

# Дисклинации в нематической фазе магнетика со спином единица

Б. А. Иванов<sup>1)</sup>

Институт магнетизма, 04071 Киев, Украина

Поступила в редакцию 16 мая 2006 г.

После переработки 13 июня 2006 г.

Для магнетика со спином  $S = 1$  и сильным биквадратичным взаимодействием, в котором реализуется состояние спинового нематика, существуют двумерные топологические дефекты – спиновые дисклинации. Спиновые дисклинации имеют несингулярное ядро макроскопического размера с насыщенным значением магнитного момента и разрушенным нематическим порядком. Эти особые линии имеют общие черты с дисклинациями в нематических жидких кристаллах, сингулярными дисклинациями в антиферромагнетиках и магнитными вихрями, но есть и существенные отличия их свойств от свойств отмеченных выше топологических дефектов. Динамические свойства дисклинации в спиновом нематике характеризуются “вмораживанием в конденсат” и наличием гироскопической силы.

PACS: 03.75.Kk, 05.45.Yv, 75.10.Jm

Топологические дефекты важны для описания низкоразмерных упорядоченных сред (магнетиков, сверхтекучих и сверхпроводящих систем, см. последний обзор [1]), а также полевых моделей физики высоких энергий со спонтанным нарушением симметрии [2]. Достаточно отметить, что одномерные солитоны типа доменных стенок и двумерные топологические солитоны Белавина – Полякова [3] разрушают дальний порядок, а магнитные вихри обуславливают переход Березинского – Костерлица – Таулеса [4, 5]. Разрушение дальнего порядка в квантовых одномерных моделях может быть описано на основе соответствующих двумерных инстантонов [6, 7].

В настоящее время подробно исследованы солитоны в гейзенберговских ферромагнетиках, динамика которых определяется уравнением Ландау–Лифшица для вектора намагниченности постоянной длины [8–10]. В терминах микроскопических спиновых моделей эта картина соответствует обменному гамильтониану Гейзенберга, то есть изотропному билинейному взаимодействию спинов вида  $J\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2$  [11]. Для спина  $S > 1/2$  изотропное взаимодействие не ограничивается этим слагаемым и может включать высшие инварианты типа  $(\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2)^n$  со значениями  $n$  до  $2S$ . В частности, общая изотропная модель со спином  $S = 1$  и взаимодействием ближайших соседей описывается гамильтонианом

$$\hat{H} = - \sum_{\langle i,j \rangle} \left[ J(\mathbf{S}_i\mathbf{S}_j) + K(\mathbf{S}_i\mathbf{S}_j)^2 \right] - \sum_i g\mu_B \mathbf{H}\mathbf{S}_i. \quad (1)$$

Здесь константы  $J$  и  $K$  определяют билинейное (гейзенберговское) и биквадратичное по спинам обменное

взаимодействие пар ближайших соседей  $\langle i, j \rangle$ , а также учтено наличие внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$ ,  $g$  – гиромагнитное отношение,  $\mu_B$  – магнетон Бора. Эта модель активно исследовалась в течение последних двух десятилетий как в связи с описанием обычных кристаллических магнетиков, см. обзоры [12, 13], так и в приложении к низкоразмерным магнетикам, см. последние работы [14, 15]. Интерес к ней возрос в связи с исследованием многокомпонентных бозе-эйнштейновских конденсатов нейтральных атомов с ненулевым спином, см. [16].

Модель (1) обладает интересными физическими свойствами, отсутствующими для гейзенберговских магнетиков. Немалое биквадратичное взаимодействие  $K > J$  может приводить к существованию нематических фаз этой системы, в которых средний спин  $\langle \mathbf{S} \rangle$  равен нулю, но симметрия ниже, чем для гамильтониана (1). Спонтанное нарушение симметрии в этой фазе и отличие спинового нематика от парамагнетика определяются билинейными по компонентам спина (квадрупольными) средними типа  $\langle S_i S_k \rangle$ .

Мы рассмотрим статические и динамические свойства двумерных топологических дефектов (дисклинаций) в спиновых нематиках на основе квазиклассического анализа модели (1) в рамках приближения среднего поля. Заметим, что в спиновых цепочках квантовые флуктуации могут разрушать нематический порядок [14, 15], но для размерности  $d = 2$  и выше это приближение, по-видимому, применимо.

Для построения квазиклассической полевой теории, описывающей данную систему с полным учетом квантовых состояний спина  $S = 1$  на узле, введем обобщенные когерентные состояния группы

<sup>1)</sup>e-mail: bivanov@i.com.ua

$SU(3)$ . Пространство параметра порядка  $\mathcal{M}_{SU(3)}$  для этих состояний изоморфно  $SU(3)/H$ , где  $H$  – стационарная подгруппа [17, 18]. В нашем случае  $H = SU(2) \times U(1)$ ,  $U(1)$  отвечает произволу выбора общего фазового множителя. В итоге пространство параметра порядка является четырехмерным многообразием и изоморфно комплексному проективному пространству,  $\mathcal{M}_{SU(3)} = \mathbb{C}P_2$ . Для него фундаментальная гомотопическая группа тривиальна,  $\pi_1(\mathbb{C}P_2) = 0$ , см. [19], но нетривиальна группа  $\pi_2(\mathbb{C}P_2) = \mathbb{Z}$ , где  $\mathbb{Z}$  – группа целых чисел по отношению к сложению. При  $K = J$  симметрия  $SU(3)$  является точной симметрией гамильтониана (1), пространство  $\mathcal{M}_{SU(3)}$  совпадает с пространством вырождения системы и дисклинации отсутствуют. Нетривиальность  $\pi_2$  обуславливает возможность топологических особенностей типа трехмерных ежей или двумерных локализованных солитонов, обсуждение которых выходит за рамки данной работы. В интересующем нас случае  $0 < J < K$ , когда реализуется нематическая фаза, симметрия ниже и появляются дисклинации, однако в силу тривиальности  $\mathcal{M}_{SU(3)}$  они имеют несингулярное ядро. Для описания статических и особенно динамических свойств этих дефектов удобна следующая параметризация состояний [20, 14]:

$$|\mathbf{u}, \mathbf{v}\rangle = \sum_{j=x,y,z} (u_j + iv_j) |\Psi_j\rangle, \quad (2)$$

где  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$  – вещественные векторы,  $|\psi_z\rangle = |0\rangle$ ,  $|\psi_x\rangle = (|-1\rangle - |+1\rangle)/\sqrt{2}$ ,  $|\psi_y\rangle = i(|-1\rangle + |+1\rangle)/\sqrt{2}$ ,  $|\pm 1\rangle, |0\rangle$  – обычные состояния с проекцией спина  $S_z = \pm 1, 0$ . Векторы  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$  удовлетворяют двум условиям:

$$\mathbf{u}^2 + \mathbf{v}^2 = 1, \quad \mathbf{u}\mathbf{v} = 0. \quad (3)$$

В терминах переменных  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$  вектор среднего значения спина  $\langle \mathbf{S} \rangle$  и квадрупольные средние  $\langle S_i S_k \rangle$  выражаются простыми соотношениями

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{S} \rangle &= 2 [\mathbf{u}, \mathbf{v}], \\ \langle S_i S_k + S_k S_i \rangle &= 2(\delta_{ik} - u_i u_k - v_i v_k). \end{aligned} \quad (4)$$

Физически различимы только такие значения переменных  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$ , для которых различаются какие-либо из спиновых средних (4). В частности, пары  $\{\mathbf{u}, \mathbf{v}\}$  и  $\{-\mathbf{u}, -\mathbf{v}\}$ , а также  $\{\mathbf{u}, \mathbf{v}\}$  и  $\{\mathbf{v}, -\mathbf{u}\}$  следует считать тождественными. Нематической фазе в отсутствие внешнего поля отвечает  $\mathbf{u}^2 = 1$ ,  $\mathbf{v} = 0$ , и переменная  $\mathbf{u}$  имеет смысл вектора-директора, то есть  $\mathbf{u}$  и  $-\mathbf{u}$ , как и в нематических жидких кристаллах, отвечают одному и тому же состоянию, что и определяет название “спиновый нематик”.

В рамках макроскопического подхода, который мы ниже будем использовать, энергия системы представляет собой функционал двух полевых переменных  $\mathbf{u} = \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ ,  $\mathbf{v} = \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ . Выбирая случай квадратной решетки, запишем лагранжиан, описывающий динамику переменных  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{v}$

$$\mathcal{L} = \int L \frac{d^2x}{a^2}, \quad L = -2\hbar \cdot \mathbf{v} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} - w\{\mathbf{u}, \mathbf{v}\}, \quad (5)$$

где  $w\{\mathbf{u}, \mathbf{v}\}$  – плотность энергии системы, которая зависит от векторов  $\mathbf{u}$ ,  $\mathbf{v}$  и их пространственных производных. Энергия системы совпадает со средним значением гамильтониана, сосчитанным на состояниях (4). Для дискретной модели на решетке эта энергия приведена в работе [14].

На основе этого лагранжиана можно исследовать как нелинейную динамику нематической фазы, так и ее линейный предел. Для малых отклонений от нематического состояния, что отвечает неравенству  $|\mathbf{v}| \ll |\mathbf{u}| \approx 1$  и использованию длинноволнового приближения, динамика этой системы сводится к изотропной  $\sigma$ -модели для единичного вектора  $\mathbf{u}$  [14]. Модель лоренц-инвариантна с характерной скоростью  $c = (2a/\hbar)\sqrt{K(K-J)}$ . В этом приближении состояние системы полностью определяется вектором  $\mathbf{u}$  и  $\partial \mathbf{u}/\partial t$ , а  $\mathbf{v} \propto [\mathbf{u}, \partial \mathbf{u}/\partial t]$  и является подчиненной переменной. Ясно, что в этом случае переменная  $\mathbf{u}$  имеет в точности тот же смысл, что и вектор-директор для нематических жидких кристаллов. В этой работе также построено двумерное солитонное решение типа солитона Белавина – Полякова, но с разрывами  $\mathbf{u}$ , в котором степень отображения плоскости на сферу  $\mathbf{u}^2 = 1$  может быть полуцелым. Однако изотропная  $\sigma$ -модель не достаточна для анализа интересующих нас топологических дефектов типа дисклинаций или ежей, и для полного топологического анализа важен выход за ее рамки. Поэтому для описания двумерных топологических солитонов будем исходить из полного лагранжиана системы (5) для двух векторных переменных  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$ , связанных соотношением (3).

Такой анализ в принципе значительно более громоздкий, так как приходится оперировать четырьмя нелинейными уравнениями, а не двумя, как для  $\sigma$ -модели. Однако можно показать, что полная система нелинейных уравнений для векторов  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$  имеет частное решение, в котором оба вектора  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$  разворачиваются в некоторой плоскости, а вектор  $\mathbf{m}$  меняется только по длине. В присутствии внешнего магнитного поля плоскость разворота векторных переменных  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$  перпендикулярна полю, а намагниченность параллельна полю. Как мы покажем, именно это решение (будем называть его планарным) имеет

важный физический смысл, и в настоящей работе мы ограничимся его анализом.

С учетом перпендикулярности векторов  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$  эти переменные можно записать как

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= \cos \mu (\mathbf{e}_x \cos \varphi + \mathbf{e}_y \sin \varphi), \\ \mathbf{v} &= \sin \mu (-\mathbf{e}_x \sin \varphi + \mathbf{e}_y \cos \varphi), \end{aligned} \quad (6)$$

где ось  $z$  выбрана вдоль направления внешнего поля, а векторы  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$  разворачиваются в плоскости  $(x, y)$ . Вектор намагниченности  $\mathbf{m}$  параллелен оси  $z$  и равен по величине  $\sin 2\mu$ . Плотность лагранжиана системы (5) в новых переменных  $\mu, \varphi$  принимает простой вид

$$\begin{aligned} L &= \hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} \cdot \sin 2\mu - w, \quad w = 2(K - J) \sin^2 2\mu - \\ &- g\mu_B H \sin 2\mu + K a^2 \cos^2 2\mu (\nabla \varphi)^2 + \\ &+ [K + 2(J - K) \cos^2 2\mu] a^2 (\nabla \mu)^2. \end{aligned} \quad (7)$$

В нулевом поле основному состоянию отвечает  $\mathbf{u}^2 = 1, \mathbf{v} = 0$  (или  $\mathbf{v}^2 = 1, \mathbf{u} = 0$ ), и система вырождена по направлениям единичного вектора  $\mathbf{u}$  (или  $\mathbf{v}$ ). В состоянии с  $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0$  для квадрупольных средних можно получить  $\langle (\mathbf{S}, \mathbf{u}_0)^2 \rangle = 0$ , и “образом” квадрупольного среднего при  $H = 0$  является бесконечно тонкий эллипсоид вращения (диск). Основному состоянию системы в достаточно слабом поле  $H < H_c$  соответствуют  $\langle S \rangle \equiv |\langle \mathbf{S} \rangle| = \sin 2\mu = H/H_c$  и ненулевые значения  $\mathbf{u}^2 \neq \mathbf{v}^2 \neq 0$ , характерное значение магнитного поля  $H_c = 4(K - J)/g\mu_B$ . В этом случае квадрупольное среднее можно представить как трехосный эллипсоид, одна из главных осей которого направлена вдоль  $\mathbf{H}$ , а направление двух остальных произвольно, что и определяет вырождение системы. Наконец, при  $H \geq H_c$  имеется насыщение намагниченности  $|\langle \mathbf{S} \rangle| = 1$ , то есть  $\mathbf{u}^2 = \mathbf{v}^2 = 1/2$ , квадрупольные средние определяются эллипсоидом вращения с избранной осью, параллельной спину  $\langle \mathbf{S} \rangle$ , и нематический порядок отсутствует.

В рамках макроскопической модели (7) спиновый нематик имеет следующие интегралы движения: энергию  $E$  и полевой импульс  $\mathbf{P}$ ,

$$E = \int w(d^2x/a^2), \quad \mathbf{P} = \hbar \int \sin 2\mu (\nabla \varphi)(d^2x/a^2). \quad (8)$$

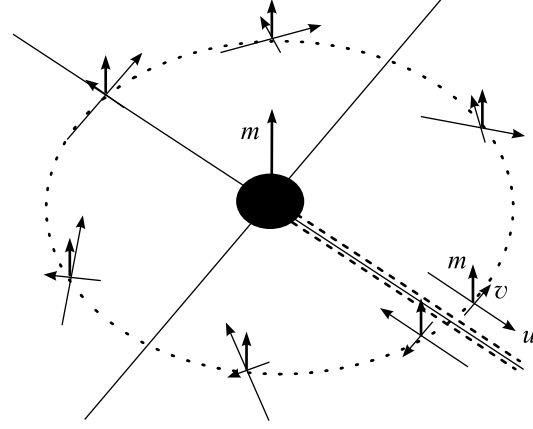
Перейдем к анализу двумерных планарных солитонов на основе лагранжиана (7). Уравнение Лагранжа для переменной  $\varphi$  имеет вид

$$\hbar \frac{\partial \mu}{\partial t} \cos 2\mu = K a^2 \nabla [\cos^2 2\mu (\nabla \varphi)], \quad (9)$$

и в статическом случае из него следует, что двумерное решение может быть выбрано в виде

$$\varphi = \frac{m}{2} \chi + \varphi_0, \quad \mu = \mu(r), \quad (10)$$

где  $r, \chi$  – полярные координаты в плоскости системы,  $\varphi_0$  – произвольный угол. В силу свойств пространства  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$  число  $m$  должно быть целым, и оно имеет тот же смысл, что и индекс Франка дисклинации в нематическом жидком кристалле, см. [21, 18]. Решения с четным  $m$  определяют непрерывное рас-



Распределение векторов  $\mathbf{u}, \mathbf{v}$  и  $\mathbf{m}$  в спиновой дисклинации с индексом Франка  $m = 1$  (схематически). Центральная часть (ядро) изображена кружочком, так как для нее направления векторов  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$  не определены. Линия формального разрыва отмечена штриховой полосой

пределение  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$ , а для нечетных  $m$  на некоторой линии присутствует формальный разрыв вида  $\mathbf{u} \rightarrow -\mathbf{u}, \mathbf{v} \rightarrow -\mathbf{v}$ , но все наблюдаемые величины (4), естественно, непрерывны, см. рисунок.

Характер пространства вырождения и топологические свойства спиновой дисклинации зависят от присутствия внешнего магнитного поля. Наличие поля  $\mathbf{H}, |\mathbf{H}| = H < H_c$  выделяет ту плоскость, в которой происходит разворот векторов  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{v}$ . При  $H \neq 0$ , как и в легкплоскостном антиферромагнетике [22], пространство вырождения есть  $\mathbb{S}^1/\mathbb{Z}_2$ . В этом случае все разные значения  $m$  отвечают топологически различным состояниям дисклинации нематика,  $m$  играет роль  $\pi_1$  – топологического заряда, принадлежащего  $\mathbb{Z}$ . Если же  $H = 0$ , ориентация этой плоскости произвольная, пространство вырождения есть  $\mathbb{S}^2/\mathbb{Z}_2$ ,  $\pi_1(\mathbb{S}^2/\mathbb{Z}_2) = \mathbb{Z}_2$ , и все дисклинации с нечетными индексами Франка  $m$  могут быть трансформированы в наиболее энергетически выгодные с  $m = \pm 1$ , причем последние топологически эквивалентны, а все дисклинации с четными индексами Франка топологически устранимы.

Структура ядра дисклинации определяется функцией  $\mu(r)$ , для которой можно получить уравнение в обыкновенных производных. Его удобно записать через переменную  $\alpha = \pi/2 - 2\mu$ :

$$l_0^2(1 - \kappa \sin^2 \alpha) \left( \frac{d^2 \alpha}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\alpha}{dr} \right) + \sin \alpha \cos \alpha \left( 1 - \frac{m^2}{r^2} \right) - h \sin \alpha = 0, \quad (11)$$

где  $l_0 = a\sqrt{K/8(K-J)}$  – характерная длина,  $\kappa = 2(K-J)/K$ , и введено безразмерное магнитное поле  $h = H/H_c$ . Уравнение (11) легко решить численно с использованием метода стрельбы, см. [8]. Далее мы будем считать, что  $K-J \ll K$ . Это условие отвечает неравенству  $l_0 \gg a$  и делает возможным макроскопическое описание нематика при любом значении поля. В этом случае (11) переходит в уравнение, решенное ранее в работе [23]. Легко показать, что энергия дисклинации, как и других  $\pi_1$ -топологических дефектов, имеет слабую (логарифмическую) расходимость с ростом размера системы  $L$ ,

$$E = m^2 \frac{\pi K}{2} (1 - h^2) \ln \left( \frac{L}{Al_0(h)} \right), \quad (12)$$

где  $A$  – численный множитель порядка единицы.

Легко показать, что при  $r \gg l_0(h) \equiv l_0/\sqrt{1-h^2}$  величина  $\mu$  достигает своего равновесного значения  $\mu_0$ ,  $\cos \alpha_0 = \sin 2\mu_0 = h$ , а вблизи начала координат поведение степенное,  $\alpha \propto (r/l_0)^m$ . Таким образом, в центре дисклинации в спиновом нематике формируется несингулярное насыщенное ядро, в котором  $\mu_0 = \pi/4$  и  $|\langle \mathbf{S} \rangle| = 1$ , а квадрупольные средние определяются эллипсоидом вращения с избранной осью, параллельной полю, то есть нематический порядок разрушен. Здесь интересно отметить, что линейное поведение  $\alpha(r)$  для простейшей дисклинации с  $m = 1$  отличается от поведения сингулярных дисклинаций в антиферромагнетиках, для которых параметр порядка вблизи ядра  $\alpha_{\text{АФМ}} \propto \sqrt{r/l_0}$  [24], см. также обзор [22]. Такая линейная зависимость характерна для внеплоскостного вихря с наименьшим возможным топологическим зарядом  $q = 1$ . Для этого вихря  $\varphi = \chi + \varphi_0$ , что в соответствии с (10) отвечает индексу Франка  $m = 2$ , а не  $m = 1$ , как в простейшей дисклинации.

Итак, статические свойства дисклинации в спиновом нематике можно рассматривать как своеобразную комбинацию свойств сингулярных дисклинаций в антиферромагнетиках и магнитных вихрей. Перейдем к описанию их динамики, которая также оказывается достаточно нетривиальной. В рамках  $\sigma$ -модели вопрос ясен: решение, описывающее любой солитон, свободно движущийся со скоростью  $V < c$ , можно получить из известного неподвижного решения преобразованием Лоренца. Однако для рассмотренной выше топологической дисклинации  $\sigma$ -

модель не применима. Анализ показал, что движение дисклинации возможно только на фоне “спинового потока”, то есть ненулевого значения  $\nabla\varphi = \mathbf{k}$  на бесконечности. Это легче всего продемонстрировать для значения магнитного поля  $H$ , близкого к  $H_c$ , когда  $\sin \alpha \leq \sqrt{1-h^2} \ll 1$ . В этом случае в основном приближении по  $\alpha$  уравнение (9) записывается в виде  $\hbar\alpha(\partial\alpha/\partial t) = 2Ka^2\nabla(\alpha^2\nabla\varphi)$  и имеет точное решение  $\mu = \mu_0(\tilde{r})$ ,  $\varphi = (m/2)\tilde{\chi} + \mathbf{k}\tilde{\mathbf{r}}$ , где  $\tilde{\mathbf{r}} = \mathbf{r} - \mathbf{X}(t)$ ,  $\mathbf{X} = \mathbf{X}(t) = Xe_x + Ye_y$  – координата центра дисклинации,  $\mu_0(r)$  – неподвижное решение (10),  $\tilde{r} = |\tilde{\mathbf{r}}|$ ,  $\tilde{\chi} = \arctan[(y-Y)/(x-X)]$ , величина потока  $\mathbf{k}$  однозначно определяется скоростью дисклинации  $\mathbf{V} = d\mathbf{X}/dt \propto \mathbf{k}$ . Приведем связь  $\mathbf{V}$  и  $\mathbf{k}$  для произвольного значения поля  $H$ ,  $\hbar\mathbf{V} = 2(1+h)a^2K \cdot \mathbf{k}$ , которую можно найти тем же методом, что в работе [25] для вихря в ферромагнетике. Таким образом, полная энергия системы, содержащей свободно движущуюся дисклинацию, расходится как  $KL^2V^2$ , и понятие локальной инерционной массы дисклинации теряет смысл. Такое свойство известно для вихрей в ферромагнетиках [25] или сверхтекучих системах, оно отвечает “вмораживанию вихрей в конденсат”, см., например, обзор [10].

Вопрос о вынужденном движении дисклинации можно рассмотреть на основе анализа полевого импульса спинового нематика  $\mathbf{P}$ . В формуле (8), как и для ферромагнетика, содержится недифференцируемое выражение  $\nabla\varphi$ , что приводит к нетривиальным особенностям импульса топологического солитона в этих системах [26]. Проще всего использовать метод [27] и вычислить величину  $d\mathbf{P}_0/dt$  в основном приближении по скорости дисклинации  $\mathbf{V}$ . Для этого достаточно использовать неподвижное решение (10), заменив в нем  $r$ ,  $\chi$  на  $\tilde{r}$ ,  $\tilde{\chi}$ . Расчет дает  $d\mathbf{P}_0/dt = G \cdot [\mathbf{e}_z, \mathbf{V}]$ , где  $G = m(\pi\hbar/a^2)(1-h)$ . Отсюда следует, что на движущуюся дисклинацию действует гироскопическая сила  $G \cdot [\mathbf{e}_z, \mathbf{V}]$ . Это выражение можно получить и прямым вычислением в духе работы [28]. Такая гироскопическая сила эквивалентна силе Лоренца для заряженной частицы в однородном магнитном поле  $\mathbf{B} = G\mathbf{e}_z$  и хорошо известна для вихрей в сверхтекучих системах и топологических солитонов в ферромагнетиках, она наблюдается в экспериментах по движению цилиндрических доменов [29]. Спиновый нематик отличается от ферромагнетика тем, что гироскопическая сила присутствует для дисклинации, но отсутствует для солитона типа Белавина – Полякова, существующего в изотропном нематике [14].

Итак, для магнетика с сильным биквадратичным взаимодействием в состоянии спинового нематика

существуют двумерные топологические дефекты – спиновые дисклинации. В этой особой линии вдали от центра распределение параметра порядка такое же, как для дисклинации в нематическом жидком кристалле, но для спиновой дисклинации характерно несингулярное ядро макроскопического размера с насыщенным значением магнитного момента. Сравнивая спиновые дисклинации и другие топологические дефекты в магнетиках, можно отметить как их сходства, так и отличия от сингулярных дисклинаций в антиферромагнетиках и магнитных вихрей.

Динамические свойства топологических солитонов в спиновых нематиках также достаточно необычны. В частности, динамическое поведение дисклинации в спиновом нематике иное, чем локализованного топологического солитона; дисклинация характеризуется “вмораживанием в конденсат” и наличием гироскопической силы, а у солитона этих свойств нет. Наличие эффектов гироскопической силы и даже величина константы  $G$  для дисклинации в нематике делает ее похожей на вихри и солитоны в гейзенберговском ферромагнетике, но сильно отличает от вихря в антиферромагнетике [30] или ферромагнетике со спином  $S = 1$  и сильным квантовым сокращением спина [31], для которых гироскопическая сила может быть индуцирована только сильным внешним магнитным полем и отсутствует при  $H = 0$ .

Я благодарен В.Г. Барьяхтару и П.И. Голоду за полезные обсуждения и советы, Е.Г. Галкиной, А.К. Коллежуку и Р.С. Химину за обсуждения и помощь.

1. С. Е. Коршунов, УФН **176**, 233 (2006).
2. R. Rajaraman, *Solitons and Instantons: An Introduction to Solitons and Instantons in Quantum Field Theory*, North-Holland, Amsterdam, 1982.
3. А. А. Белавин, А. М. Поляков, Письма в ЖЭТФ **22**, 503 (1975).
4. В. Л. Березинский, ЖЭТФ **59**, 907 (1970); **61**, 1144 (1971).
5. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J. Phys. C **6**, 1181 (1973).
6. F. D. M. Haldane, Phys. Lett. A **93**, 464 (1983); Phys. Rev. Lett. **50**, 1153 (1983).

7. Ian Affleck, J. Phys.: Condens. Matter. **1**, 3047 (1989).
8. А. М. Косевич, Б. А. Иванов, А. С. Ковалев, *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны*, Киев, Наук. думка, 1983; А. М. Kosevich, B. A. Ivanov, and A. S. Kovalev, Phys. Rep. **194**, 117 (1990).
9. Н.-J. Mikeska and M. Steiner, Adv. Phys. **40**, 191 (1991).
10. V. G. Bar'yakhtar and B. A. Ivanov, Sov. Sci. Rev. Sec. A **16**, 3 (1993).
11. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, М.: Наука, 1967.
12. Э. Л. Нагаев, *Магнетики со сложными обменными взаимодействиями*, М.: Наука, 1988.
13. В. М. Локтев, В. С. Островский, ФНТ **20**, 983 (1994).
14. B. A. Ivanov and A. K. Kolezhuk, Phys. Rev. **B68**, 052401 (2003).
15. K. Buchta, G. Fáth, Ö. Legeza, and J. Sólyom, Phys. Rev. B **72**, 054433 (2005).
16. Zhou Fei, Electronic preprint ArXiv:cond-mat/0108473 (2002).
17. D. Mermin, Rev. Mod. Phys. **51**, 591 (1979).
18. Г. Е. Воловик, В. П. Минеев, ЖЭТФ **72**, 2256 (1977).
19. М. А. Ольшанецкий, УФН **136**, 421 (1982).
20. N. A. Mikushina and A. S. Moskvina, Phys. Letters A **302**, 8 (2002).
21. П. де Жен, *Физика жидких кристаллов*, М.: Мир, 1974.
22. Б. А. Иванов, ФНТ **31**, 841 (2005).
23. А. М. Косевич, В. П. Воронов, И. В. Манжос, ЖЭТФ **84**, 148 (1993).
24. Б. А. Иванов, В. Е. Киреев, В. П. Воронов, ФНТ **23**, 845 (1997).
25. А. В. Никифоров, Э. Б. Сонин, ЖЭТФ **85**, 642 (1983).
26. N. Papanicolaou, Nucl. Phys. B **360**, 425 (1991).
27. B. A. Ivanov and V. A. Stephanovich, Phys. Letters A **141**, 89 (1989).
28. А. А. Thiele, Phys. Rev. Lett. **30**, 230 (1973).
29. А. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, М.: Мир, 1982.
30. B. A. Ivanov and D. D. Sheka, Phys. Rev. Lett. **72**, 404 (1994); Б. А. Иванов, Д. Д. Шека, ЖЭТФ **107**, 1626 (1995).
31. Б. А. Иванов, Д. Д. Шека, ФНТ **21**, 431 (1995).