

1-Теоретическая физика. Математическая физика

Зиннатуллин Руслан Рамилевич, 1 курс

Уфа, Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы, институт физики, математики и нанотехнологий

Приливные силы кротовой норы Калба-Рамонда

Каримов Рамис Хамитович, к.ф.-м.н.

e-mail: m-var@list.ru

стр. 26

Кислякова Дарья Павловна, магистрант 1 года обучения

Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, физический

Квазиклассический предел в модели изотропной Вселенной со скалярным полем в рамках различных подходов

Шестакова Татьяна Павловна, к.ф.-м.н.

e-mail: dkislyakova@sfedu.ru

стр. 27

Самигуллина Анжела Ильгизовна, 3 курс

Уфа, Уфимский университет науки и технологий, физико-технический институт

Исследование основного состояния и устойчивости решеток магнитных скирмионов в магнитоэлектрических бислоях

Шарафуллин Ильдус Фанисович, д.ф.-м.н.

e-mail: angelasamig2002@gmail.com

стр. 27

Тинюкова Татьяна Сергеевна, доцент

Ижевск, Удмуртский государственный университет, институт математики, информационных технологий и физики

Неэрмитовый гамильтониан Хатано-Нельсона

e-mail: ttinyukova@mail.ru

стр. 28

Приливные силы кротовой норы Калба-Рамонда

Зиннатуллин Руслан Рамилевич

Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы

Каримов Рамис Хамитович, к.ф.-м.н.

m-var@list.ru

Приливные силы – силы, возникающие в телах, свободно движущихся в неоднородном силовом поле. В самом общем случае приливные силы представляют собой силы, вызывающие эффекты, проявляющиеся при воздействии неоднородного силового поля на протяжённый объект, независимо от того, какое движение он совершает и чем это поле вызвано. В качестве источника неоднородного силового поля может выступать кротовая нора. В нашей работе проведено исследование приливных сил вблизи горловины кротовой норы Калба-Рамонда.

Метрика проходимой кротовой норы Калба-Рамонда имеет вид [1]:

$$ds^2 = -dt^2 + \left[1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\frac{2}{1-2\lambda}}\right]^{-1} dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (1)$$

где r_0 – радиус горловины кротовой норы и λ – параметр возмущения, вызванный нарушением симметрии Лоренца. В работе [1] решение (1) искалось изначально из условия, что приливные силы такой кротовой норы будут равны 0. Мы в нашей работе покажем, что не все компоненты приливных сил удовлетворяют этому условию.

Для исследования приливных сил рассмотрим метод Горовица и Росса [2]. Согласно методу, форма вычисления квадрата интервала вдали от сильных полей тяготения имеет вид:

$$ds^2 = -\frac{F(r)}{G(r)}dt^2 + \frac{1}{F(r)}dr^2 + R^2(r)(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (2)$$

где компоненты $F(r)$, $G(r)$ и $R(r)$ определяются метрикой (1).

Кривизна полностью характеризуется компонентами тензора Римана в ортонормированной системе. Из всех ненулевых компонентов кривизны был взят один компонент тензора кривизны, являющийся ненулевым, $R_{\hat{0}\hat{2}\hat{0}\hat{2}}$, имеющим вид:

$$R_{\hat{0}\hat{2}\hat{0}\hat{2}} = \frac{1}{R} \left[\frac{R'}{2} (E_S^2 G' - F') \right] - \frac{1}{R} \left(R'' G + \frac{R' G'}{2} \right) E_{Ex}^2 = R_{0202}^{(S)} + R_{0202}^{(Ex)}, \quad (3)$$

где E_S^2 – величина сохраненной энергии в неподвижной системе координат, E_{Ex}^2 – представляет увеличение E_S^2 из-за геодезического движения. Соответственно, для кротовой норы Калба-Рамонда можно получить

$$R_{0202}^{(S)} = \frac{1}{1-2\lambda} \frac{r}{r_0^3} \left(1 - \frac{r}{r_0} \right)^{\frac{2(2-\lambda)}{2\lambda-1}}, \quad R_{0202}^{(Ex)} = 0. \quad (4)$$

Из уравнения (4) следует, что слагаемое, вызванное внешними силами равно 0, однако статичная компонента $R_{0202}^{(S)} \neq 0$, что говорит о том, что на пробную частицу, пролетающую вблизи горловины кротовой норы, будут воздействовать ненулевые приливные силы. Следовательно, пробная частица может разрушиться, если приливные силы будут слишком велики. Сама величина приливных сил вблизи горловины (т.е. при $r \rightarrow r_0$), зависит напрямую от параметра λ : при $\lambda = 2$ из уравнения (4) следует, что приливные силы конечны и равны $R_{0202}^{(S)} = -1/2r_0^2$, при $1/2 < \lambda < 2$ все компоненты приливных сил будут равны 0, как было и предположено в работе [1], а в остальных случаях λ приливные силы разрушат пробную частицу.

Исследование выполнено за счет гранта РБ НОЦ-ГМУ-2022 (приказ № 2987 от 29.11.2022).

Список публикаций:

[1] Lessa L. A., Oliveira R., Silva J. E. G., Almeida C. A. S. // *Annals of Physics*. 2021. Vol. 433. P. 168604.

[2] Horowitz G. T., Ross S. F. // *Physical Review D*. 1997. Vol. 56. P.2180.

Квазиклассический предел в модели изотропной Вселенной со скалярным полем в рамках различных подходов

Кислякова Дарья Павловна

Айяла Онья Роджер Иван

Шестакова Татьяна Павловна

Южный федеральный университет

Шестакова Татьяна Павловна, к.ф.-м.н.

dkislyakova@sfedu.ru

В работе рассматривается переход к квазиклассическому пределу в закрытой изотропной Вселенной со скалярным полем, разложенным по амплитудам. Целью работы является сравнение результатов, полученных в рамках трех подходов к квантованию гравитации. Два из них основаны на формализме геометродинамики Уилера – Де Вита. Третьим рассматривается формализм расширенного фазового пространства. Основным уравнением в рамках этого подхода является не уравнение Уилера – Де Вита, а временное уравнение Шредингера, в которое, наряду с физическими степенями свободы, входят калибровочные. Для перехода к квазиклассическому пределу используется приближение Борна-Оппенгеймера. В качестве параметра разложения используется коэффициент $M = c^3/16\pi G$. Уравнение в порядке разложения $O(M)$ во всех трех случаях сводится к временному уравнению Шредингера для полей материи. Интерес представляет уравнение, получающееся в $O(1/M)$ порядке разложения. В рамках всех рассмотренных подходов оно соответствует временному уравнению Шредингера для полей материи с квантовогравитационными поправками. Показывается, полученные поправки отличаются в различных подходах и зависят от дополнительных предположений. Также в докладе уделяется внимание вопросу унитарности этих поправок.

Исследование основного состояния и устойчивости решеток магнитных скирмионов в магнитоэлектрических бислоях

Самигуллина Анжела Ильгизовна

Уфимский университет науки и технологий

Шарафуллин Ильдус Фанисович, д.ф.-м.н.

angelasamig2002@gmail.com

Интерес к исследованию магнитоэлектрических бислоев связан с тем, что на интерфейсе таких структур, то есть на границе пленок с разным упорядочением может формироваться достаточно сильное магнитоэлектрическое взаимодействие, которое приводит к тому, что в определенных условиях могут возникать скирмионы и состояния, в которых формируются решетки скирмионов [1-4]. Скирмионы представляют собой топологически защищенные вихревые спиновые структуры, размерами от 10 до 100 нм, которые являются кандидатами на логические элементы в новых устройствах памяти и, в принципе, обладают широкой областью применения в спинтронике, помимо этого данные магнитные образования обладают рядом уникальных свойств [1]. Управление магнитными нанообъектами (доменными стенками, скирмионами и др.) осуществляется с помощью либо внешнего поля (которое невозможно локализовать до масштабов исследуемых систем) либо электрических спин-поляризованных токов, в данной работе предложен подход управления скирмионами с помощью магнитоэлектрического взаимодействия.

В данной работе рассматривается бислой, состоящий из фрустрированной магнитной пленки с треугольной решетки и ферроэлектрической пленки, межслойное взаимодействие выбирается в виде магнитоэлектрического взаимодействия (последнее слагаемое в гамильтониане), кроме этого спины в магнитной пленке моделируются гейзенберговским гамильтонианом (первое слагаемое), в присутствии взаимодействия Дзялошинского–Мория в плоскости фрустрированной магнитной пленки (третье слагаемое), гамильтониана взаимодействия поляризации соседних узлов в ферроэлектрической пленке (второе слагаемое) (1):

$$H_m = -\sum_{i,j} J_{i,j}^m \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \sum_{i,j} J_{i,j}^f \vec{P}_i \cdot \vec{P}_j - \sum_{i,j} \vec{D}_{i,j} \cdot [\vec{S}_i \times \vec{S}_j] - J^{mf} \sum_{i,j} \vec{S}_i \cdot \vec{P}_j \quad (1)$$

Расчет основного состояния позволяет сделать вывод о том, что фаза скирмионной решетки формируется при нулевых температурах в области значений параметров, указанных взаимодействий в диапазонах $D \in (0.5, 1)$, $J^{mf} \in (1.5, 3.5)$ при фиксированных $J_{i,j}^m = -1$, $J_{i,j}^f = 1$. Результаты расчетов приведены в безразмерных единицах для удобства (Рис. 1). Так энергия измеряется в единицах J^m , а температура в единицах J^{2m}/k_B . Поэтому расчеты могут быть адаптированы и использованы для материалов с различными J^m . Например, если известно, что в бислое с определенным стехиометрическим составом скирмионные фазовые переходы

происходят при $T_C^{exp} = 200 K$, можно рассчитать эффективный обменный параметр J_{eff} (3), воспользовавшись, например, уравнением среднего поля (2):

$$T_C^{exp} = \frac{2}{3k_B} Z \cdot S \cdot (S + 1) J_{eff} \quad (2)$$

$$J_{eff} = 34.51 \times 10^{-23} \text{ Дж} = 47.63 \text{ К}. \quad (3)$$

Здесь принято, что $Z = 6$ (треугольная решетка), $S = 1$ (модуль вектора спина) и $k_B = 1.3807 \times 10^{-23}$ Дж/К. J_{eff} – некоторое соотношение между величинами J^m, J^f, D и J^{mf} .

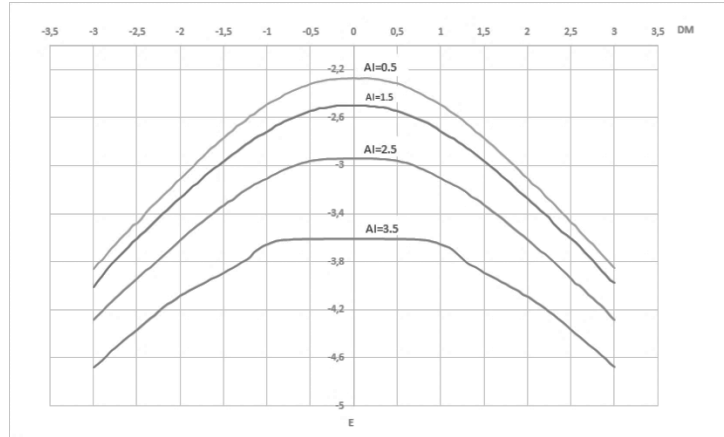


рис. 1 Полная энергия в зависимости от величины взаимодействия Дзялошинского – Мории для различных значений межслойного магнитоэлектрического взаимодействия в области существования фаз скирмионных решеток.

Фазовый переход, связанный с разрушением скирмионной решетки происходит в магнитной пленке при температуре ниже, чем фазовый переход порядок – беспорядок, также в работе получены значения температур переходов.

Список публикаций:

- [1] Samardak A.S., Kolesnikov A.G., Davydenko A.V. et al. // *Phys. Metals Metallogr.* 2022. V. 123. № 3. p. 227
- [2] Sharafullin, I.F., Diep, H. T. // *Symmetry.* 2020. V. 12. № 3. p. 26-41.
- [3] Sahbi El Hog, Sharafullin I.F., Diep H.T., Garbouj H., Debbichi M., Said M. // *Magnetism and Magnetic Materials.* 2022. V. 563. 169920.
- [4] Sharafullin I.F., Kharrasov M.K., Diep H.T. // *Phys. Rev.* 2019. V. 99. 214420.

Неэрмитовый гамильтониан Хатано-Нельсона

Тинюкова Татьяна Сергеевна

Чубурин Юрий Павлович

Удмуртский государственный университет,

Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения РАН

ttinyukova@mail.ru

В настоящее время активно изучаются неэрмитовы дискретные структуры (см., например, [1], [2]). Нами рассмотрена неэрмитова модель Хатано-Нельсона [1].

В случае бесконечной цепочки неэрмитовый гамильтониан Хатано-Нельсона H действует на функции $\psi(n)$, определенные на узлах цепочки $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$, по формуле

$$(H\psi)(n) = (t-\gamma)\psi(n-1) + (t+\gamma)\psi(n+1),$$

где $t \pm \gamma$ – амплитуда перехода на соседний узел.

Потенциал V , действующий по формуле

$$(V\psi)(n) = -((t-\gamma)\psi(0)\delta_{n,1} + (t+\gamma)\psi(1)\delta_{n,0} + (t-\gamma)\psi(N)\delta_{n,N+1} + (t+\gamma)\psi(N+1)\delta_{n,N}),$$

уничтожает связи между узлами с номерами 0 и 1, а также с номерами N и $N+1$. Возмущенный гамильтониан вида $H+V$ позволяет рассмотреть конечную цепочку из N узлов с номерами $n=1, 2, \dots, N$.

Собственные значения и собственные функции гамильтониана $H+V$ находим с помощью уравнения Дайсона

$$\psi = -(H - E)^{-1} V \psi.$$

Теорема. При $t^2 > \gamma^2$ существует ровно N различных вещественных собственных значений гамильтониана $H+V$

$$E_m = 2\sqrt{t^2 - \gamma^2} \cos \frac{\pi m}{N+1}, \quad m=1, \dots, N,$$

при этом соответствующие собственные функции имеют вид

$$\psi_m(n) = \frac{(-1)^{m+1} \sin \frac{\pi m n}{N+1} (t + \gamma)^{\frac{N-n}{2}}}{2 \sin \frac{\pi m}{N+1} (t - \gamma)^{\frac{N-n}{2}}} \sin \frac{\pi n}{2}.$$

В случае полубесконечной цепочки с номерами узлов $n=1, 2, \dots$ в потенциале V оставляем лишь слагаемые, содержащие $\delta_{n,0}$ и $\delta_{n,1}$, так что потенциал разрывает связи лишь между узлами с номерами $n=0$ и $n=1$. В этом случае при $|t| \neq |\gamma|$ не существует ненулевых решений уравнения Дайсона.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания № 075-01483-23-00, проект FEWS-2020-0010

Список публикаций:

- [1] Okuma N., Sato M. *Non-Hermitian topological phenomena: A review* // *Annual Review of Condensed Matter Physics*. 2022. V. 14. P. 83-107.
 [2] Bergholtz E. J., Budich J. C., Kunst F. K. *Exceptional Topology of Non-Hermitian Systems* // *Rev. Mod. Phys.* 2021. V. 93. P. 015005.

