Физика аэродисперсных систем. – 2014. – № 51. – С. 27-32

УДК 537.61

Сайко П. А., Шаповалов И.П.

Одесский национальный университет имени И. И. Мечникова,
кафедра теоретической физики
E-mail: fesswolf10@gmail.com

Магнитное упорядочение мелкодисперсного магнетика во внешнем магнитном поле

Исследованы возможные типы однородного магнитного упорядочения в мелкоразмерной частице одноосного магнетика с единичным спином ионов во внешнем поле. Рассмотрен случай, когда между магнитными ионами наряду с гейзенберговским обменным взаимодействием присутствует биквадратичное обменное взаимодействие. В координатах напряженность поля - температура построена фазовая диаграмма магнетика при определенных значениях параметров гамильтониана. На фазовой диаграмме кроме тройной точки также присутствует тетракритическая точка.

Введение. Одним из основных свойств очень мелкой магнитной пыли является ее однодоменность. Иными словами, если размер частицы d меньше некоторого критического размера d_C, разбиения частицы на домены не происходит [1]. В этом случае частица пыли может обладать макроскопическим магнитным моментом в отсутствие внешнего магнитного поля и без предварительной намагниченности. Возможность возникновения однодоменного состояния обоснована Френкелем и Дорфманом [2]. Изменение магнитных свойств обусловлено тем, что при уменьшении размера частицы до значений ниже d_C разделение областей намагниченности на домены становится энергетически невыгодным. Т.е происходит преобразование мультидоменной магнитной структуры, свойственной макроскопическим материалам, в однодоменную структуру – присущую микрочастицам (наночастицам). Размеры таких частиц определяются свойствами конкретного вещества индивидуально для каждого магнитного материала.

По расчетам Кондорского [3] для железа, например, $d_C \approx 200A$, а для никеля $d_C \approx 600A$. Расчеты Кителя [4] для никеля дают такое же значение: $d_C \approx 600A$. Анализ различных методов получения однодоменных частиц дан в работе [5].

Традиционно исследование магнитных свойств однодоменных частиц проводят на основе модели Гейзенберга. Однако существует широкий класс магнитных соединений, для исследования которых эта модель оказывается неприемлемой. В частности, для адекватного описания свойств многих магнитных диэлектриков наряду с гейзенберговским обменным взаимодействием (ОВ) необходимо учитывать взаимодействие ионов с кристаллическим полем и ОВ высших степеней по спину [6]. При значении спина $S=1$, которое рассматривается в настоящей работе, ОВ высших степеней по спину сводятся к биквадратичному ОВ.

Целью настоящей работы является построение фазовой диаграммы мелкоразмерной частицы ($d < d_C$) одноосного магнетика с единичным спином при наличии кристаллического поля и анизотропного биквадратичного ОВ.

Модель системы. Гамильтониан одноосного магнетика со спином $S = 1$ в продольном магнитном поле при наличии кристаллического поля и биквадратичного ОВ в наиболее общем случае имеет вид (см., например, [7]):

$$H = -h\sum_i S_i^Z - \sum_{i,j} J_{ij}\left[S_i^Z S_j^Z + \xi\left(S_i^X S_j^X + S_i^Y S_j^Y\right)\right] + \frac{1}{3}D\sum_i Q_i^0 -$$
$$-\sum_{i,j} K_{ij}\left[\frac{1}{3}Q_i^0 Q_j^0 + \eta\left(Q_i^1 Q_j^1 + Q_i^{-1} Q_j^{-1}\right) + \varsigma\left(Q_i^2 Q_j^2 + Q_i^{-2} Q_j^{-2}\right)\right], \qquad (1)$$

где h – напряжённость внешнего продольного магнитного поля; J_{ij} и K_{ij} – константы гейзенберговского и биквадратичного ОВ; D – константа кристаллического поля; ξ – константа анизотропии гейзенберговского ОВ; η, ζ – константы анизотропии биквадратичного ОВ; S^l ($l = x, y, z$) – спиновые операторы; Q^p ($p = 0, \pm 1, \pm 2$) – операторы компонент квадрупольного магнитного момента; индексы i, j нумеруют узлы кристаллической решётки.

Гамильтониан (1) имеет единственную ось симметрии (ось Z), т.е. является одноосным.

Первый член в гамильтониане представляет собой энергию магнитных моментов ионов во внешнем поле (зеемановскую энергию). Второй член – энергия гейзенберговского ОВ. Это взаимодействие при условии $\xi = 1$ становится изотропным. Третий член гамильтониана соответствует энергии взаимодействия магнитных ионов с кристаллическим полем (ее величина зависит от константы D). Четвертый член – энергия биквадратичного ОВ, которое при условии $\eta = \varsigma = 1$ является изотропным. Таким образом, отличие констант ξ, η, ς от единицы характеризует степень анизотропии ОВ.

Мы рассматриваем такой случай, когда в системе могут реализовываться только одноподрешёточные фазы. Это обеспечивается выполнением условий $J_{ij} > 0$ и $K_{ij} > 0$.

Кроме неупорядоченной парамагнитной фазы (ПМФ) и фазы ферромагнитного упорядочения (ФМФ) модельный гамильтониан (1) допускает реализацию в системе плоскостной и осевой квадрупольных фаз (ПКФ и ОКФ), а также угловой фазы (УФ) [8]. Таким образом, число возможных фаз в системе равно пяти.

Главная отличительная черта квадрупольных фаз состоит в том, что в отсутствие внешнего магнитного поля намагниченность исследуемой частицы равна нулю, а квадрупольный магнитный момент отличен от нуля. При этом в ПКФ магнитные моменты отдельных ионов частицы свободно вращаются в плоскости, перпендикулярной оси симметрии частицы, а в ОКФ магнитные моменты ионов с равной вероятностью могут быть направлены вдоль или против оси симметрии. В угловой фазе намагниченность образует некоторый угол с осью симметрии частицы.

Фазовая диаграмма. Исследование гамильтониана (1) в приближении молекулярного поля позволяет получить систему двух неявных уравнений для средних значений операторов S^Z и Q^0 (см., например, [7]):

$$\langle S^Z\rangle = \frac{2sh\Big(\big(h+2J_0\langle S^Z\rangle\big)/kT\Big)\exp\big(kT\big)}{1+2ch\Big(\big(h+2J_0\langle S^Z\rangle\big)/kT\Big)\exp\Big(\big(6K_0\langle Q^0\rangle - D\big)/kT\Big)}$$

$$\langle Q^0\rangle = \frac{1}{3} - \frac{1}{1+2ch\Big(\big(h+2J_0\langle S^Z\rangle\big)/kT\Big)\exp\Big(\big(6K_0\langle Q^0\rangle - D\big)/kT\Big)}, \qquad (2)$$

где k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, J_0 и K_0 определяются выражениями

$$J_0 = \sum_i J_{ij}, \qquad K_0 = \sum_i K_{ij}. \qquad (3)$$

Величины $\langle S^Z\rangle$ и $\langle Q^0\rangle$ играют роль относительных намагниченностей (дипольной и квадрупольной) частицы. Зависимости этих величин от температуры, полученные путем численного решения системы уравнений (2), позволяют определить границы ПМФ [9]. Так в ПКФ при фиксированном значении магнитного поля h с ростом температуры намагниченность $\langle S^Z\rangle$ увеличивается, а в ПМФ – уменьшается. Поэтому температуре перехода между ПКФ и ПМФ соответствует максимальное значение функции $\langle S^Z\rangle = f\big(T\big)$. В ФМФ при фиксированном значении h с ростом температуры квадрупольная намагниченность $\langle Q^0\rangle$ уменьшается, проходя через ноль, а в ПМФ увеличивается, стремясь к нулю. Следовательно, температуре перехода между ФМФ и ПМФ соответствует минимальное значение функции $\langle Q^0\rangle = f\big(T\big)$.

Границы ФМФ для модели магнетика, задаваемой гамильтонианом (1), приведены в [7]. Так, для границы ФМФ $\leftrightarrow$ ОКФ имеем:

$$h + 2\langle S^Z\rangle\big(J_0 - \varsigma K_0\big) = 0,$$

а для границы ФМФ $\leftrightarrow$ УФ, соответственно:

$$h + \langle S^Z\rangle\big(2J_0 - \xi J_0 - \eta K_0\big) =$$

$$= \Big\{\big(\langle S^Z\rangle\big)^2\big(\xi J_0 - \eta K_0\big)^2 + \big[D - 2\langle Q^0\rangle\big(K_0 - \xi J_0\big)\big]\big[D - 2\langle Q^0\rangle K_0\big(1-\eta\big)\big]\Big\}^{1/2}.$$

Выражение, описывающее границу ПКФ$\leftrightarrow$УФ, по виду совпадает с приведенным выше выражением для границы ФМФ$\leftrightarrow$УФ. При этом следует учиты-

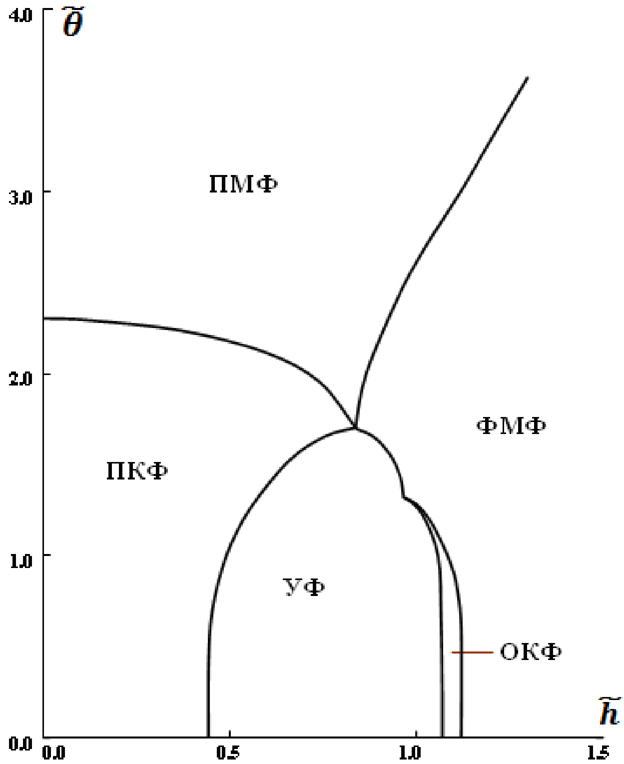

Рис.1 Фазовая диаграмма магнетика с сильным кристаллическим полем и биквадратичным обменным взаимодействием. Диаграмма построена при J_0 = 1.0; D = 1.0; K=0.8; ξ = 1.0; ζ = 1.95; η = 1.0.

вать, что численные значения величин $\langle S^Z \rangle$ и $\langle Q^0 \rangle$ в обоих случаях различаются.

Уравнение границы УФ$\leftrightarrow$ОКФ было получено в [10], однако ввиду чрезвычайной громоздкости мы его не приводим.

На рис.1 в безразмерных координатах $\tilde{h}-\tilde{\theta}$, где $\tilde{\theta}=kT/J_0$; $\tilde{h}=h/J_0$, построена фазовая диаграмма исследуемого магнетика, содержащая все описанные выше границы.

На фазовой диаграмме присутствуют мультикритические точки: тройная и тетракритическая. Численные расчеты показывают, что безразмерные координаты обеих мультикритических точек сильно зависят от величины кристаллического поля D.

Выводы. Из полученной в работе фазовой диаграммы следует, что в мелких частицах магнетика с негейзенберговскими взаимодействиями могут реализовываться сложные каскады фазовых переходов по полю и по температуре. Для экспериментального наблюдения таких каскадов необходимо использовать магнетик, в котором наряду с ФМФ и ПМФ могут реализовываться квадрупольные и квадрупольно-угловая фазы. Возможность реализации этих фаз обусловлена негейзенберговскими членами в гамильтониане [6]. Подходящим может оказаться магнетик, принадлежащий к классу веществ RT_2X_2, где R – редкоземельный элемент, *T* – переходной металл, а X – *Ge* или *Si*. В веществах этого класса именно негейзенберговские взаимодействия играют доминирующую роль в формировании магнитного упорядочения.

Литература:

1. *Петров Ю.И.* Физика малых частиц. – М.: Наука, 1982. – 360 с.
2. *Frenkel J., Dorfman J.* Spontaneous and induced magnetization in ferromagnetic bodies // Nature. – 1930. – V.126. – P.274 – 275.
3. *Кондорский Е.И.* Микромагнетизм и перемагничивание квазиоднодо–менных частиц // Известия АН СССР, Сер. физ. – 1978. – Т. 42, №8. – С.1638-1645.
4. *Kittel C., Galt J.K.* Ferromagnetic domain theory. Solid state physics // Ed. by F. Seits, D. Turnbull. – N.Y: Academic Press. – 1956.– V.3 – P. 437-564.
5. *Губин С.П., Кокшаров Ю.А., Хомутов Г.Б., Юрков Г.Ю.* Магнитные наночастицы: методы получения, строение и свойства // Успехи химии. – 2005. – Т.74, №.6. – С.539–574.
6. *Шаповалов И.П.* Мелкодисперсные одноосные магнетики с анизотропным биквадратным обменным взаимодействием. // Физика аэродисперсных систем. – 2008. – №. 45. – С.5–9.
7. *Fridman Yu.A., Kosmachev O.A., Klevets Ph.N.* Phase states of an S=1 magnet with anisotropic exchange interactions.// Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2008. –V.320. – P. 435-449.
8. *Шаповалов И.П., Сайко П.А.* Фазовые переходы в магнетиках с тензорными взаимодействиями и низкотемпературные датчики магнитного поля // Сенсорна електроніка і мікросистемні технології. – 2010. – Т.1, №.4. – С.17-20.
9. *Shapovalov I.P, Sayko P.A.* Axial quadrupole phase of a uniaxial spin-1 magnet // arXiv:1405.0606 [cond-mat.str-el] [3 May 2014].
10. *Massidda V*. Transitions involving conical magnetic phases in a model with bilinear and biquadratic interactions.// Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2008. – V.320. – P. 851–856.

Сайко П. О., Шаповалов І. П.

Частинка дрібнодисперсного магнетика зі складними обмінними взаємодіями у зовнішньому магнітному полі

АНОТАЦІЯ

Досліджені можливі типи однорідного магнітного впорядкування в дрібнорозмірній частинці одновісного спін-1 магнетика у зовнішньому полі. Розглянуто випадок, коли в системі присутні складні обмінні взаємодії. У координатах поле – температура побудована фазова діаграма магнетика при певних значеннях параметрів гамільтоніана. На фазовій діаграмі окрім потрійної точки присутня тетракритична точка.

Физика аэродисперсных систем. – 2014. – № 51. – С. 27-32

Sayko P.O., Shapovalov I.P.

The particle of highly dispersed magnetic with complex exchange interactions in an external magnetic field

SUMMARY

The possible types of uniform magnetic ordering in small-sized particle of the uniaxial spin-1 magnet in an external field have been investigated. The case of the system with complex exchange interactions is considered. The phase diagram of a magnet in the field – temperature coordinates is constructed for certain values *of the Hamiltonian parameters. There is a tetracritical point besides a triple point on the phase diagram.*