ВЛИЯНИЕ МАГНИТОУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА МАГНИТНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ В ДВУМЕРНЫХ ЛЕГКОПЛОСКОСТНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Мицай Ю. Н., профессор, д. ф.-м. н., Фридман Ю. А., доцент, к. ф.-м. н.
Спирин Д. В., студент, Алексеев К. Н., старший преподаватель

1. Хорошо известно [1], что невозможно существование дальнего магнитного порядка (ДМП) в двумерном (2D) ферромагнетике. Формально это означает, что в гейзенберговском ферромагнетике интеграл $\langle \Delta M \rangle$, определяющий флуктуацию магнитного момента, расходится на нижнем пределе.

Однако в работе [2] было показано, что учет магнитодипольного взаимодействия в 2D ферромагнетиках приводит к корневому закону дисперсии магнонов $\omega \propto \sqrt{k}$. Это приводит к сходимости интеграла $\langle \Delta M \rangle$ и свидетельствует о стабилизации ДМП. Исходя из этого, можно предположить, что и другие релятивистские типы взаимодействий могут стабилизировать ДМП. Так, в работе [3], показано, что в легкоплоскостном 2D антиферромагнетике ДМП стабилизируется магнитоупругим (МУ) взаимодействием. Однако в этой работе использовано представление Холстейна-Примакова для спиновых операторов, т.е. квазиклассическое представление, которое явно неадекватно микроскопичности исследуемой системы. Поэтому представляет интерес исследовать вопрос о стабилизации ДМП в 2D легкоплоскостном ферромагнетике при учете МУ взаимодействия, учитывая при этом одноионную анизотропию (ОА) и МУ связь точно. Такой точный учет можно провести, используя технику операторов Хаббарда [4].

2. В качестве исследуемой системы, рассмотрим легкоплоскостной 2D ферромагнетик (XOZ–базисная плоскость), гамильтониан которого можно записать в виде:

$$H = -1/2\sum_{n,n'} I(n-n')\vec{S}_n\vec{S}_{n'} + \beta/2\sum_n (S_n^y)^2 + \lambda\sum_n \{(S_n^x)^2 u_{xx} + (S_n^z)^2 u_{zz} + \\ + (S_n^x S_n^z + S_n^z S_n^x) u_{xz}\} + E/(2-2\sigma^2)\int dv\{u_{xx}^2 + u_{zz}^2 + 2\sigma u_{xx}u_{zz} + 2(1-\sigma)u_{xz}^2\}, \quad (1)$$

где S_n^i – спиновый оператор в узле n, $\beta>0$ – константа ОА, λ – константа МУ связи, u_{ij} –симметричная часть компонент тензора деформаций, E – модуль Юнга, σ – коэффициент Пуассона. Для простоты вычислений предположим, что спин магнитного иона S=1. В гамильтониане (1) первые два слагаемых описывают магнитную подсистему, третье – 2D МУ взаимодействие, а четвертое – упругую подсистему.

Поскольку нас интересует возможность стабилизации ДМП за счет наличия МУ связи, предположим, что МУ взаимодействие создает ненулевой магнитный момент, который, для определенности, будем считать параллельным оси OZ.

Дисперсионное уравнение можно получить, используя процедуру гармонического квантования [4], при этом решение дисперсионного уравнения позволяет определить спектры квазимагнонов, которые мы исследуем в двух предельных случаях: малой и большой ОА.

a). В случае малой ОА, т.е. при $\beta << I_0$, низкочастотная магнонная ветвь имеет вид:

$$\varepsilon_\alpha^2(k) = (b_0 + \alpha k^2)\cdot\left(b_0 + \beta/4 + \alpha k^2\right) \qquad (2)$$

где $b_0 = 3\lambda^2/4E$ – параметр МУ связи, $\alpha = I_0 R_0^2$, R_0– радиус взаимодействия. В случае отсутствия МУ связи мы получаем стандартный спектр легкоплоскостного ферромагнетика.

b). Если ОА велика, т.е. $\beta/4 \ge I_0$, то спектр квазимагнонов имеет вид:

$$\varepsilon_\alpha^2(k) = \left(\beta/2 + a_0\right)\cdot\left(\beta/2 + a_0 - 2I_0 + 2\alpha k^2\right), \quad a_0 = \lambda^2(1+\sigma)/2E \qquad (3)$$

Спектры квазифононов также определяются дисперсионным уравнением, но, поскольку они не влияют на величину флуктуации магнитного момента, то они нас не интересуют.

3. Исследуем теперь флуктуации магнитного момента, например, величину $\left\langle (S^x)^2 \right\rangle$. Следуя [5] сопоставим операторам Хаббарда X_n^α псевдохаббардовские операторы $\widetilde{X}_n^\alpha$, которые связаны с бозевскими операторами рождения и уничтожения квазичастиц. Переписывая гамильтониан H в терминах бозевских операторов, учтем только двухчастичное взаимодействие. Диагонализуя полученный гамильтониан u-v преобразованием, получаем выражения для энергий бозонов, которые совпадают с выражениями (2) и (3). Имеем:

$$\left\langle (S_n^x)^2 \right\rangle = \left(1 - \sin 2\delta\right)/2 \cdot \left\langle a_n^+ a_n \right\rangle + \left(1 + \sin 2\delta\right)/2 . \qquad (4)$$

где a – операторы бозонов с энергией, определяемой из (2). Суммируя (4) получаем искомое среднее. Как и ранее, исследуем два предельных случая: малой ОА и большой ОА.

a). В случае малой ОА легко видеть, что в этом случае интеграл $\left\langle (S_n^x)^2 \right\rangle$ сходится на нижнем пределе, следовательно, ДМП в 2D ферромагнетике существует. Если же МУ связь не учитывать, то интеграл расходится на нижнем пределе, что свидетельствует об отсутствии ДМП. Кроме того, из условия $1/N \sum_n \left\langle (S_n^x)^2 \right\rangle = 1$ можно определить температуру фазового перехода:

$$T_c \approx 4\pi\alpha \cdot \left(\ln(4\pi\alpha) - \ln\sqrt{b_0 \cdot \left(b_0 + \beta/2\right)}\right)^{-1} . \qquad (5)$$

Как видно из (5), температура фазового перехода определяется как МУ взаимодействием, так и ОА. Но при этом МУ взаимодействие является определяющим, и при $b_0 = 0$ $T_c \to 0$.

b). В случае большой ОА даже в отсутствие МУ связи интеграл не расходится на нижнем пределе (в спектре квазимагнонов имеется конечная щель при a_0=0). Видимо, такое поведение флуктуаций связано с тем, что в случае большой ОА возможна реализация фазы с тензорным параметром порядка (КУ-фазы). В рассматриваемом случае имеем $(\beta/4 >> I_0)$:

$$T_c \approx \sqrt{\Delta}\cdot\left(\ln\Delta - \ln(\pi\alpha\beta)\right)^{-1}\ ,\quad \Delta \approx \beta/2\cdot\left(\beta/2 - 2I_0\right). \tag{6}$$

4. Проведенные исследования показывают, что учет МУ взаимодействия приводит к стабилизации ДМП в 2D ФМ. Из формулы (5) следует, что в слабоанизотропном ФМ величина T_c определяется МУ щелью квазимагнонного спектра. В случае большой ОА в системе может существовать так называемая квадрупольная фаза, и температура перехода, как следует из (6) определяется в основном константой ОА, в то время, как МУ взаимодействие лишь немного перенормирует ее.

Один из авторов (С.Д.) благодарит Международную Соросовскую Программу поддержки образования в области точных наук (ISSEP), грант № GSU072163.

Литература.

1. Bloch F., Z.Phis., т. 61, 206, 1930.
2. Малеев С.В., ЖЭТФ, т. 70, 2374, 1976.
3. Иванов Б.А., Тартаковская Е.В., Письма в ЖЭТФ, т. 63, 10, 792, 1996.
4. Мицай Ю.Н., Фридман Ю.А., ТМФ, т. 89, 2, 207, 1989.
5. Вальков В.В., Валькова Т.А., Препринт № 667Ф, Красноярск, 1990. 40 с.