



<http://dx.doi.org/10.35596/1729-7648-2022-20-2-13-20>

Оригинальная статья
Original paper

УДК 537.312.6

КОСВЕННОЕ ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ

А.Л. ДАНИЛЮК¹, А.В. КУХАРЕВ², В.А. ЗАЙЦЕВ¹, С.Л. ПРИЩЕПА¹

¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
(г. Минск, Республика Беларусь)

²Витебский государственный университет им. П.М. Машерова (г. Витебск, Республика Беларусь)

Поступила в редакцию 27 августа 2021

© Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, 2022

Аннотация. Наноструктурированные магнитные композиты на основе углеродных нанотрубок (УНТ) и ферромагнитных наночастиц (ФНЧ) представляют большой интерес как с прикладной, так и с фундаментальной точек зрения. В частности, одной из особенностей УНТ с ФНЧ является возможность магнитного взаимодействия наночастиц посредством проводящей среды УНТ. Для детального описания этого особого типа взаимодействия – косвенного обменного взаимодействия – необходимо установить взаимосвязь между макроскопическими и микроскопическими параметрами физической системы. В наноструктурированных ферромагнетиках эти зависимости описываются в рамках модели случайной намагниченности, в которой спиновая система и, следовательно, основные макроскопические характеристики (коэрцитивность, восприимчивость, намагниченность насыщения) определяются такими микроскопическими параметрами, как константа обменного взаимодействия, намагниченности ФНЧ, константа локальной магнитной анизотропии и размер магнитного зерна. В данной работе, на основе полученных ранее микроскопических параметров нанокompозитов УНТ – ФНЧ рассматривается возможность получения дальнедействующих магнитных корреляций посредством косвенного обменного взаимодействия (КОВ) между ФНЧ, встроенными внутрь многостенной УНТ (МУНТ). Используется модельный гамильтониан, учитывающий диаметр, хиральность, химический потенциал и спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) в системе. Причина возникновения заметного СОВ в УНТ – кривизна трубок, которая усиливает СОВ по сравнению с графеном, а также возможные дефекты и наличие ФНЧ. КОВ реализуется посредством p -электронов внутренней стенки МУНТ. Рассчитывается распределение спиновой восприимчивости вдоль оси МУНТ и показано, что при условии попадания химического потенциала в щель, открываемую СОВ, реализуется дальнедействующий магнитный порядок. Когерентность реализуется на расстояния до единиц микрон. Предложенный подход позволил также оценить энергию обменного взаимодействия между ФНЧ, относящимся к одной УНТ. Полученные результаты указывают на перспективность применения УНТ – ФНЧ нанокompозита в углеродной спинтронике.

Ключевые слова: углеродные нанотрубки, ферромагнитные наночастицы, косвенное обменное взаимодействие, модельный гамильтониан, спин-орбитальное взаимодействие.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Для цитирования. Данилюк А.Л., Кухарев А.В., Зайцев В.А., Прищеп С.Л. Косвенное обменное взаимодействие в углеродных нанотрубках. Доклады БГУИР. 2022; 20(2): 13-20.

INDIRECT EXCHANGE COUPLING IN CARBON NANOTUBES

ALEXANDER L. DANILYUK¹, ANDREI V. KUKHAREV², ULADZIMIR ZAITSAU¹,
SERGHEJ L. PRISCHEPA¹

¹Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, Republic of Belarus

²Vitebsk State University named after P.M. Masherov, Vitebsk, Republic of Belarus

Submitted 27 August 2021

© Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, 2022

Abstract. Nanostructured magnetic composites based on carbon nanotubes (CNTs) and ferromagnetic nanoparticles (FNPs) are of great interest both from an applied and fundamental point of view. In particular, one of the features of CNTs with FNPs is the possibility of magnetic interaction of nanoparticles through the conducting medium of CNTs. For a detailed description of this special type of interaction, which is the indirect exchange coupling, it is necessary to establish the relationship between the macroscopic and microscopic parameters of the physical system. In nanostructured ferromagnets, these dependences are described within the framework of a random magnetization model in which the spin system and, consequently, the main macroscopic characteristics (coercivity, susceptibility, and saturation magnetization) are determined by such microscopic parameters as the exchange interaction constant, the FNP magnetization, the local magnetic anisotropy constant, and the grain size. In this paper, on the basis of the previously obtained microscopic parameters of CNT – FNP nanocomposites, the possibility of obtaining long-range magnetic correlations through the indirect exchange coupling (IEC) between FNP embedded inside a multi-wall CNT (MWCNT) is considered. A model Hamiltonian is used that takes into account the diameter, chirality, chemical potential and spin-orbit interaction (SOI) in the system. The reason for the appearance of a noticeable SOI in CNTs is the curvature of the tubes, which significantly increases the SOI compared to graphene, as well as possible defects and the presence of FNP. IEC is realized by means of p -electrons of the inner wall of the MWCNT. The propagation of the spin susceptibility along the MWCNT axis is calculated and it is shown that a long-range magnetic order is realized under the condition that the chemical potential enters the gap opened by the SOI. Coherence is realized at distances up to micrometers. The proposed approach also made it possible to estimate the energy of the exchange interaction between the FNP belonging to one CNT. The results obtained indicate the prospects for the use of CNT– FNP nanocomposites in carbon spintronics.

Keywords: carbon nanotubes, ferromagnetic nanoparticles, indirect exchange coupling, model hamiltonian, spin-orbit interaction.

Conflict of interests. The authors declare no conflict of interests.

For citation. Danilyuk A.L., Kukharev A.V., Zaitsau U.A., Prischepa S.L. Indirect Exchange Coupling in Carbon Nanotubes. Doklady BGUIR. 2022; 20(2): 13-20.

Введение

В течение длительного времени наночастицы ферромагнитного материала представляют интерес для исследователей, так как являются перспективными в системах записи информации высокой плотности [1], биомедицине и адресной доставке лекарств в организме человека [2] как составляющие части постоянных магнитов [3]. Ферромагнитные наночастицы (ФНЧ), локализованные внутри углеродных нанотрубок (УНТ), представляют особый класс нанокомпозитов, в которых магнитные свойства определяются не только размером и магнитными характеристиками ФНЧ, но их локализацией относительно многостенных УНТ (МУНТ) (снаружи, внутри или между стенок) и природой связи ФНЧ через УНТ-среду [4]. Другими словами, электронные свойства МУНТ оказываются крайне важными для определения общих магнитных свойств МУНТ – ФНЧ нанокомпозита, что дает возможность рассматривать их в качестве модельного объекта для изучения магнитного взаимодействия ФНЧ через

проводящую среду МУНТ. Для получения количественной информации об этом взаимодействии необходимо выявить связи между макроскопическими и микроскопическими магнитными параметрами системы. В наноструктурированных ферромагнетиках эти зависимости описываются в рамках модели случайной намагниченности [5, 6]. В работах [4, 7] на основе анализа закона выхода на насыщение ФНЧ – МУНТ нанокomпозитов с наночастицами цементита, локализованными строго внутри нанотрубок, были получены такие параметры, как обменное поле и поле магнитной анизотропии, эффективная константа магнитной анизотропии, константы Блоха и обменная. При этом важно подчеркнуть тот факт, что ФНЧ были размером не более 30 нм в диаметре, что для цементита означает однодоменность. Были также получены корреляционные функции осей магнитной анизотропии [4, 7]. Все эти исследования были проведены для разной концентрации ФНЧ, которая задается однозначно параметрами синтеза [4, 7–10]. Было получено, что для малой концентрации ФНЧ, когда они все локализованы только внутри МУНТ, поле обменного взаимодействия является довольно высоким, $H_{ex} \approx 4$ кЭ [7, 10]. Кроме того, длина когерентности осей магнитной анизотропии, полученная из анализа закона выхода намагниченности на насыщение, является макроскопически большой и достигает значений 200 нм, что совпадает со средним расстоянием между ФНЧ в нанотрубке [7].

Наиболее вероятной причиной обнаруженного в работе [7] дальнего магнитного порядка является косвенное обменное взаимодействие (КОВ) между ФНЧ через проводящие электроны УНТ [10].

Это взаимодействие типа Рудерман – Киттель – Касуйя – Иосида (РККИ) обуславливается p -электронами внутренней углеродной стенки. Однако до настоящего времени в литературе отсутствуют исследования механизмов РККИ в МУНТ, в которых ФНЧ локализованы только внутри нанотрубок и среднее расстояние между ФНЧ составляет сотни нанометров. Следует отметить, что КОВ в низкоразмерных системах может быть усилено спин-орбитальным взаимодействием (СОВ), которое увеличивает статическую спиновую восприимчивость [11]. Известно, что СОВ в одностенных УНТ диаметром 1 нм может вызывать дальнее РККИ взаимодействие [12]. Для этого необходимо, чтобы уровень Ферми E_F был сдвинут в щель, открываемую СОВ. Такой сдвиг можно реализовать приложением электрического поля или легированием УНТ. Как было показано в работе [12], для УНТ диаметром $D = 0,9$ нм требуется сдвиг уровня Ферми на величину $E_F \approx 0,47$ эВ. Это достаточно большое значение, которое сложно реализовать при проведении эксперимента.

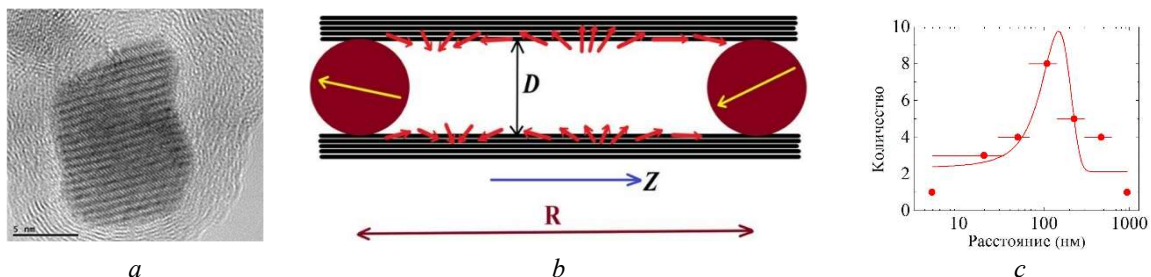


Рис. 1. Фотография ФНЧ внутри МУНТ, полученная с помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (а); схематическое изображение изучаемой системы (две ФНЧ с почти параллельной ориентацией намагниченности встроены внутрь МУНТ; показана эволюция в ориентации электронных спинов вдоль оси Z) (б); распределение расстояний между соседними ФНЧ внутри одной МУНТ (с)

Fig. 1. High resolution transmission electron microscopy photo of a FNP inside MWCNT (a); schematic illustration of the studied system (two FNCs with almost parallel magnetizations are embedded in MWCNT; the evolution of electron spins along the Z axis is shown) (b); distribution of distances between neighboring FNCs within one MWCNT (c)

Целью данной работы является исследование возможности возникновения дальнего РККИ взаимодействия в полупроводниковых МУНТ как основы дальнедействующих корреляций осей магнитной анизотропии ФНЧ, встроенных в МУНТ. Представлены результаты моделирования РККИ взаимодействия в МУНТ в зависимости от диаметра, хиральности, положения химпотенциала и значения константы СОВ.

В качестве отправной точки для моделирования использовалась модель Клиновой – Лосса для одностенных УНТ [12, 13]. Предполагается, что основной вклад в РККИ взаимодействие вносят p -электроны внутренней стенки МУНТ, которая контактирует с однодоменной ФНЧ из цементита. Проводимость внутренней стенки сравнима с проводимостью наружной, а междустеночное сопротивление гораздо выше, чем внутри стенок, поскольку нарушена когерентность между π -орбиталями соседних стенок [14]. Диаметр ФНЧ определяется внутренним диаметром УНТ и находится в пределах 20–30 нм. Пример встроенной ФНЧ цементита внутрь УНТ показан на рис. 1, *a*. На рис. 1, *b* схематически изображены 2 ФНЧ внутри МУНТ. Среднее расстояние между ближайшими ФНЧ составляет 150–200 нм, как было установлено авторами при анализе на просвечивающем электронном микроскопе расстояния между соседними ФНЧ, принадлежащими одной МУНТ (рис. 1, *c*).

Модель

Рассматривается полупроводниковая МУНТ с внутренним диаметром D и индексами хиральности внутренней УНТ (m, n), причем $m > n > 0$. Ось Z направлена вдоль оси УНТ. РККИ взаимодействие описывается статической спиновой восприимчивостью свободных электронов χ , которая входит в модельный обменный гамильтониан [15]. Рассматриваются только электроны проводимости внутренней стенки. Учитывается также вклад СОВ, которое может быть на порядок больше, чем у графена, за счет разных факторов, таких как кривизна УНТ, дефекты или примесные состояния УНТ, наличие ФНЧ. Чтобы определить эволюцию спиновой восприимчивости p -электронов вдоль оси Z в присутствии СОВ, рассматривали следующее уравнение [12]:

$$\chi(z) = \chi_0 \left[\text{si}(k_{+,+} \cdot |z|) + \text{si}(k_{-,-} \cdot |z|) + 2 \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{R}) \text{si}(k_{-,+} \cdot |z|) \right], \quad (1)$$

где $\chi_0 = a^2 k_G / \hbar v_F$, v_F – скорость Ферми, $k_G \approx 2N / 3D (N = (m - n) \bmod 3)$ – квантованный импульс в циркулярном направлении, a – постоянная решетки, \hbar – постоянная Планка; \mathbf{K} – точка Дирака в спектре УНТ; \mathbf{R} – расстояние между локализованными магнитными моментами (его проекция на ось Z); z – расстояние вдоль оси Z ; интеграл синуса определяется как функция

$$\text{si}(x) = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt - \frac{\pi}{2}.$$

Используя параметры [12]

$$k_{+,+} = 2k_+(E_F), \quad k_{-,-} = 0, \quad k_{-,+} = k_-(E_F) \quad (2)$$

и принимая во внимание постоянство высокочастотного периода осцилляций $\chi(z)$, который задается членом $\cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{R})$ в уравнении (1) и равен $3^{1/2} \pi D / 2m \approx 0,2 - 0,5$ нм, в дальнейшем будем рассматривать только низкочастотную огибающую осцилляций $\chi(z)$. В этом случае, с учетом (2), получаем следующее выражение:

$$\chi(z) = \chi_0 \left[\text{si}(2k_+ |z|) + 2\text{si}(2k_- |z|) \right], \quad (3)$$

где волновые векторы

$$k_{\pm} = \text{Re} \left\{ \sqrt{\frac{2k_G}{\hbar v_F} \delta_{\pm}} \right\}. \quad (4)$$

Здесь $\delta_{\pm} = E_F - \hbar v_F k_G \mp \beta_{\pm}$, а параметр $\beta_{\pm} = \alpha + \beta$ характеризует вклад СОВ, α и β – коэффициенты СОВ в гамильтониане исследуемой системы. Для УНТ они определяются как [13]

$$\beta = -\frac{\sqrt{3} \Delta_{SO} V_{pp}^{\pi} \cos(3\theta)}{3(V_{pp}^{\pi} - V_{pp}^{\sigma})(D/2a)}, \quad \alpha = \frac{\sqrt{3} \Delta_{SO} (V_{pp}^{\pi} + V_{pp}^{\sigma})}{18(V_{sp})^2 (D/2a)}, \quad (5)$$

где Δ_{SO} – константа СОВ, θ – угол хиральности. Использовались следующие фундаментальные прыжковые амплитуды в присутствии sp^2 гибридизации: $V_{pp}^\pi = -3,0$ эВ, $V_{pp}^\sigma = 5,0$ эВ, $V_{sp} = 5,6$ эВ [13].

Результаты и обсуждение

В рамках используемой модели рассчитывались значения χ как функции от E_F , Δ_{SO} и индексов хиральности (m, n) , которые определяют значения D , θ и k_G . Расчеты χ проводились в зависимости от параметра δ_\pm , величину которого можно легко подстраивать через уровень Ферми E_F . Заметим, что при $\delta_+ < 0$ and $\delta_- < 0$ величина $k_\pm = 0$, что означает отсутствие обменного взаимодействия, т. е. $\chi(z) = 0$. При $\delta_+ > 0$ and $\delta_- > 0$ наблюдается относительно быстрое затухание χ вдоль z . Наиболее важный случай дальнего действующего РККИ взаимодействия происходит, когда положение уровня Ферми такое, что $\delta_+ > 0$ и $\delta_- < 0$. В литературе эта область значений называется «внутри щели, открытой СОВ» [12]. Именно эта область параметров представляет для нас наибольший интерес.

На рис. 2 приведено поведение $\chi(z)$ для МУНТ со следующими параметрами: $(m, n) = (235, 129)$ ($D = 25$ нм, $\theta = 20,45^\circ$, $k_G = 0,027$ нм $^{-1}$), $\Delta_{SO} = 6$ мэВ. Сплошными линиями показаны зависимости спиновой восприимчивости в случае, когда уровень Ферми в точности попадает в щель, открытую СОВ, $E_F = 18$ мэВ. Пунктирными линиями приведены зависимости, когда уровень Ферми находится выше щели СОВ, $E_F = 30$ мэВ. Видно, что в последнем случае спиновая восприимчивость затухает гораздо быстрее вдоль оси УНТ.

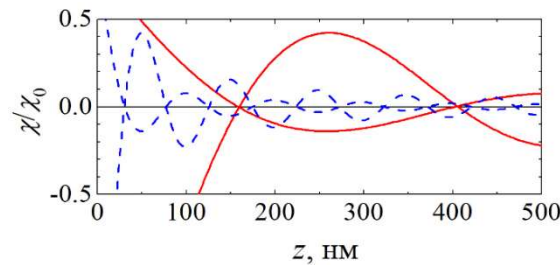


Рис. 2. Зависимость $\chi(z)$ для $E_F = 18$ мэВ (сплошные линии) и $E_F = 30$ мэВ (пунктирные линии)

Fig. 2. The $\chi(z)$ dependence for $E_F = 18$ meV (solid lines) and $E_F = 30$ meV (dashed lines)

В целом было установлено, что поведение спиновой восприимчивости вдоль оси УНТ весьма чувствительно к положению уровня Ферми. На рис. 3 показано изменение поведения $\chi(z)$ при незначительном, на первый взгляд, изменении положения уровня Ферми с 14,62 на 14,63 мэВ. Однако важно отметить, что расчеты проводились для следующих параметров УНТ: $(m, n) = (222, 221)$, $D = 30,06$ нм, $\theta = 29,93^\circ$, $k_G = 0,022$ нм $^{-1}$, $\Delta_{SO} = 6$ мэВ. В этом случае щель СОВ открывается в диапазоне 14,6164 – 14,6269 мэВ.

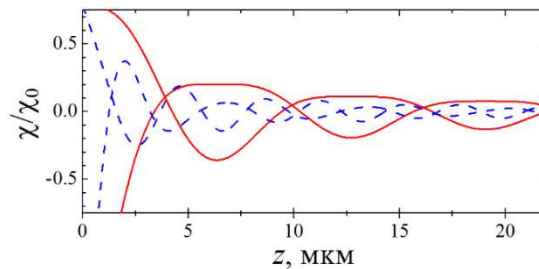


Рис. 3. Зависимость $\chi(z)$ для $E_F = 14,62$ мэВ (сплошные линии) и $E_F = 14,63$ мэВ (пунктирные линии)

Fig. 3. The $\chi(z)$ dependence for $E_F = 14.62$ meV (solid lines) and $E_F = 14.63$ meV (dashed lines)

Таким образом, в первом случае уровень Ферми находится строго в щели, открываемой СОВ, а во втором – он лежит вне ее и выше по энергии. Такая гиперчувствительность осцилляций спиновой восприимчивости к положению уровня Ферми относительно щели СОВ на практике может привести к нежелательным последствиям. Очень сложно контролировать положение E_F с такой высокой точностью, вплоть до десяти микроэлектронвольт.

Однако, как следует из рис. 3, основное падение амплитуды осцилляций $\chi(z)$ происходит на расстояниях, превышающих микроны. В то же время среднее расстояние между ФНЧ внутри УНТ не превышает 300 нм, как следует из рис. 1, с. На нанометровой шкале расстояний малые изменения E_F не приводят к заметным снижениям амплитуды осцилляций $\chi(z)$. В принципе, можно сделать значения спиновой восприимчивости менее чувствительными к сдвигу E_F путем уменьшения диаметра УНТ и, соответственно, встроенных в нее ФНЧ. Это можно реализовать вариацией параметров синтеза УНТ, что поднимет значения E_F и снизит точность его настройки в щель. Так, при диаметре УНТ 10 нм даже на расстоянии 1 мкм точность настройки E_F может достигать 10 % без существенного изменения амплитуды осцилляций $\chi(z)$.

Еще один параметр, который оказывает влияние на спиновую восприимчивость, это константа СОВ Δ_{SO} . По мере роста Δ_{SO} щель СОВ увеличивается. Рассмотрим МУНТ диаметром $D = 30,6$ нм, $(m, n) = (222, 221)$, $\theta = 29,93^\circ$, $k_G = 0,022$ нм⁻¹. Увеличим Δ_{SO} до 20 мэВ вместо 6 мэВ. В этом случае, для обеспечения дальнедействующего порядка РККИ взаимодействия, уровень Ферми должен находиться в интервале от 14,6041 до 14,6391 мэВ. При $E_F = 14,62$ мэВ частота осцилляций возрастает. Этот результат показан на рис. 4 штрих-пунктирной линией.

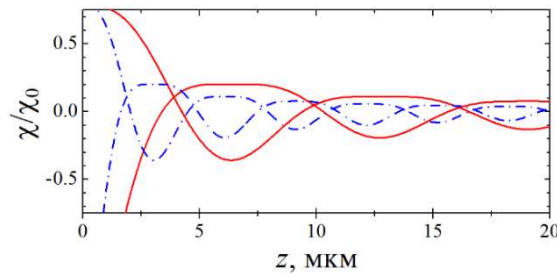


Рис. 4. Зависимость $\chi(z)$ для $\Delta_{SO} = 6$ мэВ (сплошные линии) и $\Delta_{SO} = 20$ мэВ (штрих-пунктирные линии)

Fig. 4. The $\chi(z)$ dependence for $\Delta_{SO} = 6$ meV (solid lines) and $\Delta_{SO} = 20$ meV (dashed-dotted lines)

Оценим энергию обменного взаимодействия E_{ex} между двумя соседними ФНЧ в УНТ. Ее можно выразить как

$$E_{ex} \approx J_{p-d}^2 \chi(z), \quad (6)$$

где J_{p-d} – константа обменной связи, определяющая взаимодействие между d -электронами частиц цемента и p -электронами УНТ [15]. Константа J_{p-d} для полупроводниковой УНТ может быть оценена по аналогии с разбавленным магнитным полупроводником, для которого это значение известно [16]. Для Fe $J_{p-d} \approx 0,8 - 1,5$ эВ. Используем характерное значение $\chi(z)/\chi_0 \approx 0,1$, которое соответствует дальнедействующему спиновому порядку. Значение χ_0 было рассчитано исходя из типичных значений скорости Ферми для графена, $v_F \sim 10^6$ м/с и $k_G \sim 0,022 - 0,034$ нм⁻¹. В результате имеем $E_{ex} \sim (1-2) \times 10^{-5}$ эВ. Это значение соответствует обменному полю $H_{ex} \sim (2-4)$ кЭ, что очень хорошо согласуется с $H_{ex} \approx 4$ кЭ, полученным из анализа магнитных характеристик МУНТ [7, 10].

Заключение

В работе установлено, что в МУНТ диаметром в несколько десятков нанометров косвенное обменное взаимодействие РККИ-типа может распространяться на расстояния, большие чем 1 мкм вдоль оси нанотрубки. Необходимое условие для этого – уровень Ферми должен находиться внутри энергетической щели, открываемой СОВ. Влияние параметров

МУНТ на дальнедействующий характер обменной связи между одноосными однодоменными ФНЧ посредством взаимодействия РККИ-типа является самосогласованным. Это связано с тем, что такие параметры МУНТ, как индексы хиральности, энергия Ферми и угол хиральности, должны быть соотнесены с константой СОВ, чтобы обеспечить условие «внутри энергетической щели, открытой СОВ». Увеличение индексов хиральности, которое вызывает увеличение диаметра МУНТ, приводит к уменьшению сдвига энергии Ферми до диапазона 10 мкэВ. Таким образом, распространение обмена РККИ-типа может эффективно контролироваться электрическим полем [17]. Точная регулировка положения уровня Ферми в энергетической щели, создаваемой СОВ, позволяет усилить косвенный обмен и обеспечить его дальнедействующий характер до нескольких десятков микрометров. Оценка энергии косвенного обменного взаимодействия с помощью электронов проводимости МУНТ между ФНЧ показала, что ее значение хорошо коррелирует с полем обмена, получаемым из анализа магнитных характеристик МУНТ. Дальнедействующий магнитный порядок, полученный численно в этой работе, можно непосредственно наблюдать, используя метод электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Ширина линии ЭПР позволит определить вклад обменного взаимодействия с учетом его влияния на время релаксации спина [18]. Для этого желательно провести эксперименты по ЭПР для различных концентраций ФНЧ, расположенных внутри УНТ, сравнивая их с нанотрубками, которые не содержат ФНЧ. Наконец, спиновый перенос на макроскопически большое расстояние, обсуждаемый в этой работе, наряду с возможностью управления обменной связью на больших расстояниях, открывает путь для новых элементов спинтроники на основе углерода.

Список литературы / References

1. Weller D., Moser A., Folks L., Best M.E., Lee W., Toney M.F., Schwickert M., Thiele J.-U., Doerner M.F. High K_U materials approach to 100 Gbit/in². *IEEE Trans. Magn.* 2000;36(1):10-15.
2. Socoliuc V., Peddis D., Petrenko V.I., Avdeev M.V., Susan-Resiga D., Szabó T., Turcu R., Tombácz E., Vékás L. Magnetic nanoparticle systems for nanomedicine – a materials science perspective. *Magnetochemistry*. 2020;6(1):36.
3. Liu J.P. Ferromagnetic nanoparticles: synthesis, processing, and characterization. *JOM*. 2010;62(4):56-61.
4. Danilyuk A.L., Prudnikava A.L., Komissarov I.V., Yanushkevich K.I., Derory A., Le Normand F., Labunov V.A., Prischepa S.L. Interplay between exchange interaction and magnetic anisotropy for iron based nanoparticles in aligned carbon nanotube arrays. *Carbon*. 2014;68:337-345.
5. Chudnovsky E.M. Magnetic properties of amorphous ferromagnets. *J. Appl. Phys.* 1988;64(11):5770-5775.
6. Chudnovsky E.M., Saslow W.M., Serota R. A. Ordering in ferromagnets with random anisotropy. *Phys. Rev. B*. 1986;33(1):251-261.
7. Danilyuk A.L., Komissarov I.V., Labunov V.A., Le Normand F., Derory A., Hernandez J.M., Tejada J., Prischepa S.L. Manifestation of coherent magnetic anisotropy in a carbon nanotube matrix with low ferromagnetic nanoparticle content. *New J. Phys.* 2015;17(2):023073.
8. Danilyuk A.L., Kukharev A.V., Cojocar C.S., Le Normand F., Prischepa S.L. Impact of aligned carbon nanotubes array on the magnetostatic isolation of closely packed ferromagnetic nanoparticles. *Carbon*. 2018;139:1104-1116.
9. Prischepa S.L., Danilyuk A.L., Kukharev A.V., Le Normand F., Cojocar C.S. Self-assembled magnetically isolated co nanoparticles embedded inside carbon nanotubes. *IEEE Trans. Magn.* 2019;55(2):2300304.
10. Danilyuk A.L., Komissarov I.V., Kukharev A.V., Le Normand F., Hernandez J.M., Tejada J., Prischepa S.L. Impact of CNT medium on the interaction between ferromagnetic nanoparticles. *Europhys. Lett.* 2017;117(2):27007.
11. Schulz A., De Martino A., Ingenhoven P., Egger R. Low-energy theory and RKKY interaction for interacting quantum wires with Rashba spin-orbit coupling. *Phys. Rev. B*. 2009;79(20):205432.
12. Klinovaja J., Loss D. RKKY interaction in carbon nanotubes and graphene nanoribbons. *Phys. Rev. B*. 2013;87(4):045422.
13. Klinovaja J., Schmidt M.J., Braunecker B., Loss D. Helical modes in carbon nanotubes generated by strong electric fields. *Phys. Rev. Lett.* 2011;106(15):156809.
14. Stetter A., Vancea J., Back C.H. Determination of the intershell conductance in a multiwall carbon nanotube. *Appl. Phys. Lett.* 2008;93(17):172103.
15. Kogan E. RKKY interaction in graphene. *Phys. Rev. B*. 2011;84(11):115119.
16. Ciechan A., Bogusławski P. Theory of the s, p–d coupling of transition metal impurities with free carriers in ZnO. *Sci. Rep.* 2021;11(2):3848.

17. Leon A.O., d'Albuquerque e Castro J., Retamal J.C., Cahaya A.B., Altbir D. Manipulation of the RKKY exchange by voltages. *Phys. Rev. B.* 2019;100(1):014403.
18. Havlicek M., Jantsch W., Wilamowski Z., Yanagi K., Kataura H., Rummeli M.H., Malissa H., Tyryshkin A., Lyon S., Chernov A., Kuzmany H. Indirect exchange interaction in fully metal-semiconductor separated single-walled carbon nanotubes revealed by electron spin resonance. *Phys. Rev. B.* 2012;86(4):045402.

Вклад авторов / Authors' contribution

Все авторы в равной степени внесли вклад в написание статьи.
All authors equally contributed to the writing of the article.

Сведения об авторах

Данилюк А.Л., к.ф.-м.н., доцент, доцент кафедры микро- и нанoeлектроники Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники.

Кухарев А.В., к.ф.-м.н., доцент кафедры информационных технологий и управления бизнесом Витебского государственного университета им. П.М. Машерова.

Зайцев В.А., аспирант кафедры микро- и нанoeлектроники Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники.

Прищепа С.Л., д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры защиты информации Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники.

Адрес для корреспонденции

220013, Республика Беларусь,
г. Минск, ул. П. Бровки, 6,
Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники;
тел. +375-017-293-23-17;
e-mail: prischepa@bsuir.by
Прищепа Сергей Леонидович

Information about the authors

Danilyuk A.L., Cand. of Sci., Associate Professor, Associate Professor at the Department of Micro- and Nanoelectronics of the Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics.

Kukharev A.V., Cand. of Sci., Associate Professor at the Information Technologies and Business Management Department of the Vitebsk State University named after P.M. Masherov.

Zaitsau U.A., Ph.D. student at the Department of Micro- and Nanoelectronics of the Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics.

Prischepa S.L., Dr. of Sci, Professor, Professor at the Department of Information Security of the Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics.

Address for correspondence

220013, Republic of Belarus,
Minsk, P. Brovka st., 6,
Belarusian State University
of Informatics and Radioelectronics;
tel. +375-017-293-23-17;
e-mail: prischepa@bsuir.by
Prischepa Serghej Leonidovich