

# КВАНТОВОПОЛЕВАЯ МОДЕЛЬ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ГРАФЕНОВЫХ ПЛЕНОК

Д.Д. Грачев, Л.А. Севастьянов

*Российский университет дружбы народов*  
dgrachev@orc.ru, leonid.sevast@gmail.com

Поступила 26.11.10

В настоящей работе предложена нелинейная полевая модель для описания распределения спиновой плотности валентных электронов в графеновой пленке, позволяющая, в частности, описать экспериментально наблюдаемые ферромагнитные свойства таких пленок.

В рамках модели были предложены некоторые точные и приближенные решения для функции распределения спиновой плотности и намагниченности по поверхности графена. Эти решения верифицированы на основе имеющихся экспериментальных данных по измерению магнитных свойств графеновых пленок.

Показано, что эти решения (кинки, бризеры) позволяют формировать на поверхности графеновой пленки некоторые пространственно локализованные конфигурации плотности намагниченности. Получены количественные оценки для энергии и пространственных размеров таких конфигураций. Характерный размер их составил десятки нанометров. Показано также, что такие конфигурации могут обладать группами дискретных спектров.

В дальнейшем предлагается рассмотреть задачи взаимодействия бризеров и кинков как между собой, так и с другими физическими полями (электромагнитными, акустическими), в частности, используя метод матрицы рассеяния. В дальнейшем считаем также интересным рассмотреть динамику спинов на графеновых (фуллереновых, нанотрубчатых) неплоских поверхностях различной топологии.

Полученные результаты будут использованы для планирования и реализации соответствующих физических экспериментов с целью формирования перспективной элементной базы спинтроники.

УДК 530.12;541.532.78

## **Введение**

Сегодня одним из главных направлений теоретических и экспериментальных работ в области современных нанотехнологий бесспорно является исследование свойств такой модификации углерода, как графен, материала, который является очевидным потенциальным кандидатом на формирование на его основе перспективной элементной базы для будущей наноэлектроники и спинтроники, обеспечивающей выигрыш на порядки в области быстродействия, размеров и энергопотребления устройств для хранения, передачи

и обработки информации. Здесь в настоящее время достигнуты значительные успехи [1-15], однако следует отметить, что целый ряд весьма необычных для углеродных структур свойств графенов, которые наблюдаются экспериментально, еще не нашли своего адекватного теоретического описания.

Было, в частности, установлено [3], что в графеновых системах наблюдается ферромагнитный эффект, который присутствует вплоть до комнатных температур и выше (температура Кюри превосходит 500 К). Это говорит о том, что образцы графеновых пленок могут иметь собственную намагниченность, обусловленную наличием, вообще говоря, отличной от нуля спиновой плотности валентных электронов, неким образом распределенной на двумерной углеродной решетке.

Эти наблюдавшиеся экспериментально разными исследователями ферромагнитные свойства графеновых структур, по их собственному признанию [3], требуют надлежащего обоснования и построения соответствующей теоретической модели.

В настоящей работе предлагается теоретическая модель, описывающая свойства графеновых моноатомных слоев, образующих некоторые двумерные поверхности, связанные с наличием на этих поверхностях ненулевой функции распределения спиновой плотности, образованной в результате спонтанного нарушения спиновой симметрии валентных электронов атомов углерода на указанных поверхностях. Поскольку спиновая плотность пропорциональна плотности намагниченности, то эта модель позволяет, в частности, описывать ферромагнитные свойства графеновых структур.

### **Описание модели**

Прежде всего, в рамках предлагаемой модели осуществим переход от рассмотрения дискретной двумерной углеродной решетки, образующей графеновую пленку, к непрерывной двумерной поверхности, натянутой на эту решетку. Указанная двумерная поверхность и будет конфигурационным пространством модели. Таким образом, мы осуществим переход к континуальной полевой модели.

В рассматриваемой модели, вообще говоря, допустима тривиальная, тождественно равная нулю конфигурация спиновой плотности. Однако, как уже отмечалось, экспериментально было установлено, что эта симметричная полевая конфигурация спонтанно нарушается до некоторой физически наблюдаемой.

В рамках предложенной двумерной полевой модели имеет место аналог известной в квантовой теории поля теоремы Голдстоуна, согласно которой каждому нарушенному генератору исходной симметрии полевой системы должен соответствовать безмассовый скалярный незаряженный бозон, который в нашем случае уместно назвать спиномом.

В этом случае спонтанное нарушение спиновой симметрии в рамках предложенной модели должно приводить к наличию на графеновых поверхностях квазичастиц – спинов, являющихся векторными бозонами в 3-х мерном физическом пространстве и скалярными «псевдоголдстоуновскими» бозонами в двумерном конфигурационном пространстве модели, поскольку проекция спина квазичастицы на конфигурационное пространство модели всегда равна нулю.

Существенно то, что наличие коллективных магнитных взаимодействий спинов, обусловленных влиянием суммарного магнитного поля, создаваемого всеми спинонами, на каждый спин в отдельности, приводит к нелинейности соответствующих уравнений поля и, как следствие, возможности существования на графеновых поверхностях солитонных конфигураций, зависящих в том числе от формы и топологии поверхности.

Кроме того, наличие коллективных взаимодействий в ансамбле спинов должно приводить к появлению у спинона эффективной массы, что также должно повлиять на наблюдаемые физические следствия, хотя в силу малости спин-спиновых взаимодействий вряд ли можно ожидать больших значений этой массы.

Исходя из вышесказанного видно, что уравнения для искомого скалярного поля, заданного на некоторой двумерной поверхности, должны быть нелинейными и определенными на поверхности произвольной, вообще говоря, формы и топологии. Форма и топология в данном случае определяют граничные условия для функции поля. Указанная функция определяет условия существования, конфигурацию и динамику квазичастиц этого поля на заданной двумерной поверхности.

Указанными свойствами, в частности, обладают известные в квантовой теории уравнения поля, описывающие в том числе безмассовые нелинейные скалярные возбуждения [18-23].

Таким образом, для описания спиновых возбуждений на графеновых поверхностях мы используем один из вариантов нелинейной полевой модели, что позволяет вычислить собственные решения, эффективные массы, топологические инварианты, энергетические спектры, динамику различных нелинейных спиновых конфигураций, а также релаксационные свойства, температуру Кюри и другие характеристики статистического ансамбли спинов.

### Решения для двумерной плотности намагниченности в графеновых пленках. Физические следствия.

Рассмотрим модель нелинейного однокомпонентного скалярного поля  $\varphi$  на двумерной поверхности, поверхностную плотность лагранжиана которой зададим в виде:

$$L\{\varphi\} = \frac{1}{2}(\partial_\nu \varphi \cdot \partial^\nu \varphi) - \frac{\lambda}{4}(\varphi^2 - \varphi_0^2)^2, \quad (1)$$

$$\nu = 0, 1, 2 \quad \varphi = \varphi(x, y, t); \quad \varphi_0 > 0; \quad \lambda > 0$$

Здесь  $\varphi_0$  и  $\lambda$  – параметры модели.

Функция поля  $\varphi$  здесь пропорциональна поверхностной спиновой плотности  $S = \beta\varphi$  и поверхностной намагниченности  $\mu = \alpha\varphi$ . Для модуля функций  $\mu$  и  $S$  существуют ограничения, очевидно связанные с наличием максимально возможного значения спина в каждом узле решетки, поэтому для  $\varphi$  также существует естественное ограничение вида:

$$|\varphi(x, y, t)| < \varphi_0 = \alpha\mu_0 \quad \forall x, y, t \quad (2)$$

Для функции  $\mu$  плотность лагранжиана может быть записана в виде

$$L\{\mu\} = \frac{1}{\alpha^2} \left[ \frac{1}{2}(\partial_\nu \mu \cdot \partial^\nu \mu) - \frac{\lambda}{4\alpha^2}(\mu^2 - \mu_0^2)^2 \right]; \quad (3)$$

$$L\{\varphi\} = L\{\mu\}; \quad |\mu(x, y, t)| < \mu_0, \quad \forall x, y, t$$

Заметим, что в рассматриваемом нелинейном случае физическая нормировка функций  $\varphi$  и  $\mu$  весьма существенна, в частности, видно, что при перенормировке функции поля происходит перенормировка константы самодействия  $\lambda$ . Выберем физическую нормировку для функций  $\varphi$  и  $\mu$  вида:

$$\mu_0 = \mu_B \frac{n}{l^2}; \quad \varphi_0 = \mu_B \frac{n}{l^{3/2}}; \quad \alpha = \frac{1}{\sqrt{l}}; \quad l = \sqrt{S}; \quad (4)$$

Здесь  $l$  – средний линейный размер ячейки, определяемый длиной связи  $a$  и конфигурацией ячейки,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $n$  – среднее число атомов, приходящееся на ячейку.

Тогда уравнения поля для функций  $\varphi$  и  $\mu$  имеют вид:

$$\begin{aligned}
& [(\partial_v \cdot \partial^v) - \lambda \varphi_0^2] \varphi - \lambda \varphi^3 = 0; \\
& |\varphi(x, y, t)| < \varphi_0 = \alpha \mu_0 \quad \forall x, y, t \\
& [(\partial_v \cdot \partial^v) - \lambda_\mu \mu_0^2] \varphi - \lambda_\mu \varphi^3 = 0; \\
& |\mu(x, y, t)| < \mu_0, \quad \forall x, y, t, \quad \lambda_\mu = \frac{\lambda}{\alpha^2};
\end{aligned} \tag{5}$$

Рассмотрим случай, когда  $\varphi$  и  $\mu$  зависят только от одной координаты  $x$  и не зависят от времени, иначе говоря:

$$\varphi = \varphi(x), \quad \mu = \mu(x); \tag{6}$$

Известно, что в этом случае уравнения вида (5) имеют набор статических решений, а именно, два стабильных вакуумных решения для  $\varphi$  и  $\mu$ :

$$\varphi_{\text{вак}\pm} = \pm \varphi_0, \quad \mu_{\text{вак}\pm} = \pm \mu_0; \tag{7}$$

а также кинковые и антикинковые решения:

$$\begin{aligned}
\varphi_\pm(x) &= \pm \varphi_0 \operatorname{th} \left( \sqrt{\frac{\lambda \varphi_0^2}{2}} x \right); \quad \mu_\pm(x) = \pm \mu_0 \operatorname{th} \left( \sqrt{\frac{\lambda_\mu \mu_0^2}{2}} x \right); \\
\lambda \varphi_0^2 &= \lambda_\mu \mu_0^2;
\end{aligned} \tag{8}$$

В окрестности нуля кинки (антикинки) имеют доменную стенку, разделяющую области с намагниченностью разных знаков.

Энергия кинка, приходящаяся на единицу длины по координате  $y$  вычисляется по формуле

$$E\{\varphi\} = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \left\{ \frac{1}{2} (\partial_x \varphi)^2 + \frac{\lambda}{4} (\varphi^2 - \varphi_0^2)^2 \right\} = \frac{\sqrt{3}}{8} \varphi_0^3 \sqrt{\lambda}; \tag{10}$$

Плотность энергии кинка по координате  $x$  пропорциональна  $[1 - \operatorname{th}^2(\sqrt{\frac{\lambda \varphi_0^2}{2}} x)]$  и,

следовательно, сосредоточена вблизи нуля на доменной стенке. Тогда энергия кинка, приходящаяся на одну ячейку равна

$$E_l = l \cdot E \tag{11}$$

Как и в любом ферромагнетике, в рассматриваемой системе существует температура Кюри [3], при которой происходит разупорядочение системы взаимодействующих спинов вследствие теплового движения. Это приводит к распаду кинка и уничтожению доменной структуры. Иначе говоря, это ситуация, когда энергия теплового движения элементарного магнитного момента станет сопоставима с его энергией в поле кинка. Это позволяет сделать количественную оценку параметров модели. В нашем случае элементарный магнитный момент есть суммарный магнитный момент элементарной ячейки, при этом мы полагаем, что на каждую спиновую степень свободы в ячейке приходится по  $\frac{kT}{2}$  тепловой энергии. Здесь  $T_c$  – температура Кюри,  $k$  – постоянная Больцмана.

Приравнявая (11) к тепловой энергии, приходящейся на ячейку и используя нормировку (4), можно получить выражения для параметров модели через экспериментально наблюдаемую температуру Кюри:

$$\mu_0 = \mu_B \frac{n}{l^2}; \quad \varphi_0 = \mu_B \frac{n}{\sqrt{l^3}}; \quad l = \sqrt{S}; \quad \lambda = \frac{9}{8} l \left( \frac{kT_c}{2} \right)^2 \left( \frac{l}{n\mu_B} \right)^6; \tag{12}$$

Из (10) и (12) можно получить оценку для толщины доменной стенки в виде:

$$d = \frac{\sqrt{8} n^2 \mu_B^2}{3 l^2 k T_c}; \quad (13)$$

Рассчитаем (13):

$$\mu_B = 9.27 \cdot 10^{-23} \text{ эрг/Гс}; k = 1.38 \cdot 10^{-20} \text{ эрг} \cdot \text{К}; \quad (14)$$

$$T_c = (500 - 1000) \text{ К}; a_c = (0.3) \text{ нм} = 3 \cdot 10^{-8} \text{ см};$$

$$S = (3\sqrt{3})(a_c)^2; l = \sqrt{S}; n = 3;$$

Подстановка численных значений дает

$$d \approx (15 - 30) \text{ нм} \quad (15)$$

что выглядит довольно правдоподобно.

Разброс значений для толщины доменной стенки связан с разбросом имеющихся экспериментальных данных по измерению температуры Кюри. Во всяком случае, мы видим, что рассчитанная толщина доменной стенки составляет десятки длин связи в ячейке. Это а posteriori подтверждает корректность использования предлагаемой континуальной модели для графеновой решетки.

Рассмотрим случай, когда решения для функции поля явно зависят от времени

$$[(\partial_\nu \cdot \partial^\nu) - \lambda \varphi^2] \varphi - \lambda \varphi^3 = 0; \varphi = \varphi(x, t); |\varphi(x, t)| < \varphi_0; \quad (16)$$

Будем искать решение в виде:

$$\varphi(x, t) = \varphi(x + V_0 \cdot t); \quad (17)$$

Функции вида (17) соответствуют решениям, распространяющимся вдоль координаты  $x$  со скоростью  $V_0$ . Используя (17), можно получить частные решения уравнения (16) в виде:

$$\varphi_\pm(x, t) = \pm \varphi_0 \text{th} \left( \sqrt{\frac{\lambda \varphi_0^2}{2}} \frac{(x + V_0 \cdot t)}{\gamma} \right); \quad (18)$$

$$\gamma = \sqrt{1 - \frac{V_0^2}{c^2}};$$

где  $c$  – скорость света.

Таким образом, мы получаем устойчивые одиночные кинковые и антикинковые решения, релятивистски распространяющиеся вдоль координаты  $x$  с произвольной постоянной скоростью  $V_0$ .

Для многих практических приложений интерес представляют устойчивые пространственно локализованные полевые конфигурации (не только кинки), в частности, являющиеся решениями уравнений вида (16). Поиск таких решений возможен как в численном виде, так и аналитически.

Для приближенных оценок мы предлагаем использовать некоторые приближенные решения уравнений вида (16), использующие комбинации уже имеющихся точных решений.

В частности, можно рассмотреть систему взаимодействующих кинка и антикинка. В наиболее простом случае это могут быть кинк и антикинк, расположенные на некотором расстоянии  $a(t)$  друг от друга. При этом весьма существенно то, что кинк и антикинк взаимодействуют друг с другом даже на бесконечно большом удалении друг от друга. Это связано именно с тем обстоятельством, что их асимптотики на пространственной

бесконечности отличны от нуля. Кроме того, следует учитывать, что в силу нелинейности задачи сумма точных решений, вообще говоря, не является точным решением.

Тем не менее, выберем полевую функцию системы взаимодействующих кинка и антикинка в простом виде

$$\Phi(x,a)=[\varphi_+(x+a)+\varphi_-(x-a)-\varphi_0]; a>0; \quad (19)$$

Видно, что функция вида (19) при малых значениях  $a$  пространственно локализована вблизи точки  $x=0$  и обладает следующими асимптотиками:

$$\begin{aligned} \Phi(x,+\infty) &= -\varphi_0; \\ \Phi(+\infty,a) &= -\varphi_0; \quad \Phi(-\infty,a) = -\varphi_0; \\ \Phi'_x(+\infty,a) &= 0; \quad \Phi'_x(-\infty,a) = 0; \end{aligned} \quad (20)$$

Видим также, что кинк и антикинк в (19), пространственно разнесенные на достаточно большое (по сравнению с «толщиной» самого кинка) расстояние, взаимодействуют друг с другом, однако устойчиво сохраняют собственную форму.

Далее, можно численно или аналитически искать такие  $\Phi$ , чтобы точно удовлетворить уравнению (16). Полученные решения будут соответствовать бризерам, то есть устойчивым кинк-антикинковым конфигурациям, известным, например, для уравнений типа синус-Гордон, Картевега-де Фриза, и ряда других, как в дискретном, так и непрерывном случае [16-23].

В свою очередь, здесь мы предлагаем воспользоваться некоторыми физическими соображениями, позволяющими получить количественные оценки параметров бризера.

Рассмотрим гамильтониан системы, функция поля которой вида (19) удовлетворяет уравнению типа (5):

$$H\{\Phi\} = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \{ [\partial_\nu \Phi(x) \partial^\nu \Phi(x)] + \frac{\lambda}{2} [\Phi(x)^2 - \varphi_0^2]^2 \}; \quad (21)$$

Эту функцию можно рассматривать, как полную энергию кинка в поле антикинка (или наоборот), и формально исследовать ее зависимость от параметра  $a$ .

Рассмотрим нерелятивистские движения кинков и антикинков, что соответствует отсутствию их рождения-уничтожения, то есть, обычной квантовомеханической системе взаимодействующих частиц. Тогда зависимость гамильтониана вида (21) от параметра  $a$  соответствует зависимости потенциальной энергии взаимодействия кинка и антикинка от расстояния между ними. При наличии минимумов у этой функции следует ожидать наличия связанных состояний в системе кинк-антикинк. Это и будут искомые бризеры. Иначе говоря, потребуем:

$$H\{\Phi,a\} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \{ [\partial_x \Phi(x,a)]^2 + \frac{\lambda}{2} [\Phi(x,a)^2 - \varphi_0^2]^2 \}; \quad (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} a(t) \ll c; \quad \frac{\partial}{\partial a} H\{\Phi,a_m\} = 0; \quad \frac{\partial^2}{\partial a^2} H\{\Phi,a_m\} > 0;$$

При этом для квантовомеханической стационарной волновой функции бризера  $\Psi_b(a)$  запишем уравнение Шредингера в стандартном виде

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m_b} \frac{\partial^2}{\partial a^2} + U\{\Phi,a\} \right] \Psi_b(a) = E \Psi_b(a); \quad (23)$$

где  $m_b$  – эффективная масса бризера, равная в рассматриваемом случае сумме масс свободных кинка и антикинка, а  $U\{\Phi,a\}$  – потенциальная часть полной энергии бризера, зависящая от  $a$ ,  $E$  – энергия соответствующего стационарного состояния. Движение

бризера по обобщенной координате  $a$  физически соответствует изменению расстояния между кинком и антикинком, при этом центр бризера неподвижен по координате  $x$ , меняется лишь эффективная ширина бризера (бризер «дышит»).

Будем искать связанные состояния кинка-антикинка в минимумах потенциальной энергии:

$$\frac{\partial}{\partial a} \mathcal{H}\{\Phi, a_m\} = 0; \quad \frac{\partial^2}{\partial a^2} \mathcal{H}\{\Phi, a_m\} > 0; \quad (24)$$

Условия (24) задают трансцендентное уравнение, корнями которого является некоторый набор значений  $a_m$ . Это уравнение может быть решено численно. Однако из (8), (18), (21) и (22) можно видно, что в точке  $a = 0$  имеется абсолютный минимум  $\mathcal{H}\{\Phi, a\}$ , равный нулю. При этом напомним, что условие  $a \geq 0$  означает наличие бесконечной потенциальной «стенки» слева от нуля. Отражение бризера от этой «стенки» физически связано с тем, что переход в область  $a < 0$  соответствует ситуации, когда кинк и антикинк должны поменяться местами, а это связано со скачкообразным изменением топологического заряда для каждого из решений, что, в свою очередь, недопустимо в рассматриваемом нерелятивистском случае. На рис. 1 показан вид  $\mathcal{H}\{\Phi, a\}$ , полученный численно.

Заметим, что каждому значению  $a_m$ , вообще говоря, соответствует свой спектр энергии бризеров  $\{E_{bmn}\}$ .

Можно вычислить волновые функции и дискретный спектр энергии бризера  $\{E_{b0n}\}$  в точке  $a = 0_+$  в гармоническом приближении, иначе говоря, аппроксимируя зависимость потенциала в этой точке полупараболой, ограниченной слева бесконечной стенкой, и решая уравнение Шредингера (23) для этого случая. Ясно, что такая аппроксимация наиболее точно работает для малых значений  $n$ .

В этом случае, разлагая (19) формально в ряд по степеням  $a$ , и затем, вычисляя интегралы в (22), получаем

$$U\{\Phi, a\} \approx \frac{8}{3d^3} \lambda \varphi_0^4 a^2; \quad (25)$$

В частности, для  $n = 0$  можем получить:

$$E_{b00} \approx \frac{1}{2} \hbar c \varphi_0 (\lambda)^{1/2}; \quad (26)$$

Тогда для ширины бризера в основном состоянии  $D_0$  справедлива оценка:

$$D_0 = a_0 + 2d = \left( \sqrt{\frac{\hbar c}{18I}} \frac{l^{3/2}}{\mu_B} + 2 \right) d; \quad (27)$$

где  $a_0$  соответствует расстоянию между кинком и антикинком в бризере, а  $d$  – ширине самого кинка (антикинка). В рассматриваемом случае

$$I = \frac{1}{\varphi_0} \int_{-\infty}^{+\infty} (\varphi'_+(y))^2 dy = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dy}{ch^4(y)} = \frac{4}{3};$$

Вычисляя (27), можно получить оценку:

$$a_0 = \left( \sqrt{\frac{\hbar c}{18I}} \frac{l^{3/2}}{\mu_B} \right) d \approx 0.8d; \quad (28)$$

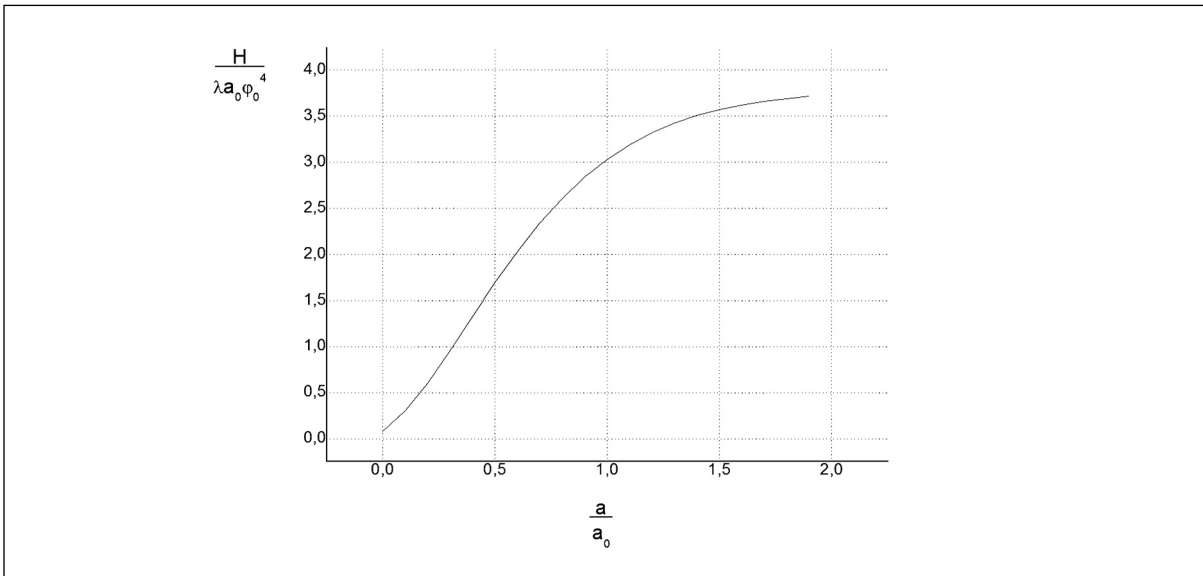


Рис. 1. Зависимость энергии взаимодействия спинонных кинка и антикинка на плоской поверхности графена от расстояния между ними.

Видим, что отношение расстояния между кинком и антикинком и размером самого кинка (антикинка) меньше единицы, что вновь *a posteriori* может свидетельствовать в пользу корректности использования гармонического приближения для некоторых количественных оценок, например, для энергии бризера в основном состоянии. Более точные оценки также можно получить аналитически, используя следующий член разложения потенциальной энергии  $U\{\Phi, a\}$  по параметру  $a$ , что технически несложно, но принципиально не очень существенно.

Таким образом, видим, что система «кинк плюс антикинк» может образовывать связанные состояния, то есть бризеры, вблизи минимума энергии взаимодействия кинка и антикинка. Это, в свою очередь, позволяет ставить задачу о времени жизни бризера на каждом из энергетических уровней, поведении во внешних полях, инверсных населенностях и других физических особенностях рассматриваемой системы.

Отметим также, что при определенных условиях взаимодействие кинков и бризеров между собой, а также с внешними полями (заметим, не только электромагнитными, но и, например, акустическими) должно приводить к рождению-уничтожению частиц, что, в принципе, мы можем описать в рамках предложенной модели, проведя вторичное квантование рассмотренной системы, и вычисляя матричные элементы соответствующей матрицы рассеяния.

Таким образом, мы в некотором смысле замыкаем круг, двигаясь от общего квантово-полевого подхода к классическому полемому, затем к квантовомеханической модели, и вновь к квантовополевному рассмотрению через вторичное квантование.

Представляется, что предложенный подход позволит и в дальнейшем делать необходимые количественные оценки еще до численного моделирования задачи.

В дальнейшем считаем также интересным рассмотреть динамику спинов на графеновых (фуллереновых, нанотрубчатых) неплоских поверхностях различной топологии.

## Заключение

В настоящей работе предложена нелинейная полевая модель для описания распределения спиновой плотности валентных электронов в графеновой пленке, позволяющая, в частности описать экспериментально наблюдаемые ферромагнитные свойства таких пленок.



В рамках модели были предложены некоторые точные и приближенные решения для функции распределения спиновой плотности и намагниченности по поверхности графена. Эти решения верифицированы на основе имеющихся экспериментальных данных по измерению магнитных свойств графеновых пленок.

Показано, что эти решения (кинки, бризеры) позволяют формировать на поверхности графеновой пленки некоторые пространственно локализованные конфигурации плотности намагниченности. Получены количественные оценки для энергии и пространственных размеров таких конфигураций. Характерный размер их составил десятки нанометров. Показано также, что такие конфигурации могут обладать дискретный спектр.

В дальнейшем предлагается рассмотреть задачи взаимодействия бризеров и кинков как между собой, так и с другими физическими полями (электромагнитными и акустическими), в частности, используя метод матрицы рассеяния.

Полученные результаты будут использованы для планирования и реализации соответствующих физических экспериментов с целью формирования перспективной элементной базы спинтроники.

В заключение авторы благодарят профессора Ю.П. Рыбакова, профессора Е.Ф. Шеку, профессора В.А. Осипова за полезные обсуждения и советы при выполнении настоящей работы.

## Литература

1. *Kolesnikov D.V. and Osipov V.A.* The continuum gauge field-theory model for low-energy electronic states of icosahedral fullerenes // *Eur. Phys. J.* 2006, B 49, 465–470.
2. *Sheka E.F. and Chernozatonski L.A.* Broken spin-symmetry approach to chemical reactivity and magnetism of graphenium species // *ЖЭТФ*, 2010, 137, 1, 1-13.
3. *Wang Y., Huang Y., Song Y., Zhang X., Ma Y., Liang J. and Chen Y.* Room-Temperature Ferromagnetism of Graphene // *Nano Lett.* 2009, 9, 220–224.
4. *Грачев Д.Д., Рыбаков Ю.П., Севастьянов Л.А., Шека Е.Ф.* Ферромагнетизм в графеновых и фуллереновых наноструктурах. Теория, моделирование, эксперимент // *Вестник РУДН, Серия "Математика, информатика, физика"*, 2010, 1, 22-27.
5. *Tombros N., Jozsa C., Popinciuc M., Jonkman H.T., van Wees B. J.* Electronic spin transport and spin precession in single graphene layers at room temperature // *Nature*, 2007, 448, 571-574.
6. *Sheka E.F. and Chernozatonskii L.A.* Chemical reactivity and magnetism of graphene // *Int. Journ. Quant. Chem.* 2010, 110, 10, 1938–1946.
7. *Sheka E.F. and Chernozatonskii L.A.* Odd-electron approach to covalent chemistry and magnetism of single-walled carbon nanotubes and graphene // *Наноструктуры. Математическая физика и моделирование.* 2009, 1, 1, 115-149.
8. *Esquinazi P., Spermann D., Höhne R., Setzer A., Han K.-H. and Butz T.* Induced Magnetic Ordering by Proton Irradiation in Graphite // *Phys. Rev. Lett.* 2003, 91, 227201.
9. *Esquinazi P. et al.* Ferromagnetism in oriented graphite samples // *Phys. Rev.* 2002, B 66, 024429.
10. *Esquinazi P. and Höhne R.* Magnetism in carbon structures // *J. Magn. Mater.* 2005, 20, 290-291.
11. *Gusynin V. P. et al.* Unconventional Integer Quantum Hall Effect in Graphen // *Phys. Rev. Lett.* 2005, 95, 146801.
12. *Peres N. M. R. et al.* Electronic properties of disordered two-dimensional carbon // *Phys. Rev. B*, 2006, 73, 125411.
13. *Novoselov K. S. et al.* Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene // *Nature* 2005, 438, 197.
14. *Zhang Y. et al.* Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene // *Nature* 2005, 438, 201.
15. *Морозов С.В., Новоселов К.С., Гейм А.К.* Электронный транспорт в графене // *Успехи физических наук.* 2008, 178, 7, 776-780.
16. *Boesch R. and Peyrard M.* Discreteness effects on a sine-Gordon breather // *Phys. Rev. B*, 1991, 43, 10, 8491-8508.
17. *Bickham S.R., Kiselev S.A., and Sievers A.J.* Stationary and moving intrinsic localized modes in one-dimensional monatomic lattices with cubic and quartic anharmonicity // *Phys. Rev. B*, 1993, 47, 21, 14206-14211.
18. *Dauxois T., Peyrard M., and Willis C.R.* Discreteness effects on the formation and propagation of breathers in nonlinear Klein-Gordon equations // *Phys. Rev. E*, 1993, 48, 6, 4768-4778.

19. Zhang F. Kink shape modes and resonant dynamics in sine-lattices // *Physica D*, 1997 110, 51-61.
20. Singhsomroje W. and Marris H.J. Generating and detecting phonon solitons in MgO using picosecond ultrasonics // *Phys. Rev. B*. 2004, 69, 17, 174303, 6 pp.
21. Горшков К.А., Зайцева Н.В., Соустова И.А. Составные солитоны интенсивных внутренних волн (СС-модель) // *Фундаментальные и прикладные задачи нелинейной физики. Тезисы докладов XIV научной школы "Нелинейные волны – 2008"*, Институт прикладной физики РАН, 1–7 марта 2008 года, Нижний Новгород, сс. 56–57.
22. Рубаков В.А. Классические калибровочные поля // *КомКнига*, М. 2005.
23. Соколов А.А., Тернов И.М., Жуковский В.Ч., Борисов А.В. Калибровочные поля // *Изд-во МГУ*, М.,1986.

## QUANTUM FIELD APPROACH TO THE FERROMAGNETIC PROPERTIES OF THE GRAPHENE FILMS

D.D. Grachev, L.A. Sevast'yanov

*Peoples' Friendship University of Russia*  
dgrachev@orc.ru, leonid.sevast@gmail.com

Received 26.11.10

In the present work the nonlinear field model for the description of spin density distribution of the valent electrons in graphene films is offered. It allows, in particular, to describe experimentally observable ferromagnetic properties of such films.

Within the limits of the model some exact and approximate solutions for function of distribution of spin density and magnetization on a surface of the graphene film have been offered. These solutions are verified on the basis of available experimental data of measurements of magnetic properties of the graphene films.

It is shown that these solutions (kinks, breathers) allow forming on a surface of the graphene films some spatially localized configurations of magnetization density. Quantitative estimations for the energy and the spatial sizes of such configuration are obtained. Their characteristic size is about fifteen nanometers. It is shown also that such configurations can form groups of discrete spectra

It is offered to consider in the future problems of interaction of kinks and breathers as among themselves, and with other physical fields (electromagnetic, acoustic), in particular, using method of the scattering matrix. It is planned to consider dynamics of spinons on graphene (fulleren) on planar surfaces of various topology.

The obtained results will be used for planning and realization of corresponding physical experiments for the purpose of formation of perspective element base of nanoelectronics and spintronics.