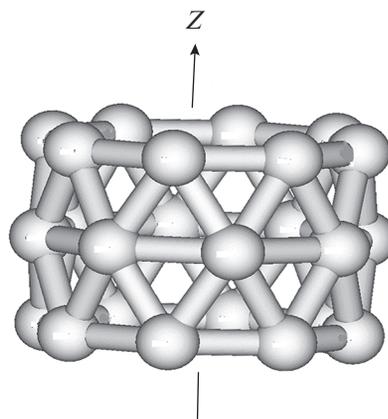
Одностенные золотые нанотрубки имеют вид цилиндрических поверхностей, покрытых правильными шестиугольниками с одним атомом Au в центре каждого шестиугольника (рис. 1). Нанотрубки могут различаться диаметром, ориентацией шестиугольников и, наконец, хиральностью, когда один энантиомер имеет правую, а другой – левую винтовую ось. Геометрия трубок определяется межатомным расстоянием  $d_{\text{Au-Au}} = 2.9 \text{ \AA}$  и ориентацией гексагональных ячеек относительно оси трубки, что обычно описывают двумя целыми числами  $(n_1, n_2)$ , где  $n_1 > 0$  и  $0 \leq n_2 \leq n_1$ . Эти индексы связаны с плоской решеткой Браве для исходного слоя из атомов Au, сворачиванием которого получают указанные трубки. Внешний вид слоя и способ построения из него золотых нанотрубок приведены, например, на рис. 1 в работе [16].

Нанотрубки  $(n_1, n_2)$  обладают винтовой  $S(h_z, \omega)$  симметрией в виде повторяющихся операций сдвига на величину

$$h_z = \frac{n\sqrt{3}d_{\text{Au-Au}}}{2(n_1^2 + n_2^2 + n_1n_2)^{1/2}} \quad (1)$$

вдоль цилиндрической оси  $z$  с одновременным поворотом на угол

$$\omega = \pm 2\pi \frac{p_1n_1 + p_2n_2 + (p_2n_1 + p_1n_2)/2}{n_1^2 + n_2^2 + n_1n_2} \quad (2)$$



**Рис. 1.** Трансляционная ячейка золотой нанотрубки Au (8, 0).

вокруг этой оси. (Целые числа  $p_1$  и  $p_2$  находят из уравнения  $p_2 n_1 - p_1 n_2 = n$ , где  $n$  – наибольший общий делитель  $n_1$  и  $n_2$ ). Трубки  $(n, n)$  и  $(n, 0)$  обладают инверсионной симметрией и поэтому ахиральны. Для других трубок характерна правая или левая винтовая ось. Положительные и отрицательные знаки  $\omega$  соответствуют трубкам с положительной (правой) и отрицательной (левой) спиральностью.

Хиральные нанотрубки обладают рядом интересных свойств, которые отсутствуют у ахиральных соединений. Как показали недавние расчеты золотых нанотрубок, благодаря винтовой геометрии хиральной нанотрубки прохождение в ней постоянного электрического тока в направлении оси нанотрубки сопровождается циклическим вращением электронов вокруг этой оси и, как следствие, образованием сильного постоянного магнитного поля в ее внутренней области [16]. Прохождение переменного электрического тока приводит к генерированию переменного электромагнитного поля, а сама нанотрубка становится соленоидной наноантенной, излучающей в рентгеновском диапазоне [17]. Под действием внешнего переменного магнитного поля возникает отклик электронов золотых хиральных трубок в виде индуцированной электродвижущей силы, при этом нанотрубки ведут себя как рамочные наноантенны, принимающие в рентгеновской области [18].

В однопериодических спиральных объектах возможно образование спиновых токов, причем перемещающиеся спины также становятся хиральными из-за зеркальной асимметрии, зависящей от взаимной ориентации спина и одномерного импульса  $k$  [19–26]. Электроны со спинами определенной направленности перемещаются сквозь хиральный материал той же направленности на большие расстояния и, наоборот, различие между спиральностью соединения и спина электрона уменьшает подвижность электрона, что приводит к формированию спин-зависимых токов. Простейшее объяснение этого состоит в том, что вероятность  $\tau_{\uparrow\uparrow}$  прохождения/туннелирования электронов сквозь винтовой хиральный потенциальный барьер больше, когда спиральности потенциального барьера и спина параллельны, по сравнению с вероятностью  $\tau_{\uparrow\downarrow}$ , когда они антипараллельны ( $\tau_{\uparrow\uparrow} > \tau_{\uparrow\downarrow}$ ) [27–34]. Этот эффект, называемый спиновой селективностью, индуцированной хиральностью, с успехом используется для спин-зависимого переноса электронов в материалах, для фильтрации электронов с разными спинами и для новых способов записи и передачи информации в квантовых вычислениях.

Цель настоящей работы – теоретическое моделирование спиновой селективности электропроводности золотых хиральных нанотрубок с помощью метода линеаризованных присоеди-

ненных цилиндрических волн (ЛПЦВ). В предыдущих работах [35, 36] с помощью этого метода была изучена спиновая селективность платиновых и углеродных нанотрубок.

## РАСЧЕТНАЯ ЧАСТЬ

Метод ЛПЦВ, подробно описанный в [37], представляет собой распространение релятивистского метода линеаризованных присоединенных плоских волн на цилиндрические многоатомные системы. Он основан на использовании двухкомпонентного гамильтониана:

$$H = -\Delta + V(r) + (1/c^2)\boldsymbol{\sigma}[(\nabla V(r) \times \mathbf{p})], \quad (3)$$

где первые два слагаемых – нерелятивистская компонента гамильтониана, а третье – оператор спин-орбитальной связи  $H_{S-O}$ . Для электронного потенциала  $V(\mathbf{r})$  в области атомов используют его сферически-симметричную часть  $V(r)$ , а обменное взаимодействие рассчитывают с помощью слейтеровского  $\rho^{1/3}$ -потенциала. В межатомном пространстве потенциал считается постоянным.

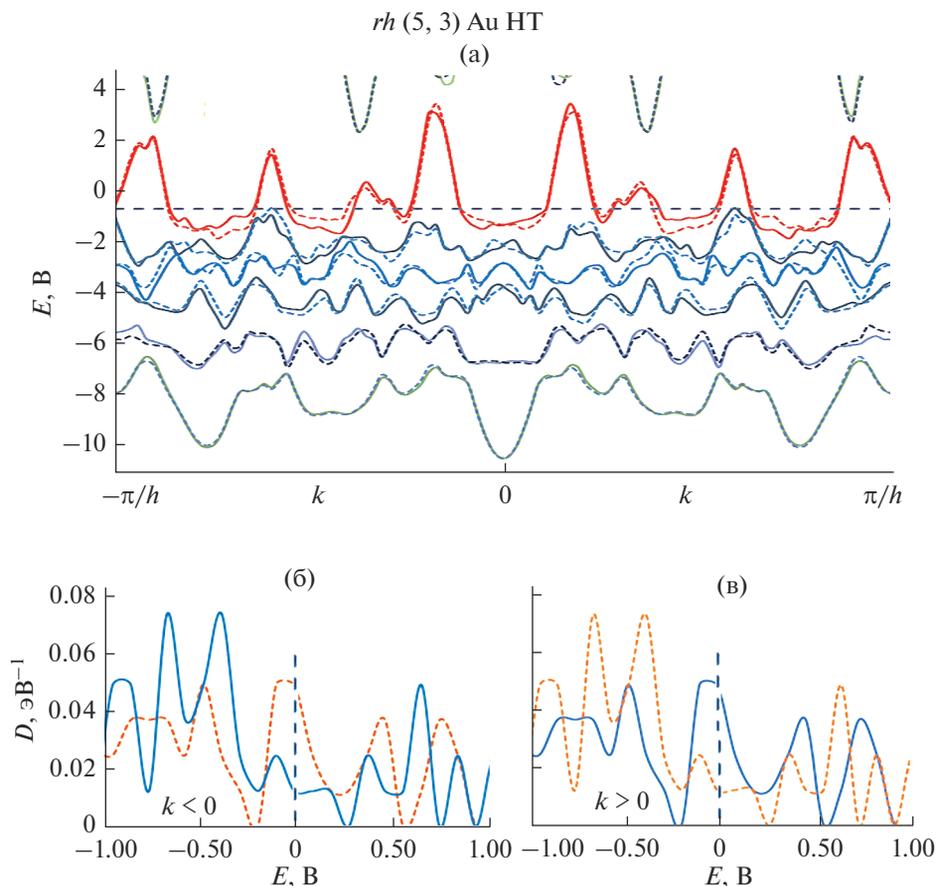
Хиральные нанотрубки содержат огромное число атомов в трансляционных ячейках. Однако с учетом винтовой  $S(h_z, \omega)$ -симметрии удается свести минимальную ячейку любой одностенной золотой нанотрубки к одному атому, что позволяет применить расчетный метод к любой трубке независимо от ее геометрии. Свойства симметрии используют при записи базисных функций и вычислении матричных элементов гамильтониана (1), как это подробно описано в [37]. В результате расчетов собственные состояния электронов определяются их спином и волновым вектором  $-\pi/h_z \leq k \leq \pi/h_z$ , соответствующим винтовым трансляциям.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Начнем обсуждение с результатов расчета праввинтовой ( $rh$ ) спиральной нанотрубки (5, 3), зонная структура и плотность состояний которой показаны на рис. 2. Дисперсионные кривые и спиновая плотность состояний антисимметричны относительно замены  $k$  на  $-k$ :

$$E_\alpha(k) = E_\beta(-k), \quad (4)$$

т.е. при изменении знака волнового вектора  $k$  энергия электрона сохраняется, а поляризация спина меняется на противоположную. С одним атомом на минимальную ячейку и электронной конфигурацией атома  $Au 5d^{10}6s^1$  результаты представляются в простом виде с десятью заполненными спин-зависимыми дисперсионными кривыми валентной зоны, над которыми расположены две полузаполненные ветви зоны проводимости. Спин-орбитальная связь проявляется как расщепление нерелятивистских уровней, которое для области Ферми достигает 0.5 эВ. Преоблада-



**Рис. 2.** Зонная структура (а) и плотность состояний (б, в) правовинтовой ( $rh$ ) спиральной золотой нанотрубки (Au НТ) (5, 3), представленные для полной зоны Бриллюэна с волновыми векторами  $k < 0$  и  $k > 0$ . Здесь и далее сплошные и штриховые линии соответствуют состояниям со спинами  $\alpha$  и  $\beta$ , а начало отсчета энергии выбрано на уровне Ферми.

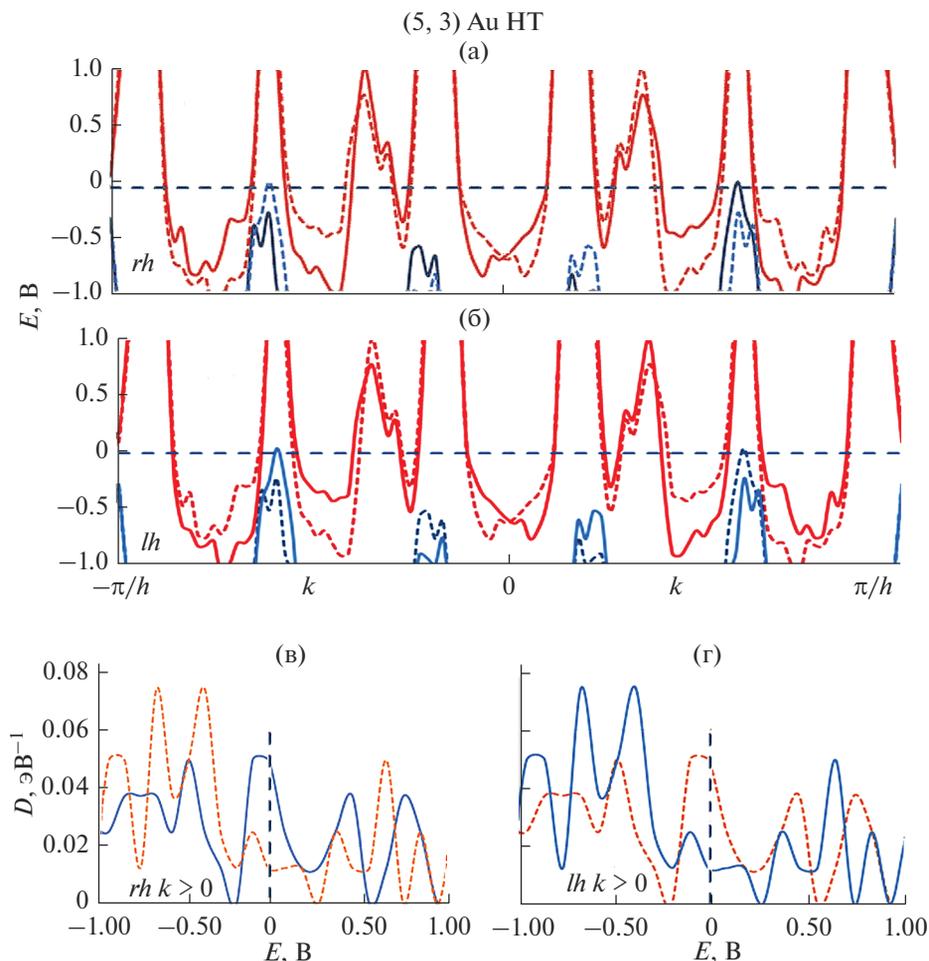
ющие поляризации спинов для расщепленных пар полос противоположны. При  $k > 0$  спин вверх ( $\alpha$ ) соответствует случаю, когда спиральности правовинтовой нанотрубки и спина совпадают, а спин вниз ( $\beta$ ), когда они противоположны. Спин-зависимая плотность состояний для электронов со спином вверх  $N(\alpha)|_{k > 0}$  и спином вниз  $N(\beta)|_{k > 0}$  для положительных значений волнового вектора  $k > 0$  соответствует потоку электронов в положительном направлении оси  $z$ . Для противоположного направления ( $z < 0$ ) значения  $N(\alpha)|_{k < 0}$  и  $N(\beta)|_{k < 0}$  находят из соотношений:

$$N(\alpha)|_{k < 0} = N(\beta)|_{k > 0}, \quad N(\beta)|_{k < 0} = N(\alpha)|_{k > 0}, \quad (5)$$

согласно которым плотность состояний не меняется при одновременном изменении направления движения электронов и их спинов.

Спиновые токи в направлении  $z > 0$  для электронов со спинами  $\alpha$  и  $\beta$  пропорциональны произведению плотности состояний электронов с данным спином на уровне Ферми  $N_F(\alpha)|_{k > 0}$  и  $N_F(\beta)|_{k > 0}$  и вероятности туннелирования/прохождения электронов сквозь хиральные потенциальные

барьеры  $I(\alpha)_{z > 0} \sim \tau_{\uparrow\uparrow} N_F(\alpha)|_{k > 0}$  и  $I(\beta)_{z > 0} \sim \tau_{\uparrow\downarrow} N_F(\beta)|_{k > 0}$  (спиральности правовинтовой нанотрубки и  $\alpha$ -спина параллельны, для  $\beta$ -спина антипараллельны). Для правовинтовой золотой нанотрубки (5, 3)  $N_F(\alpha)|_{k > 0} = 0.050$  состояний/эВ больше, чем  $N_F(\beta)|_{k > 0} = 0.012$  состояний/эВ, т.е. концентрация подвижных электронов со спином  $\alpha$  в четыре раза больше, чем со спином  $\beta$ , для положительного направления оси  $z$ . Кроме того, при  $z > 0$  вероятность прохождения электронов сквозь хиральный барьер больше для  $\alpha$ -спинов ( $\tau_{\uparrow\uparrow}$ ), чем для  $\beta$ -спинов ( $\tau_{\uparrow\downarrow}$ ). С учетом этих двух факторов (концентрации подвижных электронов с разными спинами и вероятности их прохождения сквозь винтовые потенциальные барьеры) можно ожидать, что в правовинтовой золотой нанотрубке (5, 3) для положительного направления оси  $z$  плотность тока  $I(\alpha)|_{z > 0}$  будет на порядок превосходить величину  $I(\beta)|_{z > 0}$ . Для обратного направления ( $z < 0$ ) во столько же раз плотность тока  $I(\beta)|_{z < 0}$  будет больше, чем  $I(\alpha)|_{z < 0}$ , т.е. будет доминировать транспорт  $\beta$ -электронов.



**Рис. 3.** Дисперсионные кривые и плотность состояний для области уровня Ферми в правовинтовом (*rh*) (а, в) и левовинтовом (*lh*) (б, г) энантиомерах золотой нанотрубки (5, 3).

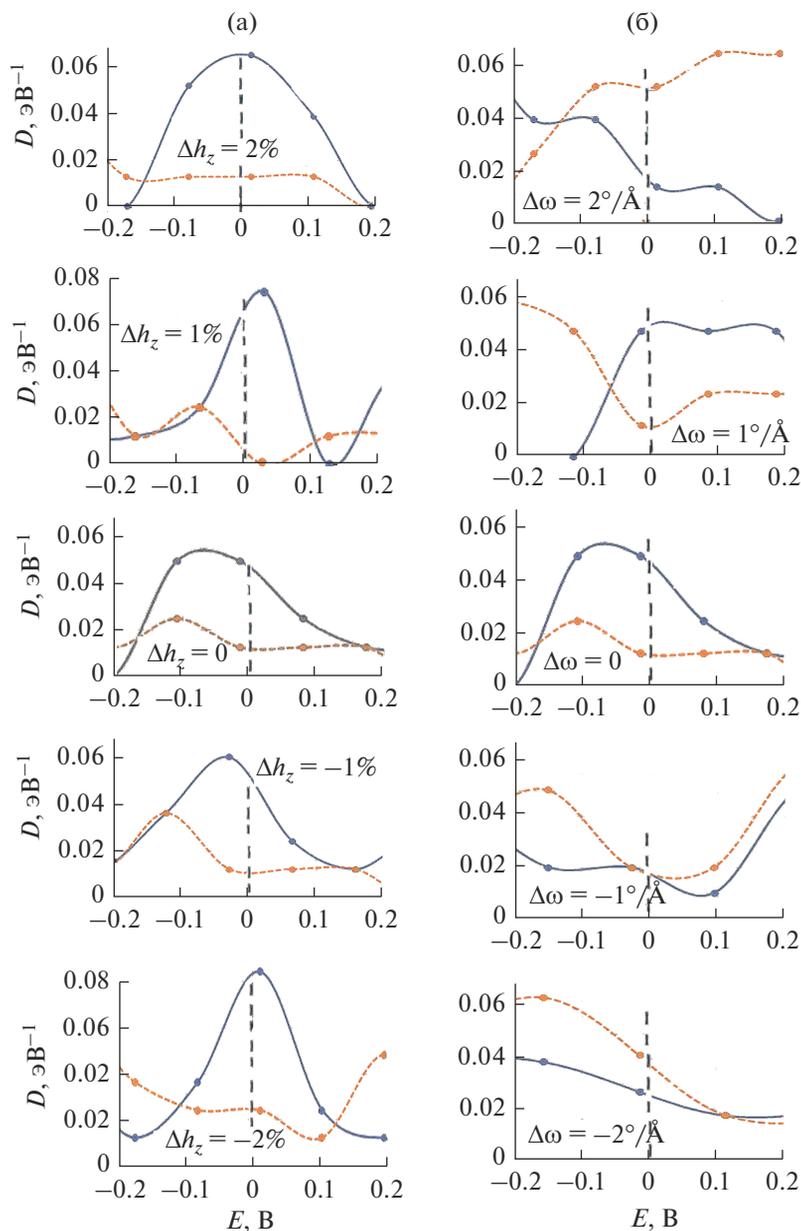
С помощью такой нанотрубки можно реализовать перенос электронов с разными спинами в противоположных направлениях [38, 39]. Для этого требуется подать на нанотрубку переменное напряжение  $U$ , выбрав его знак так, чтобы в течение времени  $T$  электроны перемещались в направлении  $z$ ; при этом будет доминировать перенос  $\alpha$ -электронов. Затем на такое же время  $T$  следует сменить напряжение на противоположное  $-U$ , чтобы направить поток  $\beta$ -электронов в направлении  $-z$ . Тогда за период  $2T$  в системе будет нулевой суммарный перенос заряда, но переменное поле обеспечит транспорт электронов с разными спинами в противоположных направлениях.

Результаты расчетов электронной структуры правовинтовой нанотрубки *rh* (5, 3) легко преобразуются в зонные структуры и плотность состояний левовинтового аналога *lh* (5, 3) (рис. 3б, 3г). Для этого достаточно поменять местами сплошные и штриховые линии на рис. 3а и 3в. Для левовинтового энантиомера трубки *lh* (5, 3) и положительного направления  $z$  уже  $N_{\text{F}}(\beta)|_{k>0}$  в четыре ра-

за больше, чем  $N_{\text{F}}(\alpha)|_{k>0}$ . Отсюда следует, что для левовинтовой золотой нанотрубки (5, 3) в положительном направлении оси  $z$  транспорт электронов со спинами  $\beta$  будет преобладать по сравнению со спинами  $\alpha$ , а электроны с  $\alpha$ -спинами — в противоположном направлении.

Деформация золотых нанотрубок возмущает их зонную структуру, в частности их спиновые свойства, что представляет интерес с точки зрения применения трубок в наноэлектромеханических системах [40]. На рис. 4 продемонстрирован отклик электронной структуры правовинтовой нанотрубки (5, 3) на моды осевого растяжения ( $\Delta h_z > 0$ ) и сжатия ( $\Delta h_z < 0$ ), а также кручения с увеличением ( $\Delta\omega > 0$ ) и уменьшением ( $\Delta\omega < 0$ ) спиральности трубки.

При сжатии и растяжении трубки в пределах  $|\Delta h_z| \leq 2\%$  сохраняется преобладание электронов с  $\alpha$ -спином на уровне Ферми. При этом наблюдается даже рост плотности состояний  $N_{\text{F}}(\alpha)|_{k>0}$  до 0.07 и 0.08  $\text{эВ}^{-1}$  при  $\Delta h_z = 1$  и  $-2\%$ . Плотность со-



**Рис. 4.** Изменение плотности спиновых состояний на уровне Ферми правовинтовой золотой нанотрубки (5, 3) в зависимости от амплитуды и знака аксиальной  $\Delta h_z$  (а) и крутильной  $\Delta\omega$  (б) деформаций.

стояний  $N_F(\beta)|_{k>0}$  не возрастает, а убывает практически до нуля вблизи  $\Delta h_z = 1\%$ , что должно приводить к усилению спиновой селективности проводимости. Скручивание трубки вызывает сильное возмущение плотности спиновых состояний; при  $\Delta\omega = \pm 2^\circ/\text{\AA}$  на уровне Ферми уже  $N_F(\beta)|_{k>0}$  больше, чем  $N_F(\alpha)|_{k>0}$ , и с помощью крутильных деформаций можно управлять переносом спинов через золотую нанотрубку (5, 3).

На рис. 5 приведена спиновая плотность состояний  $N(\alpha)|_{k>0}$  и  $N(\beta)|_{k>0}$  вблизи уровня Ферми и  $k > 0$  для трех других хиральных нанотрубок (5,  $n_2$ ).

Можно видеть, что для трубок (5, 1) и (5, 2) значения  $N_F(\beta)|_{k>0}$  в 2–5 раз больше, чем  $N_F(\alpha)|_{k>0}$ . Однако для направления оси  $z$  подвижность  $\beta$  меньше, чем у электронов с  $\alpha$ -спином ( $\tau_{\downarrow} < \tau_{\uparrow}$ ). Эти два фактора взаимно ослабляют спиновую селективность, которая в результате для них должна быть слабее, чем для трубки (5, 3). Для нанотрубки (5, 4) значения  $N_F(\alpha)|_{k>0}$  и  $N_F(\beta)|_{k>0}$  практически совпадают, и результирующий эффект определяется только отношением  $\tau_{\uparrow} > \tau_{\downarrow}$ , благоприятствующим преимущественному транспорту  $\alpha$ -электронов.

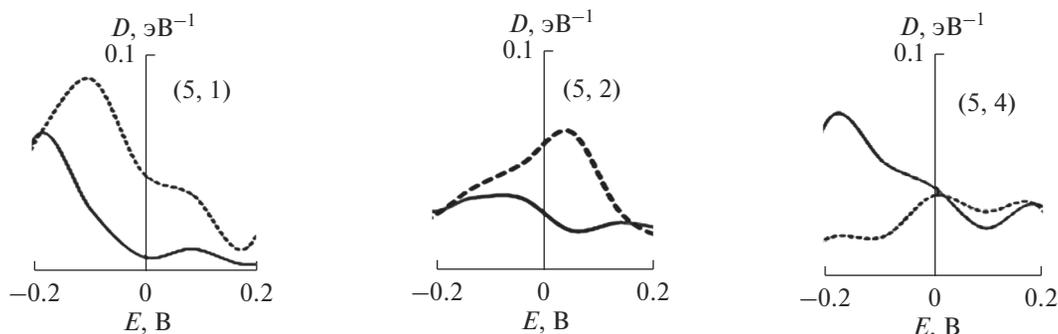


Рис. 5. Спиновая плотность состояний в области уровня Ферми  $N(\alpha)|_{k>0}$  и  $N(\beta)|_{k>0}$  для нанотрубок (5, 1), (5, 2) и (5, 4).

Таблица 1. Спиновая плотность состояний, полная плотность состояний и спиновая поляризуемость состояний на уровне Ферми в хиральных золотых нанотрубках  $(5, n_2)$  и  $(10, n_2)$

Au НТ	$N_F(\alpha) _{k>0}$ , эВ <sup>-1</sup>	$N_F(\beta) _{k>0}$ , эВ <sup>-1</sup>	$N_F$ , эВ <sup>-1</sup>	$P_F$
Au (5, $n_2$ )				
(5, 1)	0.01	0.045	0.055	-0.035
(5, 2)	0.025	0.06	0.085	-0.035
(5, 3)	0.05	0.01	0.06	0.04
(5, 4)	0.04	0.04	0.08	0.00
Au (10, $n_2$ )				
(10, 1)	0.01	0.045	0.055	-0.035
(10, 2)	0.03	0.055	0.085	-0.025
(10, 3)	0.03	0.03	0.06	0.0
(10, 4)	0.045	0.035	0.08	0.01
(10, 5)	0.05	0.04	0.09	0.01
(10, 6)	0.03	0.05	0.08	-0.02
(10, 7)	0.04	0.04	0.08	0.0
(10, 8)	0.05	0.05	0.10	0.0
(10, 9)	0.05	0.05	0.10	0.0

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, для высокой спиновой селективности проводимости требуется неотрицательная, а еще лучше большая положительная спиновая поляризуемость  $P_F = N_F(\alpha)|_{k>0} - N_F(\beta)|_{k>0} \geq 0$ . В ряду золотых нанотрубок  $(5, n_2)$  и  $(10, n_2)$  более всего этому условию удовлетворяют соединения (5, 3), (10, 4) и (10, 5) с  $P_F > 0$ , а также (5, 4), (10, 3), (10, 7), (10, 8) и (10, 9) с  $P_F \approx 0$  (табл. 1). Параметры геометрического строения для этих нанотрубок приведены в [41].

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-23-00154, <https://rscf.ru/project/22-23-00154/>

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kondo Y. // Science. 2000. V. 289. P. 606. <https://doi.org/10.1126/science.289.5479.606>
2. Oshima Y., Onga A., Takayanagi K. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 205503. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.205503>
3. Bridges C.R., DiCarmine P.M., Fokina A. et al. // J. Mater. Chem. A. 2013. V. 1. P. 1127. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.205503>
4. Hendren W.R., Murphy A., Evans P. et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2008. V. 20. P. 362203. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/20/36/362203>
5. Wang H.W., Shieh C.F., Chen H.Y. et al. // Nanotechnology. 2006. V. 17. P. 2689. <https://doi.org/10.1088/0957-4484/17/10/041>
6. Bridges C.R., DiCarmine P.M., Seferos D.S. // Chem. Mater. 2012. V. 24. P. 965. <https://doi.org/10.1021/cm203184d>
7. Shamraiz U., Raza B., Hussain H. et al. // Int. Mater. Rev. 2018. V. 64. P. 1743. <https://doi.org/10.1080/09506608.2018.1554991>
8. Kohl J., Fireman M., O'Carroll D.M. // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 235118. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.235118>
9. Wang J., Zhang C., Zhang J. et al. // Adv. Opt. Mater. 2017. V. 5. P. 1600731. <https://doi.org/10.1002/adom.201600731>
10. Ye S., Marston G., McLaughlan J.R. et al. // Adv. Funct. Mater. 2015. V. 25. P. 2117. <https://doi.org/10.1002/adfm.201404358>
11. Ye S., Marston G., Markham A.F. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1151. P. 012018. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1151/1/012018>

12. *Navyatha B., Kumar R., Nara S.A.* // *J. Environ. Chem. Eng.* 2016. V. 4. P. 924.  
<https://doi.org/10.1016/j.jece.2015.12.033>
13. *Oshima Y., Mouri K., Hirayama H. et al.* // *J. Phys. Soc. Jpn.* 2006. V. 75. P. 053705.  
<https://doi.org/10.1143/jpsj.75.053705>
14. *Del Valle M., Tejedor C., Cuniberti G.* // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 74. P. 045408.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.74.045408>
15. *Manrique D.Zs., Cserti J., Lambert C.J.* // *Phys. Rev. B.* 2010. V. 81. P. 073103.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.073103>
16. *D'yachkov E.P., D'yachkov P.N.* // *J. Phys. Chem. C.* 2019. V. 123. P. 26005.  
<https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.9b07610>
17. *D'yachkov P.N.* // *Chem. Phys. Lett.* 2020. V. 752. P. 137542.  
<https://doi.org/10.1016/j.cplett.2020.137542>
18. *D'yachkov P.N.* // *Chem. Phys. Lett.* 2021. V. 782. P. 139032.  
<https://doi.org/10.1016/j.cplett.2021.139032>
19. *Yang S.H.* // *Appl. Phys. Lett.* 2021. V. 16. P. 120502.  
<https://doi.org/10.1063/5.0039147>
20. *Yang S.H., Naaman R., Paltiel Y. et al.* // *Nat. Rev. Phys.* 2021. V. 3. P. 328.  
<https://doi.org/10.1038/s42254-021-00302-9>
21. *Michaeli K., Kantor-Uriel N., Naaman R. et al.* // *Chem. Soc. Rev.* 2016. V. 45. P. 6478.  
<https://doi.org/10.1039/C6CS00369A>
22. *Bercioux D., Lucignano P.* // *Rep. Prog. Phys.* 2015. V. 78. P. 106001.  
<https://doi.org/10.1088/0034-4885/78/10/106001>
23. *Naaman R., Waldeck D.H.* // *Annu. Rev. Phys. Chem.* 2015. V. 66. P. 263.  
<https://doi.org/10.1146/annurev-physchem-040214-121554>
24. *Waldeck D.H., Naaman R., Paltiel Y.* // *APL Mater.* 2021. V. 9. P. 040902.  
<https://doi.org/10.1063/5.0049150>
25. *Yeom J.* // *Acc. Mater. Res.* 2021. V. 2. P. 471.  
<https://doi.org/10.1021/accountsmr.1c00059>
26. *Yang X., van der Wal C.H., van Wees B.J.* // *Nano Lett.* 2020. V. 20. P. 6148.  
<https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.0c02417>
27. *Yeganeh S., Ratner M.A., Medina E. et al.* // *J. Chem. Phys.* 2009. V. 131. P. 014707.  
<https://doi.org/10.1063/1.3167404>
28. *Gutierrez R., Díaz E., Naaman R. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 85. P. 081404.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.081404>
29. *Gutierrez R., Díaz E., Gau C. et al.* // *J. Phys. Chem. C.* 2013. V. 117. P. 22276.  
<https://doi.org/10.1021/jp401705x>
30. *Eremko A.A., Loktev V.M.* // *Phys. Rev. B.* 2013. V. 88. P. 165409.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.165409>
31. *Yang X., van der Wal C.H., van Wees B.J.* // *Phys. Rev. B.* 2019. V. 99. P. 024418.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.024418>
32. *Dalum S., Hedegård P.* // *Nano Lett.* 2019. V. 19. P. 5253.  
<https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.9b01707>
33. *Rahman W., Firouzeh S., Mujica V. et al.* // *ACS Nano.* 2020. V. 14. P. 3389.  
<https://doi.org/10.1021/acsnano.9b09267>
34. *Ghazaryan A., Paltiel Y., Lemeshko M.* // *J. Phys. Chem. C.* 2020. V. 124. P. 11716.  
<https://doi.org/10.1021/acs.jpcc.0c02584>
35. *D'yachkov P.N., Lomakin N.A.* // *Russ. J. Inorg. Chem.* 2023. V. 68. № 4. P. 424.  
<https://doi.org/10.1134/S0036023622602823>
36. *D'yachkov E.P., Lomakin N.A., D'yachkov P.N.* // *Russ. J. Inorg. Chem.* 2023. V. 68. № 7.
37. *D'yachkov P.N.* Quantum chemistry of nanotubes: electronic cylindrical waves. 2019. London: CRC Press, Taylor and Francis, 212 p.
38. *Shih P.-H., Gumbs G., Huang D. et al.* // *J. Appl. Phys.* 2022. V. 132. P. 154302.  
<https://doi.org/10.1063/5.0107527>
39. *Manchon A., Koo H.C., Nitta J. et al.* // *Nat. Mater.* 2015. V. 14. P. 871.  
<https://doi.org/10.1038/nmat4360>
40. *Craighead H.G.* *Science.* 2000. V. 290. P. 1532.  
<https://doi.org/10.1126/science.290.5496.1532>
41. *D'yachkov P.N., D'yachkov E.P.* // *Russ. J. Inorg. Chem.* 2020. V. 65. P. 1196.  
<https://doi.org/10.1134/S0036023620070074>