

## Температурная зависимость спектров элементарных возбуждений анизотропного $S = 1$ ферромагнетика

В.И. Бутрим, О.А. Космачев, Ю.А. Фридман

*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского  
пр. Вернадского, 4, г. Симферополь, 95007, Республика Крым  
E-mail: yuriifridman@gmail.com*

Статья поступила в редакцию 15 апреля 2014 г., опубликована онлайн 22 сентября 2014 г.

Исследована динамика легкоплоскостного ферромагнетика со спином  $S = 1$  при конечных температурах и с учетом немалого квантового сокращения спина. Показано, что в рассматриваемом случае в системе, помимо известных двух мод — стандартной поперечной и продольной, возникает дополнительная ветвь возбуждений, наличие которой связано с ненулевой вероятностью переходов между возбужденными уровнями магнитного иона при конечных температурах. Проявления этой моды при низких температурах в значительной мере подавлены, поскольку заселенность возбужденного энергетического уровня экспоненциально убывает с понижением температуры. Однако при конечных значениях температуры, более низких, чем температура Кюри  $T_C$ , но сравнимых со значением обменного интеграла  $J$ , эта мода дает немалый вклад в поглощение энергии и обладает существенной дисперсией.

Досліджено динаміку легкоплощинного ферромагнетика із спіном  $S = 1$  при кінцевих температурах і з урахуванням чималого квантового скорочення спіна. Показано, що в даному випадку в системі, окрім відомих двох мод — стандартної поперечної та продольної, виникає додаткова гілка збуджень, наявність якої пов'язана з ненульовою вірогідністю переходів між збудженими рівнями магнітного іона при кінцевих температурах. Прояви цієї моди при низьких температурах значною мірою пригнічені, оскільки заселеність збудженого енергетичного рівня експоненціально збуває з пониженням температури. Проте при кінцевих значеннях температури, нижчих, ніж температура Кюрі  $T_C$ , але порівнянних зі значенням обмінного інтеграла  $J$ , ця мода дає чималий вклад в поглинання енергії і має істотну дисперсію.

PACS: 75.10.Jm Квантовые спиновые модели, включая квантовую спиновую фрустрацию;  
75.30.Gw Магнитная анизотропия;  
72.55.+s Магнитоакустические эффекты.

Ключевые слова: одноионная анизотропия, ферромагнетик, спектры магнонов.

1. Проблема повышения скорости работы систем магнитной электроники связана с поиском наиболее быстрых режимов движения магнитного момента и возможностью возбуждения таких режимов. Использование фемтосекундных лазерных импульсов позволяет возбудить спиновые колебания с частотами порядка терагерц в прозрачных антиферромагнетиках [1–8] и реализовать нелинейные режимы с характерной скоростью разворота спинов до 0,5 рад/пс [9]. Для антиферромагнетиков (АФМ) характерные времена порядка пикосекунд не удивительны, они обусловлены так называемым обменным усилением динамических параметров АФМ, которое проявляется для всех типов динамики, см. [10], включая динамику неоднородных солитонов типа магнитных вихрей [11,12], которые для

ферромагнетика «вморожены в конденсат». Это усиление приводит к обменно-релятивистским временам с характерной частотой  $\hbar\omega_{AFM} \sim \sqrt{J\beta}$ , где  $J$  — обменный интеграл,  $\beta$  — энергия анизотропии. Таким образом, в экспериментах [1–7] проявлялась стандартная спиновая динамика, представляющая собой прецессию спинов подрешеток и описываемая на основе сигма-модели для вектора антиферромагнетизма [6–12].

Однако еще в ранних работах для простых ферромагнетиков была обнаружена продольная эволюция намагниченности  $\mathbf{M}$ , связанная с изменением модуля  $M = |\mathbf{M}|$  [13]. Недавно для ферромагнитного сплава GdFeCo обнаружено сверхбыстрое (за время порядка нескольких пикосекунд) изменение знаков намагниченностей подрешеток под действием лазерного импульса

с длительностью меньше 100 фс [14,15]. Описание эффекта получено в рамках уравнений для спинов подрешеток с обменным релаксационным слагаемым [16,17], которое было ранее введено Барьяхтаром [18,19], см. также недавний обзор [20]. В данном описании важно, что продольная эволюция спинов определяется чисто обменной «возвращающей силой», что и определяет большую скорость эффекта. В этом подходе эволюция спиновой системы магнетика описывается на базе замкнутого уравнения для намагниченности  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$  (уравнения Ландау–Лифшица с релаксационным слагаемым Барьяхтара, для которого динамика модуля  $\mathbf{M}$  отсутствует). При этом при достаточно низких температурах  $T \ll T_C$ , где  $T_C$  — температура Кюри, в такой системе число ветвей коллективных возбуждений (магнонов) совпадает с числом магнитных подрешеток, и для простого ферромагнетика есть только одна ветвь магнонов, отвечающая поперечным колебаниям намагниченности с  $|\mathbf{M}| = M_s = \text{const}$ , где  $M_s$  — намагниченность насыщения. Иными словами, в рамках уравнений Барьяхтара продольная эволюция намагниченности имеет чисто релаксационный характер, что важно для описания торможения солитонов [21], доменных стенок [22] и блоховских точек [23].

Таким образом, к настоящему моменту обнаружено два типа быстрой эволюции спинов: обменно-релятивистской для АФМ и продольной для ферромагнетиков и ферритов. Последний является обменным, но имеет чисто релаксационный характер; его проявление возможно только при немалых температурах. Представляет интерес поиск режимов продольной динамики спинов, что выходит за рамки представлений феноменологической теории магнетизма, которая базируется на уравнении Ландау–Лифшица для спинов. Однако такое феноменологическое описание не всегда является полным. Еще Мория отметил [24], что наличие даже слабой одноионной анизотропии приводит к квантовому эффекту сокращения спина в основном состоянии магнетика. Суть этого эффекта состоит в том, что при  $T \rightarrow 0$  наличие одноионной анизотропии (или биквадратичного обменного взаимодействия) приводит к уменьшению модуля намагниченности, так что среднее значение модуля спина  $\langle S \rangle < 1$  даже при  $T \rightarrow 0$ . В динамике возникает дополнительная мода, которая представляет собой связанные колебания модуля спина и так называемых квадрупольных спиновых переменных, которые представляют собой средние значения произведений компонент спина, что, по-видимому, впервые было отмечено Гинзбургом [25]. Очевидно, что для полного описания такой динамики необходимо выйти за рамки простейшего феноменологического подхода, основанного на применении замкнутого уравнения для намагниченности (или среднего значения оператора спина  $\langle S \rangle$ ). Подобные исследования на основе раз-

личных подходов проводились многими авторами [25–35]. Таким образом, необычный магнетизм, который не укладывается в рамки простого феноменологического подхода с предположением о постоянстве длины намагниченности, продолжает интересовать исследователей, см. недавние работы [33–35]. Однако, насколько нам известно, динамические эффекты квантового сокращения спина при конечных температурах ранее не обсуждались.

В недавних работах [36,37] было показано, что продольные колебания спина в негејзенберговских магнетиках с сильным квантовым сокращением спина могут приводить к переориентации спинов, определяющейся обменным интегралом, за характерные времена. С этим связана практическая ценность специфических эффектов квантового сокращения спина. В настоящей работе проведен анализ спиновой динамики с учетом эффектов квантового сокращения при конечных температурах в приближении среднего поля.

2. В качестве модели рассмотрим ферромагнетик с анизотропией типа «легкая плоскость» и спином магнитного иона  $S = 1$ , поскольку это минимальное значение спина, при котором возможна реализация одноионной анизотропии. В качестве базисной (легкой) плоскости выберем плоскость  $ZOY$ . Рассматриваемая нами система не имеет выделенного направления в базисной плоскости  $ZOY$ . Тем не менее для определенности в качестве оси квантования выберем ось  $z$ . Тогда гамильтониан такой системы можно представить в виде

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} J(n-n') (\mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'}) + \frac{\beta}{2} \sum_n (S_n^x)^2, \quad (1)$$

где  $J > 0$  — константа обменного взаимодействия между ближайшими узлами;  $S_n^i$  —  $i$ -я компонента спинового оператора в узле  $n$ ;  $\beta > 0$  — константа легкоплоскостной анизотропии.

Поскольку нас интересует влияние одноионной анизотропии на температурную зависимость намагниченности, необходимо точно учесть эффекты, связанные с одноионной анизотропией, что требует выхода за рамки квазиклассического приближения, например, представления Голстейна–Примакова. Эти эффекты можно учесть, используя  $SU(3)$ -когерентные состояния [26,29,33,38] либо технику операторов Хаббарда [39–41]. Применение операторов Хаббарда позволяет работать в широком температурном интервале и является наиболее адекватным математическим аппаратом для данной задачи. Операторы Хаббарда строятся на базе собственных функций одноузельного гамильтониана, который в приближении среднего поля имеет вид

$$H_0(n) = -\bar{H} S_n^z + \frac{\beta}{2} (S_n^x)^2, \quad (2)$$

где  $\bar{H} = J_0 \langle S \rangle_0$ ,  $J_0 = \sum_{n'} J_{nn'}$ .

Решая одноузельную задачу с гамильтонианом (2), получим энергетические уровни магнитных ионов

$$E_1 = -\bar{H} \cos 2\alpha + \frac{\beta}{4} \sin 2\alpha, \\ E_{-1} = \bar{H} \cos 2\alpha - \frac{\beta}{4} \sin 2\alpha, E_0 = \frac{\beta}{4}, \quad (3)$$

и волновые функции

$$|\Psi(1)\rangle = \cos \alpha |1\rangle + \sin \alpha |-1\rangle, |\Psi(0)\rangle = |0\rangle, \\ |\Psi(-1)\rangle = -\sin \alpha |1\rangle + \cos \alpha |-1\rangle. \quad (4)$$

Параметр  $\alpha$  диагонализации гамильтониана (2) определяется следующим образом:

$$\sin 2\alpha = -\frac{\beta/4}{\sqrt{\bar{H}^2 + (\beta/4)^2}}. \quad (5)$$

На базисе собственных функций (4) построим операторы Хаббарда

$$X^{MM} = |\Psi(M')\rangle \langle \Psi(M)|,$$

связанные со спиновыми операторами следующим образом:

$$S^z = \cos 2\alpha (X^{11} - X^{-1-1}) - \sin 2\alpha (X^{1-1} + X^{-11}), \\ S^+ = \sqrt{2} \cos \alpha (X^{10} + X^{0-1}) + \sqrt{2} \sin \alpha (X^{01} - X^{-10}), S^- = (S^+)^+ \quad (6)$$

Из (6) можно достаточно легко определить намагниченность (на один узел) как функцию температуры  $T$ :

$$\langle S^z \rangle = \frac{\bar{H}}{\sqrt{\bar{H}^2 + (\frac{\beta}{4})^2}} \frac{2 \operatorname{sh} \left( \sqrt{\bar{H}^2 + (\frac{\beta}{4})^2} / T \right)}{2 \operatorname{ch} \left( \sqrt{\bar{H}^2 + (\frac{\beta}{4})^2} / T \right) + \exp \left( -\frac{\beta}{4T} \right)}. \quad (7)$$

Используя (7), можно достаточно просто определить зависимость температуры Кюри  $T_C$  от константы одноионной анизотропии, учитывая, что при  $T = T_C$  намагниченность становится равной нулю ( $\langle S^z \rangle = 0$ )

$$\frac{T_C}{J_0} = \frac{\beta}{2J_0} \left( \ln \frac{1 + \frac{\beta}{2J_0}}{1 - \frac{\beta}{4J_0}} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Здесь и далее предполагается, что температура измеряется в энергетических единицах, т.е. постоянная Больцмана равна единице. Из последнего соотношения следует, что при  $\beta < 4J_0$  температура Кюри принимает известное значение  $T_C \approx 2J_0/3$ . График зависимости температуры Кюри от константы анизотропии приведен на рис. 1. Как видно на этом рисунке температура Кюри возрастает с ростом константы анизотропии и достигает своего максимального значения при  $\beta/J \approx 1,5$ , а затем быстро убывает. Такое поведение температуры Кюри связано с эффектом квантового сокращения спина.

3. Перейдем теперь к исследованию спектров элементарных возбуждений. Хорошо известно, что полюсы функции Грина сильно коррелированных систем определяют энергетический спектр возбуждений сис-

темы [25,42,43]. В данном случае для получения спектров элементарных возбуждений воспользуемся модифицированным методом функций Грина, а именно методом функций Грина для операторов Хаббарда [30,44]. При этом в качестве малого параметра, позволяющего применить теорию возмущений, используется, как и в [43], обратный радиус взаимодействия.

Введем мацубаровские функции Грина следующим образом [9]:

$$G^{\lambda\lambda'}(n, \tau; n', \tau') = -\langle \hat{T} \tilde{X}_n^\lambda(\tau) \tilde{X}_{n'}^{\lambda'}(\tau') \rangle,$$

где  $\hat{T}$  — оператор Вика,  $\tilde{X}_n^\lambda(\tau) = \exp(\mathcal{H}\tau) X_n^\lambda \exp(-\mathcal{H}\tau)$  — оператор Хаббарда в гейзенберговском представлении,  $\lambda = \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_{2S+1}, M_1, M_2, \dots, M_{2S+1}$ ;  $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{\text{int}}$ .

Дальнейшие вычисления будем проводить в приближении среднего поля, поэтому нам понадобится

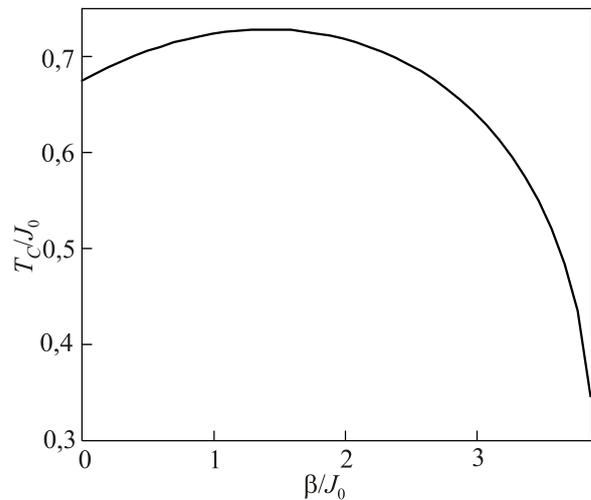


Рис. 1. Температурная зависимость относительной температуры Кюри ( $T_C/J_0$ ) от относительной константы анизотропии ( $\beta/J_0$ ).

только «поперечная» часть обменного гамильтониана  $\mathcal{H}_{\text{int}}$ , которая имеет вид

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = -\frac{1}{2} \sum_{n,n',\lambda,\lambda'} \left\{ \mathbf{c}(\lambda), \hat{A}_{nn'} \mathbf{c}(\lambda') \right\} X_n^\lambda X_{n'}^{\lambda'}, \quad (9)$$

где компоненты вектора  $\mathbf{c}(\lambda)$  определяются из связи спиновых операторов с операторами Хаббарда, а матрица  $A_{nn'}$  имеет вид

$$\hat{A}_{nn'} = J_{nn'} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/2 \\ 0 & 1/2 & 0 \end{pmatrix}.$$

Тогда, система уравнений на функции Грина в импульсном представлении выглядит следующим образом:

$$G^{\lambda\lambda'}(\mathbf{k}, \omega_n) = \Sigma^{\lambda\lambda'}(\mathbf{k}, \omega_n) -$$

$$-\frac{1}{2} \Sigma^{\lambda\lambda_1}(\mathbf{k}, \omega_n) \left\{ \mathbf{c}(-\lambda_1), \hat{A}(\mathbf{k}) \mathbf{c}(\lambda_2) \right\} G^{\lambda_2\lambda'}(\mathbf{k}, \omega_n), \quad (10)$$

и фурье-компоненты  $G^{\lambda\lambda'}(\mathbf{k}, \omega_n)$  отличны от нуля только для четных частот  $\omega_n = 2\pi nT$ ,  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , а собственно энергетические части могут быть следующих типов:

$$\Sigma^{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega_n), \Sigma^{\alpha M}(\mathbf{k}, \omega_n), \Sigma^{M\alpha}(\mathbf{k}, \omega_n), \Sigma^{MM'}(\mathbf{k}, \omega_n).$$

Поскольку мы используем нулевое приближение по обратному радиусу взаимодействия, то система уравнений для функций Грина существенно упрощается, поскольку в этом приближении

$$\begin{aligned} \Sigma^{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega_n) &= \delta_{\alpha\alpha'} b(\alpha) G_0^\alpha(\omega_n), \\ \Sigma^{\alpha M}(\mathbf{k}, \omega_n) &= \Sigma^{M\alpha}(\mathbf{k}, \omega_n) = 0, \\ \Sigma^{MM'}(\mathbf{k}, \omega_n) &= -\frac{n_{MM'}}{T} \delta_{\omega_n, 0}, \end{aligned}$$

где  $G_0^\alpha(\omega_n) = [i\omega_n + \alpha \mathbf{E}]^{-1}$  — нулевая функция Грина,  $b(\alpha) = \langle \alpha \mathbf{X} \rangle_0$  — концевой множитель,  $\alpha$  — корневой вектор, компоненты которого определяются алгеброй операторов Хаббарда  $[X_n^{MM}, X_n^{PQ}] = (\delta_{Mp} - \delta_{qM}) X_n^{PQ} = \alpha^M(p, q) X_n^{\alpha(p, q)}$  [9,13], векторы  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{X}$  определяются следующим образом:  $\mathbf{E} = (E_1, E_0, E_{-1})$ ,  $\mathbf{X} = (X^{11}, X^{00}, X^{-1-1})$ . Следовательно, в нулевом приближении по обратному радиусу взаимодействия дисперсионное уравнение имеет вид

$$\det \|\delta_{ij} + x_{ij}\| = 0; \quad i, j = 1, 2, 3. \quad (11)$$

где  $x_{ij} = G_0^\alpha(\omega_n) b(\alpha) c_{ij}(\alpha)$ ,  $c_{ij}(\alpha, \beta) = a_{ik}(\alpha, \beta) A_{kj}$ ;  $a_{ik}(\alpha, \beta) = c_i(\alpha) c_k(-\beta)$ .

Поскольку техника операторов Хаббарда позволяет точно учесть одноузельные корреляторы, дисперсионное уравнение справедливо при произвольных температурах (исключая флуктуационную область). Таким образом, при  $T \neq 0$  дисперсионное уравнение, опреде-

ляющее спектр магнонов, можно записать в виде произведения  $\Phi_1 \cdot \Phi_2 = 0$ , где

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= 1 + \frac{E_{10}^2 + b_1^2 J_k^2 \sin^2 2\alpha - (E_{10} + b_1 J_k)^2}{\varepsilon_k^2 - E_{10}^2} + \\ &+ \frac{E_{0-1}^2 + b_3^2 J_k^2 \sin^2 2\alpha - (E_{0-1} + b_3 J_k)^2}{\varepsilon_k^2 - E_{0-1}^2} + \\ &+ 2J_k^2 b_1 b_3 \frac{E_{10} E_{0-1} (1 + \sin^2 2\alpha) - \varepsilon_k^2 \cos^2 2\alpha}{(\varepsilon_k^2 - E_{10}^2)(\varepsilon_k^2 - E_{0-1}^2)}, \\ \Phi_2 &= 1 + b_5 \frac{2E_{-1} J_k \sin^2 2\alpha}{\varepsilon_k^2 - E_{-1}^2}, \quad (12) \end{aligned}$$

и введены обозначения  $E_{ij} = E_i - E_j$ ,  $E_i$ ,  $i = 1, 0, -1$  определяется соотношениями (3),

$$\begin{aligned} b_1 &= \langle \alpha(1, -1, 0) \mathbf{X} \rangle_0 = \frac{e^{\frac{E_1}{T}} - e^{\frac{E_0}{T}}}{Z} = \frac{e^{\frac{\xi}{T}} - e^{\frac{\beta}{4T}}}{2 \operatorname{ch}(\xi/T) + e^{\frac{\beta}{4T}}}, \\ b_3 &= \langle \alpha(0, 1, -1) \mathbf{X} \rangle_0 = \frac{e^{\frac{E_0}{T}} - e^{\frac{E_{-1}}{T}}}{Z} = \frac{e^{\frac{\beta}{4T}} - e^{\frac{\xi}{T}}}{2 \operatorname{ch}(\xi/T) + e^{\frac{\beta}{4T}}}, \\ b_5 &= \langle \alpha(1, 0, -1) \mathbf{X} \rangle_0 = \frac{e^{\frac{E_1}{T}} - e^{\frac{E_{-1}}{T}}}{Z} = -\frac{2 \operatorname{sh}(\xi/T)}{2 \operatorname{ch}(\xi/T) + e^{\frac{\beta}{4T}}}, \end{aligned}$$

$$Z = \sum_{M=1, 0, -1} e^{-\frac{E_M}{T}}, \quad \xi = \sqrt{H^2 + (\beta/4)^2},$$

$$\langle S \rangle = \cos 2\alpha (b_1 + b_3) = -b_5 \cos 2\alpha.$$

Решения уравнений (12)  $\Phi_1 = 0$  и  $\Phi_2 = 0$  определяют спектры магнонов, дисперсионные соотношения имеют следующий вид:

$$\varepsilon_1(k) = \sqrt{E_{-1} (E_{-1} - 2b_5 J_k \sin^2 2\alpha)}, \quad (13)$$

$$\varepsilon_{2,3}^2(k) = a(k) \pm \sqrt{a^2(k) - b(k)}, \quad (14)$$

где для сокращения записи обозначено

$$a(k) = \frac{E_{10}^2 + E_{0-1}^2}{2} + \frac{J_k^2 \langle S \rangle^2}{2} + J_k (b_1 E_{10} + b_3 E_{0-1}),$$

$$\begin{aligned} b(k) &= (E_{10} E_{0-1} + J_k (b_1 E_{0-1} + b_3 E_{10}))^2 - \\ &- J_k^2 (b_1 E_{0-1} - b_3 E_{10})^2 \sin^2 2\alpha. \end{aligned}$$

Таким образом, при конечных температурах в системе реализуются три ветви элементарных возбуждений. Этот результат является достаточно неожиданным, поскольку обычно считается, что даже при полном

описании магнетика со спином  $S$  в нем имеется  $2S$  ветвей элементарных возбуждений [25–30]. Поскольку в данном случае  $S = 1$ , то число ветвей должно быть равно двум. Чтобы понять этот результат, рассмотрим случай низких температур. При  $T \rightarrow 0$  система находится в основном состоянии, т.е. максимально «заселенным» является нижайший энергетический уровень  $E_1$  (см. формулу (3)). При этом вероятность перехода магнитного иона в возбужденные состояния  $E_0$  и  $E_{-1}$  определяется концевыми множителями  $b_1$  и  $b_5$ , а вероятность перехода между возбужденными уровнями  $E_0$  и  $E_{-1}$  — концевым множителем  $b_3$ . При низких температурах  $b_1 = 1$ ,  $b_5 = -1$ , а концевой множитель  $b_3 = 0$ . Тогда решения дисперсионного уравнения (12) примут вид

$$\varepsilon_1(k) = \sqrt{E_{1-1} (E_{1-1} - 2J_k \sin^2 2\alpha)}, \quad (15)$$

$$\varepsilon_{2,3}^2(k) = a(k) \pm \sqrt{a^2(k) - b(k)}, \quad (16)$$

где

$$a(k) = \frac{1}{2} [E_{10}^2 + 2J_k E_{10} + J_k^2 (1 - \sin^2 2\alpha) + E_{0-1}^2],$$

$$b(k) = E_{0-1}^2 [E_{10}^2 + 2J_k E_{10} + J_k^2 (1 - \sin^2 2\alpha)].$$

Здесь учтено, что в случае низких температур  $\langle S^z \rangle^2 = \cos^2 2\alpha = 1 - \sin^2 2\alpha$ .

Прежде всего рассмотрим продольную моду магновона (15), связанную с осцилляцией длины вектора намагниченности. Эта мода обусловлена эффектом сокращения спина, возникающего из-за наличия легкоплоскостной анизотропии [33,36,39,40]. Ее спектр в длинноволновом пределе можно представить в следующем виде:

$$\varepsilon_1(k) = 2\sqrt{\bar{H}^2 + \left(\frac{\beta}{4}\right)^2 \left(1 - \frac{J_k}{J_0}\right)}. \quad (17)$$

Как видно, данная мода является высокочастотной.

Решение дисперсионного уравнения  $\varepsilon_2$  представляет собой голдстоуновскую моду и имеет вид

$$\varepsilon_2(k) = \sqrt{[(\beta/4) + J_0 - J_k (1 - \sin 2\alpha)][(\beta/4) + J_0 - J_k (1 + \sin 2\alpha)]}. \quad (18)$$

Учитывая, что при низких температурах  $\sin 2\alpha = -(\beta/4J_0)$ , ветвь  $\varepsilon_2$  в длинноволновом пределе можно записать в виде  $\varepsilon_2(k) = \sqrt{\alpha k^2 (\alpha k^2 + \beta/2)}$ .

Наконец, решение  $\varepsilon_3 = E_{0-1}$  представляет собой локализованное состояние. Таким образом, при  $T \rightarrow 0$  в системе остаются только две ветви элементарных возбуждений, одна из которых — «стандартная» голдстоуновская мода (см. (18)), а вторая — колебания

модуля намагниченности (см. (17)), она связана с эффектом квантового сокращения спина.

Теперь вернемся к случаю конечных температур: продольная ветвь возбуждений  $\varepsilon_1$  имеет вид (17), но при этом среднее поле  $\bar{H} = J_0 \langle S^z \rangle$  зависит от температуры (см. (7)). Графики зависимости  $\varepsilon_1(k)$  при различных температурах и значениях константы анизотропии

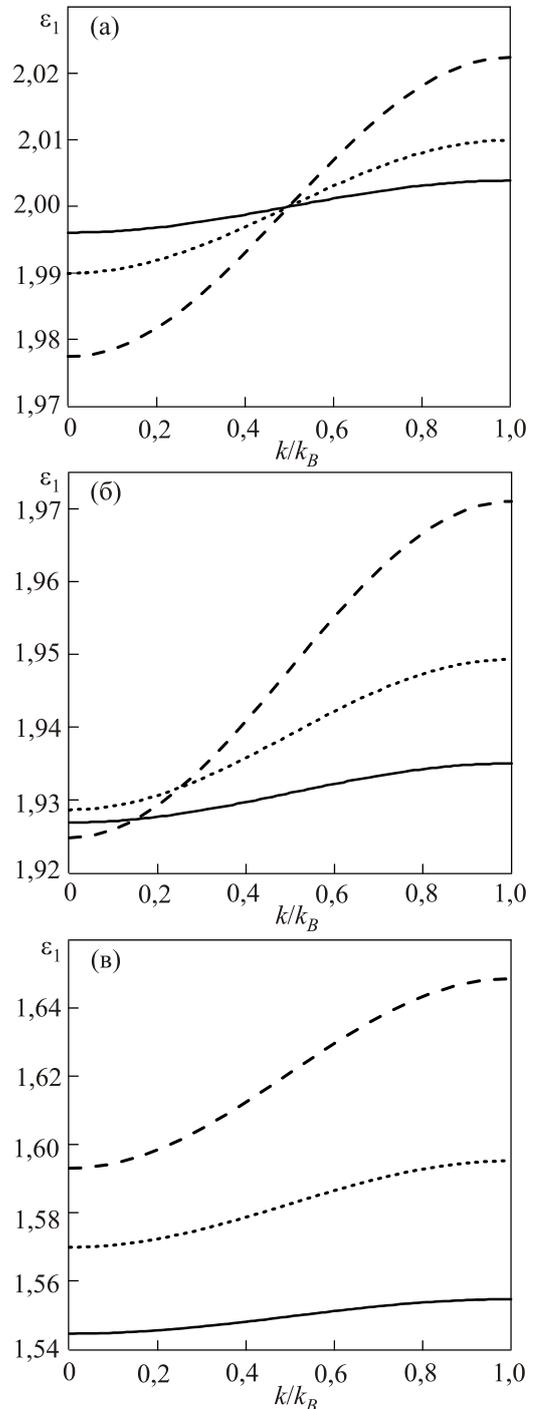


Рис. 2. Закон дисперсии для моды с энергией  $\varepsilon_1$  при различных значениях температуры и константы анизотропии. Данные для  $T/J$ : 0,1 (а), 0,3 (б) и 0,5 (в). Дисперсионные кривые для  $\beta/J$ : 0,25 (—), 0,4 (⋯), 0,6 (---).

тропии приведен на рис. 2. Как видно на графиках, эта ветвь является высокочастотной со слабой дисперсией. Причем с ростом анизотропии и температуры дисперсия возрастает, что соответствует формуле (17), дисперсионный член «усилен» константой анизотропии и, следовательно, с ростом анизотропии растет вклад дисперсионного слагаемого.

Рассмотрим решения (16) дисперсионного уравнения. Поскольку эти решения достаточно громоздки, их аналитический анализ представляется достаточно сложным. Поэтому проведем его графически. На рис. 3 представлена зависимость энергий  $\varepsilon_2$  (сплошная линия) и  $\varepsilon_3$  (штрихпунктирная линия) от волнового вектора при различных значениях константы одноионной анизотропии и температуры.

Как видно на рисунке при низких температурах и малых значениях константы анизотропии имеет место кроссовер, т.е. пересечение голдстоуновской моды и локализованного состояния. С ростом температуры и константы анизотропии между этими состояниями возникает «расталкивание», и в результате возникают еще две ветви элементарных возбуждений. Причем

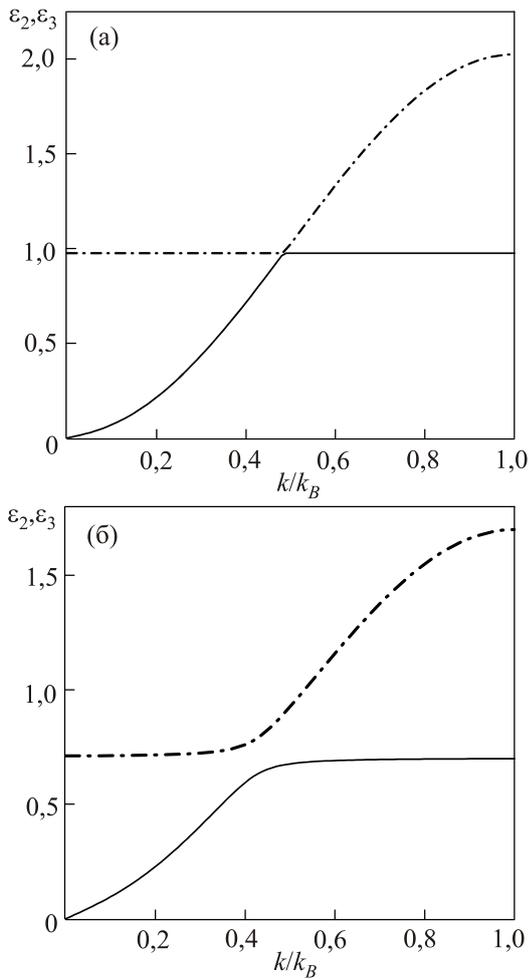


Рис. 3. Законы дисперсии ветвей  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_3$  при различных соотношениях температуры и константы анизотропии, при низкой температуре и слабой анизотропии  $T/J = \beta/J = 0,1$  (а),  $T/J = \beta/J = 0,5$  (б).

величина расталкивания ветвей существенно зависит от константы одноионной анизотропии. Необходимо отметить, что точка кроссовера существенно зависит от константы одноионной анизотропии. Так, при  $\beta = 0$  точка кроссовера находится при  $k/k_B = 1/2$ .

4. Причину такого поведения спектров элементарных возбуждений системы легко понять из следующих простых соображений. При температурах, близких к нулю, магнитный ион находится в основном состоянии с энергией  $E_1$ , а вероятность перехода в возбужденные состояния  $E_0$  и  $E_{-1}$  отлична от нуля и определяется величинами  $b_1$  и  $b_5$ . Именно этими переходами обусловлено возникновение голдстоуновской моды  $\varepsilon_2(k)$  и моды  $\varepsilon_1(k)$ , связанной с колебаниями длины вектора магнитного момента. Вероятность перехода магнитного иона из одного возбужденного состояния в другое возбужденное ( $E_0 \leftrightarrow E_{-1}$ ) при низких температурах экспоненциально мала. С ростом температуры возрастает «заселенность» возбужденных энергетических уровней иона и, следовательно, возрастает вероятность перехода магнитного иона  $E_0 \leftrightarrow E_{-1}$ . Причем, вероятность такого перехода определяется величиной  $b_3$ , которая с ростом температуры существенно отличается от нуля. Именно этим обстоятельством объясняется возникновение ветви элементарных возбуждений  $\varepsilon_3(k)$  в случае конечных температур. Схематично данную ситуацию иллюстрирует рис. 4. Необходимо отметить, что с ростом температуры щель между возбужденными энергетическими уровнями  $E_0$  и  $E_{-1}$  уменьшается, т.е. рис. 4 является схематической иллюстрацией соответствующих процессов.

Таким образом, отличная от нуля при конечных температурах вероятность переходов между возбужденными состояниями приводит к возникновению существенного расталкивания ветвей в точке кроссовера и реализации состояния  $\varepsilon_3$  как модового состояния.

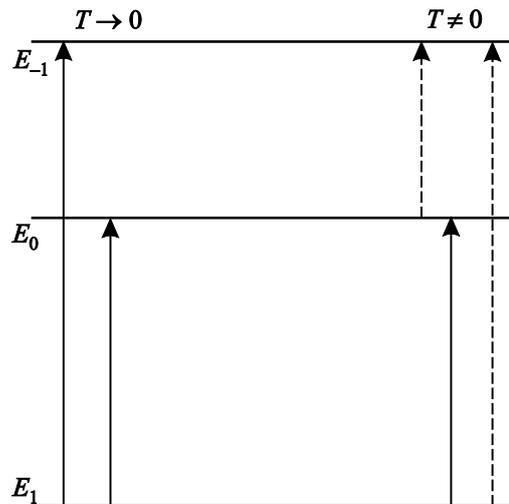


Рис. 4. Схема переходов между состояниями магнитного иона, важных для формирования коллективных мод, при  $T \rightarrow 0$  и при конечной температуре  $T \neq 0$ .

Дополнительная ветвь возбуждений, по всей видимости, обладает большим затуханием [45], но исследование процессов релаксации не относится к теме настоящей работы. Как отмечалось в [36,37], величина добротности системы не является принципиальной для процессов перемагничивания лазерным фемтосекундным импульсом. Кроме того, даже для экспериментов по возбуждению распространяющихся спиновых волн сфокусированным лазерным импульсом [46–48] подобные возбуждения могут быть значительными вблизи пятен, существенно изменяя условия распространения волн, что особенно проявляется при сильной фокусировке пятна [48].

Авторы благодарят Б.А. Иванова за интерес к данной работе и полезные дискуссии. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Республики Крым в рамках научного проекта 14-42-01527 «р\_юг\_a».

1. A. Kirilyuk, A.V. Kimel, and Th. Rasing, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).
2. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov, R.V. Pisarev, and Th. Rasing, *Nature* **429**, 850 (2004).
3. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, P.A. Usachev, R.V. Pisarev, A.M. Balbashov, and Th. Rasing, *Nature (London)* **435**, 655 (2005).
4. A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 167205 (2007).
5. A.M. Kalashnikova, A.V. Kimel, R.V. Pisarev, V.N. Gridnev, P.A. Usachev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. B* **78**, 104301 (2008).
6. T. Satoh, S.-J. Cho, R. Iida, T. Shimura, K. Kuroda, H. Ueda, Y. Ueda, B.A. Ivanov, F. Nori, and M. Fiebig, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 077402 (2010).
7. R. Iida, T. Satoh, T. Shimura, K. Kuroda, B.A. Ivanov, Y. Tokunaga, and Y. Tokura, *Phys. Rev. B* **84**, 064402 (2011).
8. D. Bossini, A.M. Kalashnikova, R.V. Pisarev, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Phys. Rev. B* **89**, 060405(R) (2014).
9. A.V. Kimel, B.A. Ivanov, R.V. Pisarev, P.A. Usachev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Nature Phys.* **5**, 727 (2009).
10. Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев, *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, Физматлит, Москва (2001).
11. B.A. Ivanov and G.M. Wysin, *Phys. Rev. B* **65**, 134434 (2002).
12. E.G. Galkina, A.Yu. Galkin, B.A. Ivanov, and Franco Nori, *Phys. Rev. B* **81**, 184413 (2010).
13. E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, and J.-Y. Bigot, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4250 (1996).
14. I. Radu, K. Vahaplar, C. Stamm, T. Kachel, N. Pontius, H.A. Dürr, T.A. Ostler, J. Barker, R.F. Evans, R.W. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Itoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Nature* **472**, 205 (2011).
15. T.A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans, R. Chantrell, U. Atxitia, O. Chubykalo-Fesenko, S.E. Moussaoui, L. Le Guyader, E. Mengotti, L.J. Heyderman, F. Nolting, A. Tsukamoto, A. Itoh, D.V. Afanasiev, B.A. Ivanov, A.M. Kalashnikova, K. Vahaplar, J. Mentink, A. Kirilyuk, Th. Rasing, and A.V. Kimel, *Nat. Commun.* **3**, 666 (2012).
16. J.H. Mentink, J. Hellsvik, D.V. Afanasiev, B.A. Ivanov, A. Kirilyuk, A.V. Kimel, O. Eriksson, M.I. Katsnelson, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 057202 (2012).
17. В.Г. Барьяхтар, В.И. Бутрим, Б.А. Иванов, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 327 (2013).
18. В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ* **87**, 1501 (1984).
19. V.G. Bar'yakhtar, *Physica B* **159**, 20 (1989).
20. В.Г. Барьяхтар, А.Г. Данилевич, *ФНТ* **39**, 1279 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 993 (2013)].
21. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, Т.К. Соболева, А.Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **91**, 1454 (1986)
22. V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov and K.A. Safaryan, *Solid State Commun.* **72**, 1117 (1989).
23. E.G. Galkina, B.A. Ivanov, and V.A. Stephanovich, *J. Magn. Mater.* **118**, 373(1993).
24. Т. Мориа, *Phys. Rev.* **117**, 635 (1960).
25. С.Л. Гинзбург, *ФТТ* **12**, 1805 (1970).
26. В.С. Островский, *ЖЭТФ* **91**, 1690 (1986).
27. В.В. Вальков, С.Г. Овчинников, *ТМФ* **50**, 466 (1982).
28. N.A. Mikushina and A.S. Moskvina, *Phys. Lett. A* **302**, 8 (2002).
29. B.A. Ivanov and A.K. Kolezhuk, *Phys. Rev. B* **68**, 052401 (2003).
30. Yu.A. Fridman, O.A. Kosmachev, A.K. Kolezhuk, and B.A. Ivanov, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 097202 (2011).
31. Yu.A. Fridman, D.V. Spirin, and Ph.N. Klevets, *Phys. Status Solidi B* **232**, 264 (2002)
32. В.М. Локтев, В.С. Островский, *ФНТ* **20**, 983 (1994) [*Low Temp. Phys.* **20**, 775 (1994)].
33. V.G. Bar'yakhtar, V.I. Butrim, A.K. Kolezhuk, and B.A. Ivanov, *Phys. Rev. B* **87**, 224407 (2013).
34. A. Smerald and N. Shannon, *Phys. Rev. B* **88**, 184430 (2013).
35. M.Y. Kovalevsky and A.V. Glushchenko, *J. Magn. Mater.* **355**, 192 (2014); М.Ю. Ковалевский, А.В. Глушенко, *ФНТ* **40**, 560 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 435 (2014)].
36. E.G. Galkina, V.I. Butrim, Yu.A. Fridman, B.A. Ivanov, and Franco Nori, *Phys. Rev. B* **88**, 144420 (2013).
37. Е.Г. Галкина, Б.А. Иванов, В.И. Бутрим, *ФНТ* **40**, 817 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 635 (2014)].
38. B.A. Ivanov, R.S. Khymyn, and A.K. Kolezhuk, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 047203 (2008).
39. Ю.А. Фридман, О.А. Космачев, *ФТТ* **51**, 1104 (2009).
40. Р.О. Зайцев, *ЖЭТФ* **68**, 207 (1975).
41. Yu.N. Mitsay, Yu.A. Fridman, D.V. Spirin, and M.S. Kochmanski, *Acta Phys. Pol.* **97**, 355 (2000).
42. В.Г. Барьяхтар, В.Н. Криворучко, Д.А. Яблонский, *Функции Грина в теории магнетизма*, Наукова думка, Киев (1984).
43. В.Г. Вакс, А.И. Ларкин, С.А. Пикин, *ЖЭТФ* **53**, 1089 (1967).

44. Yu.A. Fridman, O.A. Kosmachev, and Ph.N. Klevets, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 435 (2008).
45. Б.А. Иванов, А.Н. Кичижиев, Ю.Н. Мицай, *ЖЭТФ* **102**, 618 (1992).
46. Y. Terui, T. Satoh, R. Moriya, B.A. Ivanov, K. Ando, E. Saitoh, T. Shimura, and K. Kuroda, *Nature Phot.* **6**, 662 (2012).
47. S. Parchenko, A. Stupakiewicz, I. Yoshimine, T. Satoh, and A. Maziewski, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 172402 (2013)
48. Y. Au, M. Dvornik, T. Davison, E. Ahmad, P.S. Keatley, A. Vansteenkiste, B. Van Waeyenberge, and V.V. Kruglyak, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 097201 (2013).

Temperature dependence of the spectra  
of elementary excitations for anisotropic  $S = 1$   
ferromagnetic

V.I. Butrim, O.A. Kosmachev, and Yu.A. Fridman

The dynamics of an easy-plane  $S = 1$  ferromagnetic was investigated at finite temperatures taking into account the considerable quantum reduction of the spin.

It is shown that in the case considered, in addition to the two known modes, standard transverse and longitudinal, a new branch appears due to the nonzero probability of transitions of a magnetic ion between the excited energy levels at finite temperatures. This mode is highly suppressed at low temperatures, because the population of the excited energy level decreases exponentially with decreasing temperature. However, when the finite temperature is lower than the Curie temperature  $T_C$ , but is comparable with the energy of the exchange integral  $J$ , this mode contributes considerably to the energy consumption and exhibits high dispersion.

PACS: 75.10.Jm Quantized spin models, including quantum spin frustration;  
75.30.Gw Magnetic anisotropy;  
**72.55.+s** Magnetoacoustic effects.

Keywords: single-ion anisotropy, ferromagnetic, magnon spectra.