объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

1829/82 19/4-82

Р17-82-17

И.Г.Гочев

СЛАБОВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ АНИЗОТРОПНОЙ СПИНОВОЙ ЦЕПОЧКИ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Направлено в ЖЭТФ

1982

В трехмерных одноосных ферромагнетиках /ОФМ/ при не слишком большой константе анизотропии справедливо спин-волновое приближение. Можно предположить, что включение слабого поперечного поля приводит лишь к малому изменению энергии спиновой волны и низколежащую часть спектра можно описать как газ невзаимодействующих квазичастиц с законом дисперсии $\Delta\epsilon_1(\vec{k}) + \epsilon_1(\vec{k})$. Последовательно квантовомеханически поправка $\Delta\epsilon_1(\mathrm{k})$ в случае ОФМ с одноионной анизотропией найдена в работе автора и В.Цукерника/1/. Там же показано, что результат отличается от результата полуклассической теории. Позже развитый в/1/ метод был использован для вычисления $\Delta\epsilon_1(\vec{k})$ и в случае обменной анизотропии/2/.

В сильноанизотропных ОФМ, а также в одномерных системах, спин-волновое описание неприменимо из-за существования низколежащих связанных состояний магнонов /спиновых комплексов/. В слабом поперечном поле в общем случае таких систем поправка $\Delta\epsilon_1$ уже недостаточна для описания всех низколежащих возбуждений, полное описание должно включать также вычисление поправок к энергиям спиновых комплексов. Эти поправки, кроме того, определяют, как мы покажем дальше, частоты новых линий в спектрах рассеянных нейтронов /этот факт для спектров оптического поглощения был показан раньше в/3,4/ /.

В настоящей работе мы найдем поправку $\Delta\epsilon_1$ к энергии спиновой волны и поправку $\Delta\epsilon_2$ к энергии связанного двухмагнонного состояния анизотропной цепочки спинов $s=1/2$, вызванные слабым поперечным полем. Покажем, что в определенной области значений параметров эти поправки полностью определяют закон дисперсии основных /то есть самых низких по энергии/ ветвей возбуждений системы. Вычислим корреляционную функцию при $T=0$ и обсудим возможность экспериментального наблюдения исследованных здесь величин в квазиодномерных магнетиках.

1. Гамильтониан анизотропной спиновой цепочки, $s=1/2$, в магнитном поле запишем в виде $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + V$, где

$$\mathcal{H}_0 = -J\sum_{\ell}\left[\sigma(S^x_\ell S^x_{\ell+1} + S^y_\ell S^y_{\ell+1}) + S^z_\ell S^z_{\ell+1}\right] - h_0 S^z, \qquad /1/$$

$$V = -2hS^x. \qquad /2/$$

Здесь σ - константа обменной анизотропии, $0 \le \sigma \le 1$; h_0, $2h$ - зеемановские энергии, обусловленные соответственно продольной и поперечной компонентами поля, $h_0 = g\,\mu_Б H_0$, $2h = g\,\mu_Б H$; $J > 0$; $S^\alpha \equiv \sum_\ell S^\alpha_\ell$.

Спектр системы /1/ изучен в работах/5-7/. Для энергии связанного состояния n магнонов в/6,7/ найдено выражение

$$\epsilon_n(k) = nh_0 + J\,\mathrm{th}\gamma(\mathrm{ch}n\gamma - \cos k)(\mathrm{sh}\,n\gamma)^{-1},$$
$$\gamma = \ln\frac{1+\sqrt{1-\sigma^2}}{\sigma}. \qquad /3/$$

Отметим, что при $n=1$ выражение /3/ дает правильное значение для энергии спиновой волны $\epsilon_1(k) = h_0 + J(1-\sigma\cos k)$. В последнее время получен ряд результатов, указывающих на существенную роль спиновых комплексов /3/ в области низких температур. С этими ветвями спектра связывают необычное поведение теплоемкости/8/, времени релаксации/9/, температурного уширения центрального пика и линии ФМР/10/ одномерных магнетиков. Отметим также, что в макроскопическом описании ОФМ посредством уравнения Ландау-Лифшица спиновым комплексам соответствуют солитонные решения/11/.

В данной работе мы найдем поправки $\Delta\epsilon_1$ и $\Delta\epsilon_2$ к энергиям ϵ_1 и ϵ_2 из /3/, вызванные слабым полем /2/. Общие свойства оператора возмущения V выяснены раньше в работах/1-4/. Оператор V имеет ненулевые матричные элементы лишь между состояниями с одинаковыми квазиимпульсами k центра инерции; числа магнонов в этих состояниях отличаются на единицу. Анализ выражения /3/ показывает, что ветви $\epsilon_n(k)$ с разными n попарно пересекаются /при $h_0=0$ имеем $\epsilon_n > \epsilon_{n-1}$ для $k=0$ и $\epsilon_n < \epsilon_{n-1}$ для $k=\pi$ / и, как обычно в теории возмущений, следует различать случаи невырожденного и двукратно вырожденного уровня. Для невырожденного уровня поправка ΔE_n квадратична по V и задается известным выражением:

$$\Delta E_n = \sum_{\{g\}} |V_{ng}|^2 (E_n - E_g)^{-1}, \quad n = 0,1,\dots . \qquad /4/$$

Поправка к энергии основного состояния ΔE_0 легко находится, так как в сумму /4/ вклад дает лишь спиновая волна с $k=0$. Вектор спиновой волны запишем в виде $|1\rangle = N^{-1/2}\sum_\ell e^{ik\ell} S^-_\ell|0\rangle$ и с помощью /2/ и /4/ получаем

$$\Delta E_0 = -h^2 N\Delta^{-1}, \quad \Delta = \epsilon_1(k=0) = h_0 + J(1-\sigma). \qquad /5/$$

При вычислении ΔE_1 в сумме /4/ необходимо учесть вклад двухмагнонных состояний. Как уже отмечалось, метод, развитый в работе[1] для ОМФ с одноионной анизотропией и произвольным s в одно-, двух- и трехмерном случаях, применим с небольшими изменениями в случае обменной анизотропии. Мы не станем выписывать промежуточных преобразований, а сразу приведем результат для нашего случая:

$$\Delta\epsilon_1 = \Delta E_1 - \Delta E_0 = -h^2 \left[-\frac{2}{\Delta} + \frac{2(1-\sigma)(1-\cos k)}{\Delta^2} + \frac{J^2(1-\sigma)^2}{\Delta^2} P_1(\lambda_1) \right],$$

$$P_1(\lambda) = \frac{4\rho\cos^2\frac{k}{2}}{J(\sigma\cos\frac{k}{2} - \rho)}, \quad \rho = \frac{\lambda - \sqrt{\lambda^2 - 4J^2\sigma^2\cos^2\frac{k}{2}}}{2J\sigma\cos\frac{k}{2}}, \quad \lambda_1 = h_0 + J(1+\sigma)\cos k. \qquad /6/$$

Полуклассическая теория /классическое определение равновесного направления магнитного момента и диагонализация квадратичной части гамильтониана Голштейна-Примакова/ дает для поправки $\Delta\epsilon_1$ лишь первые два члена точного результата /6/. Величина P_1 определяется главным образом вкладом связанного состояния /см. дальше/. Член с P_1 в выражении /6/ существен, хотя бы потому, что обладает особенностью в точке k_0, где $\rho = \sigma\cos\frac{k_0}{2}$. Эта точка не что иное, как точка пересечения кривых $\epsilon_1(k)$ и $\epsilon_2(k)$. Для значения k_0 можно получить явное выражение:

$$k_0 = \arccos\frac{J\sigma^2 - h^2}{J\sigma(2-\sigma)}. \qquad /7/$$

В точке k_0 выражение /6/ неприменимо, и для нахождения поправки $\Delta\epsilon_1$ нужно пользоваться формулами теории возмущений для двукратно вырожденного уровня. В этом случае поправка линейна по полю и может быть представлена выражением $\Delta\epsilon_1 = -|V_{12}| = -h|\langle 1|S^+|2\rangle|$. Для нахождения матричного элемента $\langle 1|S^+|2\rangle$ мы воспользуемся явным выражением для вектора двухмагнонного комплекса[7]:

$$|2\rangle = \sum_{m_1<m_2} B_{m_1m_2} S^-_{m_1} S^-_{m_2} |0\rangle,$$

$$B_{m_1m_2} = \sqrt{\frac{1-r^2}{Nr^2}}\, e^{i\frac{k}{2}(m_1+m_2)}\, r^{(m_2-m_1)}, \quad r = \sigma\cos\frac{k}{2}. \qquad /8/$$

С помощью /8/ для поправки в точке k_0 получаем

$$\Delta\epsilon_1 = -h\langle 1|S^+|2\rangle = -hf(k_0) = -h\frac{2(1-\sigma)\cos\frac{k_0}{2}\cdot\sqrt{1-\sigma^2\cos^2\frac{k_0}{2}}}{1+\sigma(\sigma-2)\cos^2\frac{k_0}{2}}. \qquad /9/$$

2. Поправка ΔE_2 определяется вкладами трехчастичных и одночастичного состояний гамильтониана $\mathcal{H}_0$ с фиксированным k. На первом этапе вычислений поступим так же, как и при вычислении ΔE_1 /см. [1] /. Рассмотрим функцию $Q_2(\xi) = \sum_{\{g\}} |V_{2g}|^2 (\xi - E_g)^{-1} = -h^2\langle 2|(S^+ + S^-)(\mathcal{H}_0 - \xi)^{-1}(S^- + S^+)|2\rangle$ и воспользуемся операторным тождеством $[B, A^{-1}] = A^{-1}[A,B]A^{-1}$ для того, чтобы привести $\Delta\epsilon_2$ к виду /промежуточные вычисления не содержат принципиальных трудностей/

$$\Delta\epsilon_2 = \Delta E_2 - \Delta E_0 = -h^2\left[\frac{f^2-4}{\Delta} + \frac{J(1-\sigma)}{\Delta^2 M_0} + \frac{f}{\epsilon_1 - \epsilon_2} + \frac{J^2(1-\sigma)^2}{\Delta^2} P_2\right],$$

$$M_0^{-1} = 4\cos^2\frac{k}{2}\cdot\left[\frac{(1-\sigma)(1-\sigma^2\cos^2\frac{k}{2})}{1+\sigma(\sigma-2)\cos^2\frac{k}{2}} + \sigma(1+\sigma)\right]. \qquad /10/$$

Функция $f(k)$ найдена в /9/, а величина P_2 определяется следующим образом:

$$P_2 = \langle\tilde{3}|(\mathcal{H}_0 - \epsilon_2)^{-1}|\tilde{3}\rangle,$$

$$|\tilde{3}\rangle = \sum_{m_1<m_2} B_{m_1m_2}(S^-_{m_1-1} + S^-_{m_1+1} + S^-_{m_2-1} + S^-_{m_2+1}) S^-_{m_1} S^-_{m_2} |0\rangle. \qquad /11/$$

Выражение для $B_{m_1m_2}$ дано в /8/.

Для величины P_2 можно вывести уравнение методом, использованным в[1] при выводе уравнения для P_1. Решение уравнения для P_2 затруднено, так как по существу это решение некоторой эффективной трехчастичной задачи /нахождение P_1 сводится к решению эффективной двухчастичной задачи и в /6/ выписан лишь результат/. Анализ выражения /11/, однако, показывает, что для значения σ, не слишком близкого к 1, можно развить метод приближенного вычисления P_2. Этим мы и займемся в настоящей работе.

В матричный элемент P_2 вклад дают трехчастичные состояния системы /1/. Известно[5], что эти состояния можно разделить на три класса: состояния, энергия которых с точностью до N^{-1} может быть представлена в виде $\epsilon_1(k_1) + \epsilon_1(k_2) + \epsilon_1(k_3)$, условно этот класс обозначим символом /1 + 1 + 1/; состояния с энергией $\epsilon_2(k_1) + \epsilon_1(k_2)$ /класс /2 + 1// и третий класс состояний /3/, который при фиксированном k содержит лишь одно состояние, это класс связанных трехчастичных состояний[6,7]. Выражение для P_2 удобно разделить на три части, учитывающие вклад указанных классов: $P_2 = P_2^{(1+1+1)} + P_2^{(2+1)} + P_2^{(3)}$. Можно проверить, что в пределе $\sigma \to 0$ состояние $|\tilde{3}\rangle$ переходит в собственное состояние гамильтониана Изинга и в этом пределе $\langle 3^{(2+1)}|\tilde{3}\rangle = \langle 3^{(1+1+1)}|\tilde{3}\rangle = 0$. Нетрудно доказать, что при малых $\sigma \langle 3^{(2+1)}|\tilde{3}\rangle \sim \sigma N^{-1/2}$ $\langle 3^{(1+1+1)}|\tilde{3}\rangle \lesssim \sigma N^{-1}$. Для доказательства последних оценок удобнее пользоваться не стандартной формой волновой функции трехчастичных состояний /анзацем Бете/[5], а формой, явным образом учитывающей сохранения квазиимпульса k /такая форма для связанных состояний использована в нашей работе[7]/. Так как класс /2 + 1/ содержит N состояний /при фиксированном k /, а класс /1 + 1 + 1/ - N^2 состояний, то по порядку величины при малом σ имеем $P_2^{(2+1)} \sim \sigma^2$, $P_2^{(1+1+1)} \lesssim \sigma^2$. Учитывая также, что при $h_0 \ll J$ состояния /2 + 1/ и /1 + 1 + 1/ отделены щелью порядка J от состояния $|2\rangle$, а состояние $|3\rangle$ отделено щелью порядка $\sigma^2 J$ от того же состояния $|2\rangle$, можно заключить, что $P_2^{(2+1)}/P_2^{(3)} \sim \sigma^4$ и $P_2^{(1+1+1)}/P_2^{(3)} \lesssim \sigma^4$.

Таким образом, при $\sigma^4 \ll 1$ вклад трехчастичного связанного состояния доминирует в P_2, и поэтому

$$P_2 = P_2^{(3)} = |\langle 3|\tilde{3}\rangle|^2 (\epsilon_3 - \epsilon_2)^{-1} . \qquad /12/$$

Условие $\sigma^4 \ll 1$ выполняется в значительном интервале по σ ($\sigma \lesssim 0{,}6$), в котором лежат значения σ для известных квазиодномерных магнетиков $[(CH_3)_3NH]CoCl_3 \cdot 2H_2O$ с $\sigma = 0{,}34$[9] и $CoCl_2 \cdot 2H_2O$ с $\sigma = 0{,}15$[12]. При $h_0 \gg J$ условие справедливости равенства /12/ становится более жестким ($\sigma^2 \ll 1$), но оно для указанных магнетиков также выполняется.

При вычислении P_2 по формуле /12/ достаточно воспользоваться явным выражением для вектора трехчастичного связанного состояния $|3\rangle$, найденного в нашей работе[7]:

$$|3\rangle = (1-|r_1|^2)N^{-1/2}|r_2|^{-2}\sum_{m_1<m_2<m_3}(e^{i\frac{k}{3}(m_1+m_2+m_3)} r_1^{m_2-m_1} r_2^{m_3-m_2} \times$$

$$\times S^-_{m_1} S^-_{m_2} S^-_{m_3}|0\rangle), \quad r_1 = r_2^* = \sigma(4-\sigma^2)^{-1}(2e^{i\frac{k}{3}} + \sigma e^{-i\frac{2k}{3}}) .$$

В результате для P_2 получим

$$P_2 = P_2^{(3)} = (1-\sigma^2 a^2)(1-|r_1|^2) R_1^2 R_2^{-2} \Delta_{32}^{-1} ,$$

$$a = \cos\frac{k}{2}, \quad R_1 = 2a[1 + \sigma - \frac{\sigma^2(2+\sigma\cos k)}{4-\sigma^2} - \frac{a^2\sigma^3}{2-\sigma}], \qquad /13/$$

$$R_2 = 1 - \frac{2a^2\sigma^2}{2-\sigma} + a^2\sigma^2|r_1|^2 , \quad \Delta_{32} = \epsilon_3 - \epsilon_2 .$$

Этим заканчивается вычисление поправки $\Delta\epsilon_2$ в случае, когда уровень $\epsilon_2(k)$ не вырожден. В точке k_0, где $\epsilon_1(k_0) = \epsilon_2(k_0)$, и в точке k_0', где $\epsilon_2(k_0') = \epsilon_3(k_0')$, выражение /10/ непримиримо /в первом случае неограниченно возрастает третий член, а во втором случае - четвертый член указанного выражения/. В точке k_0 $\Delta\epsilon_2 = -\Delta\epsilon_1$, а $\Delta\epsilon_1$ вычислена в /9/. Можно найти $\Delta\epsilon_2$ и в точке k_0', но вычисленная подобным образом поправка справедлива только при очень малом h /так как при $k = k_0'$ недалеко от ϵ_2 и ϵ_3 находится следующий уровень ϵ_4 /, и поэтому мы не станем обсуждать этот случай. Предложенный здесь способ вычисления P_2 в целом применим и при вычислении P_1, для которого у нас есть точное выражение /6/. Проверка в этом случае подтвердила полностью следующую из метода точность вычислений. Отметим также, что связанное состояние дает главный вклад именно в матричный элемент /11/. Оценить вклад различных состояний в исходном выражении /4/ представляется более трудным делом из-за того, что /4/ содержит сдвиг основного состояния $\Delta E_0 \sim N$, который формируется отнюдь не связанным состоянием. Отметим также, что раньше $\Delta\epsilon_2$ удалось вычислить лишь в модели Изинга, где трехчастичные состояния имеют простой вид и возможно прямое суммирование по формуле /4/[3].

В сильных продольных полях $h_0 > h_0^{(1)} = J\sigma(1+\sigma)$ ветвь $\epsilon_1(k)$ не пересекает другие ветви из /3/, и поэтому основная ветвь возмущенной системы имеет закон дисперсии $\epsilon_1(k) + \Delta\epsilon_1(k)$ с $\Delta\epsilon_1(k)$ из /6/. Более интересен интервал $h_0^{(2)} < h_0 < h_0^{(1)}$, где $h_0^{(2)} = J\sigma(1+\sigma)/(2+\sigma)$. В таких полях нижайшие по энергии ветви системы /1/ $\epsilon_1(k)$ и $\epsilon_2(k)$ пересекаются между собой в точке k_0 и не пересекаются с другими ветвями /3/. Возмущение V снимает вырождение в точке k_0, и в результате для системы $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + V$ получаем две непересекающиеся гибридные ветви возбуждений. При малых /больших/ k состояния первой ветви являются почти одномагнонными /связанными/, а состояния второй ветви - почти связанными /одномагнонными/. Вблизи k_0 имеем состояния смешанного типа. Найденные выражения для $\Delta\epsilon_1$ и $\Delta\epsilon_2$ вместе с ϵ_1 и ϵ_2 из /3/ полностью определяют закон дисперсии обеих ветвей. Качественно описанная здесь ситуация напоминает случай пересечения спин-волновой и фононной ветвей спектра многих магнетиков. При дальнейшем уменьшении h_0 спектр возмущенной системы постепенно осложняется из-за опускания при больших k ветвей /3/ с $n > 2$. При $h_0 = 0$ поправки $\Delta\epsilon_1$ и $\Delta\epsilon_2$ описывают сдвиг первых двух ветвей лишь при малых k.

Подчеркнем еще раз, что мы рассматриваем поправки к невырожденному или двукратно вырожденному уровню. Это исключает модель Изинга ($\sigma = 0$) при $h_0 = 0$, где для любого n $\epsilon_n = J$. Для этого случая спектр системы найден при произвольном h в работе[13].

3. Перемешивание состояний системы $\mathcal{H}_0$ с разными n, вызванное полем h, приводит к снятию запрета, существовавшего в системе /1/, на прямое возбуждение спиновых комплексов. Этот эффект был нами раньше исследован лишь при $k = 0$ /см.[2-4] /. Здесь мы вычислим поперечный коррелятор при произвольном k, что позволит нам обсудить некоторую возможность наблюдения комплексов и в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов. Фурье-образ парной поперечной корреляционной функции при $T = 0$ определяется следующим равенством:

$$C^{xx}(q,\omega) = \frac{1}{2\pi}\sum_{\ell}\int_{-\infty}^{\infty} dt\, e^{i(q\ell+\omega t)} < \phi_0 | S_\ell^x(t)\, S_0^x | \phi_0 >. \qquad /14/$$

Здесь $|\phi_0>$ - основное состояние системы; $S_\ell^x(t) = e^{i\mathcal{H}t} S_\ell^x e^{-i\mathcal{H}t}$ $(\hbar = 1)$. При малых h в случае невырожденных уровней выразим по теории возмущений векторы состояний системы $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + V$ через векторы состояний системы $\mathcal{H}_0$ /в общем виде такие соотношения выписаны в[4] / и подсчитаем $C^{xx}(q,\omega)$ по формуле /14/. Результат в нашем случае, если ограничиться членами порядка h^2, имеет вид

$$C^{xx}(q,\omega) = 4h^2 N\delta(\omega)\delta(q) + \frac{1}{4}(1+2bh^2)\,\delta(\omega-\omega_1'(q)) + \qquad /15/$$

$$+ h^2 F(q)\,\delta(\omega-\omega_2'(q)) + C^{xx}_{\text{непр.}}\, .$$

Здесь $\omega_1' = \epsilon_1(q) + \Delta\epsilon_1(q)$ и $\omega_2' = \epsilon_2(q) + \Delta\epsilon_2(q)$. Первый член в /15/ описывает поправку к интенсивности брэгговского пика /главный член которого дается коррелятором $C^{zz}(q,\omega)$ /, второй - изменение интенсивности и частоты спин-волновой линии, третий член отражает снятие запрета на возбуждение линии двухмагнонного связанного состояния и последний член, который мы здесь не будем обсуждать, описывает вклад состояний двухчастичного непрерывного спектра. Функция $b(q)$ в /15/ вычисляется по довольно громоздкой схеме /см.[4] /, и мы получили результат лишь при $q = 0$:

$$b(0) = -\frac{2}{\Delta^2} + \frac{J(1-\sigma)}{\Delta^3} + \frac{J^2(1-\sigma)^2}{2\Delta^2}\,\frac{dP_1}{d\lambda}\Big|_{\lambda=\lambda_1} + \frac{J^2(1-\sigma)^2}{4\Delta^3}P_1(\lambda_0),$$

$P_1(\lambda)$ и λ_1 определены в /6/ $(k=0)$, а $\lambda_0 = 2(J+h_0)$. Для функции $F(q)$, определяющей интенсивность новой линии, мы получили выражение

$$F(q) = \frac{1}{4} f^2(q)\,[(\epsilon_2(q) - \epsilon_1(q))^{-1} - \Delta^{-1}]^2\,, \qquad /16/$$

$f(q)$ вычислена в /9/.

Так как коррелятор $C^{xx}(q,\omega)$ прямо связан с сечением неупругого рассеяния нейтронов и с линейным откликом системы на ВЧ поле, из выражения /15/ можно заключить, что в этих экспериментах будут наблюдаться и слегка деформированные полем h двухмагнонные комплексы. В более высоких порядках появятся линии, соответствующие возбуждению и более тяжелых комплексов.

Единственное до сих пор прямое оптическое возбуждение спиновых комплексов с $n \leq 14$ осуществлено в $CoCl_2 \cdot 2H_2O$[12]. Снятие запрета в этом соединении обусловлено слабой анизотропией в плоскости XY. Указанной анизотропией другие магнетики не обладают, и поэтому представляет интерес рассмотренная нами возможность снятия запрета путем внешнего воздействия. Следует отметить, что возможность возбуждения комплекса с $q \neq 0$ в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов рассматривается впервые в настоящей работе. К эффектам при $q \neq 0$ относится эффект расщепления главной линии в точке $q = k_0$, где $\epsilon_1(k_0) = \epsilon_2(k_0)$ и коррелятор имеет простой вид

$$C^{xx}(q,\omega) = [\delta(\omega-\omega_1') + \delta(\omega-\omega_2')]/8$$

с $\omega_1' = \epsilon_1 + \Delta\epsilon_1$, $\omega_2' = \epsilon_2 - \Delta\epsilon_1$, $\Delta\epsilon_1$ найдено в /9/. Так как обе линии имеют одинаковую интенсивность /равную половине интенсивности спин-волновой линии в системе /1//, возможность их наблюдения целиком определяется разрешающей способностью экспериментальной установки.

Численные расчеты по полученным здесь формулам мы провели для значений параметров квазиодномерного магнетика:

$$[(CH_3)_3NH]CoCl_3 \cdot 2H_2O^{/9/}:\ J = 13{,}76\ ^{-1};\ \sigma = 0{,}34;\ g_{\parallel} = 6{,}54;\ g_{\perp} = 3{,}4.$$

При значении продольного поля $H_0 = 5$ кЭ ветвь $\epsilon_3(k)$ не пересекает ветвь $\epsilon_2(k)$, а $\epsilon_1(k)$ и $\epsilon_2(k)$ пересекаются в точке $k_0 = 101°$. Щель в спектре спиновых волн Δ при таком поле равна 10,61 $см^{-1}$. При $k=0$ мы получили сдвиги /$\Delta\epsilon$ измеряется в $см^{-1}$, H – в кЭ/ $\Delta\epsilon_1 = -4{,}4\cdot 10^{-3}H^2$, $\Delta\epsilon_2 = -9{,}3\cdot 10^{-3}H^2$; при $k = 60°$ $\Delta\epsilon_1 = -5{,}1\cdot 10^{-3}H^2$, $\Delta\epsilon_2 = -5{,}8\cdot 10^{-3}H^2$. В точке k_0 имеем $\Delta\epsilon_1 = -\Delta\epsilon_2 = -8{,}4\cdot 10^{-2}H$. Для относительной интенсивности I_2 линии спинового комплекса формулы /15/ и /16/ дают $I_2 = 7{,}6\cdot 10^{-4}H^2$ при $q=0$ и $I_2 = 10^{-3}H^2$ при $q = 60°$. Полученные значения для $\Delta\epsilon_1$, $\Delta\epsilon_2$ и I_2 имеют смысл, если выполнено обычное для теории возмущений условие малости сдвигов $\Delta\epsilon$ по сравнению с интервалами в невозмущенной системе и $I_2 \ll 1$ /интенсивность спин-волновой линии в системе /1/ принята за 1/. При $q=0$ в поле $H = 10$ кЭ сдвиги $\Delta\epsilon_1 = -0{,}44$ $см^{-1}$; $\Delta\epsilon_2 = -0{,}93$ $см^{-1}$ и интенсивность $I_2 = 0{,}076$ удовлетворяют этому условию и, с другой стороны, как показывает сравнение с экспериментами[12], могут быть измерены оптическими методами.

Дейтерирование соединения $[(CH_3)_3NH]CoCl_3 \cdot 2H_2O$ должно облегчить нейтронные эксперименты, но, возможно, из-за низкого разрешения в области $q \sim k_0$ придется ориентироваться на более сильные поля H. В полях $H \geq 15$ кЭ сдвиг $\Delta\epsilon_2$ /в точке k_0 / сравнивается с разностью $\tilde{\Delta}_{32}$, и в этих случаях необходимо развитие настоящей схемы теории возмущений для учета нескольких близких уровней. Что касается температурных эффектов, то при $T \simeq 2$-3 они должны быть экспоненциально малыми ($\Delta \simeq 15$ K).

В $CoCl_2 \cdot 2D_2O$ без магнитного поля в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов наблюдалась кривая $\epsilon_1(k)$ /14/. Анализ показывает, что в полях* $H_0 \simeq 5$ кЭ и $H \simeq 10$ кЭ в спектре рассеянных нейтронов должна появиться и вторая линия на частоте ω_2' с интенсивностью $I_2 \simeq 0{,}1$. Почти изинговский характер этого соединения исключает обсуждавшийся выше эффект расщепления главной линии.

---

* Везде мы имеем в виду ферромагнитную фазу указанных метамагнетиков. В $CoCl_2 \cdot 2H_2O$ эта фаза существует при $\tilde{H}_0 > H_2 = 44{,}9$ кЭ, а в $[(CH_3)_3NH]CoCl_3 \cdot 2H_2O$ – при $H_2 = 870$ Э. В действительности же для нашего рассмотрения необходимы продольные поля $H_2 + H_0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гочев И., Цукерник В. ФТТ, 1973, 15, с.1963.
2. Гочев И. ФТТ, 1977, 19, с.1410.
3. Гочев И., Филатова Л., Цукерник В. ФТТ, 1974, 16, с.745.
4. Гочев И. ФТТ, 1976, 18, с.1806.
5. Orbach R. Phys.Rev., 1958, 112, p.309.
6. Овчинников А. Письма в ЖЭТФ, 1967, 5, с.48.
7. Гочев И. ЖЭТФ, 1971, 61, с.1674; Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, с.136.
8. Jonson J., Bonner J. Phys.Rev., 1980, B22, p.251.
9. Goto T. Journ.Phys.Soc.Jap., 1978, 45, p.797.
10. Schneider T., Stoll E. Phys.Rev.Lett., 1981, 47, p.377.
11. Косевич А., Иванов Б., Ковалев А. ФНТ, 1977, с.9066; Иванов Б. ФНТ, 1977, 3, с.1036; Гочев И. ОИЯИ, Е17-81-627, Дубна, 1981.
12. Torrance J., Tinkman M. Phys.Rev., 1969, 187, p.587; Nicoli D., Tinkman M. Phys.Rev., 1974, B9, p.3126.
13. Пикин С., Цукерник В. ЖЭТФ, 1966, 50, с.1377.
14. Kjems J., Fogedby H. Phys.Rev., 1975, B12, p.5190.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 января 1982 года.

Гочев И.Г. P17-82-17
Слабовозбужденные состояния и корреляционные функции анизотропной спиновой цепочки в поперечном магнитном поле

Найден закон дисперсии основных ветвей спектра анизотропной цепочки спинов $s=1/2$ в слабом поперечном поле. Вычислена парная корреляционная функция при $T=0$ и обсуждена возможность наблюдения спиновых комплексов в квазиодномерных магнетиках.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Gochev I.G. P17-82-17
Feebly Excited States and Correlation Functions of Anisotropic Spin Chain in the Transverse Magnetic Field

The dispersion law for the spectrum low-lying branches of anisotropic spin chain $s=1/2$ in a weak transverse field is found. The pair correlation function at $T=0$ is calculated and the possibility of experimental observation of spin complexes in quasionedimensional magnets is discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Insti

Перевод О.С.Виноградовой.