сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P17 - 12896

В.К.Федянин, В.Ю.Юшанхай

ВКЛАД ОДНОМЕРНЫХ МАГНИТНЫХ СОЛИТОНОВ В СПЕКТР РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

1979

Федянин В.К., Юшанхай В.Ю. Р17 - 12896

Вклад одномерных магнитных солитонов в спектр рассеяния нейтронов

В одномерном магнетике исследовано поведение вектора плотности намагниченности на основе классического уравнения движения, которое в длинноволновом пределе сводится к уравнению синус-Гордона. Обсуждается зависимость параметров солитонного решения этого уравнения от характера анизотропии в реальных квазиодномерных магнитных структурах, а также от величины продольного магнитного поля. Предложена дополнительная возможность подтверждения в экспериментах по рассеянию нейтронов существования солитонной моды в квазиодномерных магнетиках типа $CsNiF_3$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Fedyanin V.K., Yushankhai V.Yu. P17 - 12896

The Contribution of Onedimensional Magnetic Solitons into Neutron Scattering Spectrum

The behaviour of magnetic density vector in onedimensional magnetic has been investigated on the basis of the classical motion equation which is reduced in the long-wave length limit to the sine-Gordon equation. The dependence of soliton parameters of this equation on the anisotropy type in real quasionedimensional magnetic structures and on the value of longitudinal magnetic field has been discussed. An additional possibility for conforming the soliton mode existence in quasionedimensional $CsNiF_3$ type magnetics in neutron scattering experiments is suggested.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

I. В работе /I/ была развита теория движения спинов в одномерной магнитной системе, описываемой гамильтонианом

$$\mathcal{H} = -\mathcal{J}\sum_n \vec{S}_n \vec{S}_{n+1} + A\sum_n (S_n^z)^2 - g\mu_Б B \sum_n S_n^x , \qquad (I)$$

и показано, что при $\mathcal{J}>0$, $A>0$ и не очень больших полях B уравнение движения классического вектора спина $\vec{S}_n$ с компонентами

$$\vec{S}_n = S\{\sin\Theta_n(t)\cos\varphi_n(t),\ \sin\Theta_n(t)\sin\varphi_n(t),\ \cos\varphi_n(t)\}$$

в длинноволновом пределе сводится к уравнению синус-Гордона. Солитонное решение этого уравнения соответствует повороту вектора в плоскости ХУ на угол 2π вокруг оси анизотропии Oz. Считалось, что ось анизотропии совпадает с направлением цепочки. В предположении о солитонах как о разреженном газе невзаимодействующих частиц с максвелловским температурным распределением было выявлено их влияние на форму центрального пика продольной части динамического структурного фактора магнитной системы.

Гамильтониан (I) при $S=1$, $\mathcal{J}\simeq 23{,}6\,°K$, $A\simeq 5\,°K$ адекватно описывает квазиодномерную магнитную структуру кристалла $CsNiF_3$ при температурах $3°K < T \lesssim 15°K$. В работе /2/ приводятся результаты экспериментов по неупругому магнитному рассеянию нейтронов на этом кристалле и показано, что в спектрах наряду с двумя относительно узкими пиками рассеяния на спиновых волнах существует широкий центральный пик. В то время как для зависимости ширины центрального пика от величины внешнего магнитного поля B имеется лишь качественное согласие с теоретическим предсказанием /I/, температурная зависимость ширины находится в хорошем количественном согласии с выводами /I/ о возможном влиянии солитонных магнитных возбуждений на форму центрального пика в спектрах рассеяния. Таким образом, напрашивается вывод о том, что, как и в случае $CsNiF_3$, в физические свойства реальных квазиодномерных магнитных структур наряду с квазичастичными возбуждениями осцилляторного типа (спиновыми волнами) вносят вклад и частицеподобные возбуждения (магнитные солитоны). В настоящей работе будет показано, что уравнение движения для спиновых степеней свободы $\theta_n(t)$, $\varphi_n(t)$ в континуальном пределе сводится к уравнению синус-Гордона для модельных магнитных систем, описываемых гамильтонианом более общего в сравнении с (I) вида.

2. Будем исходить из выражения для энергии магнитной системы, представленного в виде

$$W=\int\limits_V d\vec{r}\left\{\alpha_1\left(\frac{\partial \mathcal{M}^z}{\partial r_i}\right)^2+\alpha_2\left[\left(\frac{\partial \mathcal{M}^x}{\partial r_i}\right)^2+\left(\frac{\partial \mathcal{M}^y}{\partial r_i}\right)^2\right]+\right.$$

$$\left.+\beta\left(\mathcal{M}^z\right)^2-H_1\mathcal{M}^x-H_2\mathcal{M}^z\right\}.$$

Здесь $\mathcal{M}^i(\vec{r},t)$ – i - ая декартова компонента плотности вектора намагниченности, α_1 и α_2 – обменные константы, β -константа анизотропии, H_1 и H_2 – поперечная и продольная компоненты внешнего магнитного поля.

Возможное различие между α_1 и α_2, как и наличие плотности анизотропии $\beta(\mathcal{M}^z)^2$, обусловлено учетом релятивистских взаимодействий магнитных моментов в кристалле. При выключенном поперечном поле $H_1=0$ энергия W инвариантна относительно поворотов в плоскости XY вокруг оси Oz. Заметим, что ось анизотропии не обязательно должна совпадать с выделенным направлением в кристалле, вдоль которого обменное взаимодействие наиболее интенсивно, за счет чего и происходит образование квазиодномерного магнитного упорядочения.

Выражение для энергии магнитной цепочки, получающееся в континуальном пределе из (I) и исследованное в /I/, вытекает из (2), если положить $\alpha_1=\alpha_2>0$, $\beta>0$, $H_2=0$, а также при условии, что направление цепочки совпадает с осью анизотропии Oz. Выражение (2) является естественным обобщением /I/ и описывает более широкий класс магнитных модельных систем.

Прецессия плотности магнитного момента происходит по закону

$$\frac{\partial\vec{\mathcal{M}}}{\partial t}=\frac{g\mu_Б}{\hbar}\left[\vec{\mathcal{M}}\times\vec{\tilde{H}}\right], \tag{3}$$

где вектор эффективного магнитного поля получается по формуле

$$\vec{\tilde{H}}(\vec{r},t)=-\frac{\delta W}{\delta\mathcal{M}(\vec{r},t)}. \tag{4}$$

Записывая компоненты вектора $\vec{\mathcal{M}}$ через полярные координаты

$$\vec{\mathcal{M}}=\mathcal{M}_0\left\{\sin\theta(\vec{r},t)\cos\varphi(\vec{r},t);\ \sin\theta(\vec{r},t)\sin\varphi(\vec{r},t),\ \cos\theta(\vec{r},t)\right\}, \tag{5}$$

где $\mathcal{M}_0$ – равновесная плотность намагниченности, из (3) получим два независимых уравнения для $\theta=\theta(\vec{r},t)$ и $\varphi=\varphi(\vec{r},t)$:

$$\hbar\nabla_t\cos\Theta=4\mu_0M_0\alpha_2\vec{\nabla}\left[\sin^2\Theta(\vec{\nabla}\varphi)\right]-2\mu_0H_1\sin\Theta\sin\varphi; \tag{6}$$

$$\hbar\nabla_t\varphi=-4\mu_0M_0\alpha_2\cos\Theta(\vec{\nabla}\varphi)^2+$$

$$+4\mu_0M_0\frac{1}{\sin\Theta}\left[\alpha_1\sin^2\Theta+\alpha_2\cos^2\Theta\right](\vec{\nabla}^2\Theta)+$$

$$+4\mu_0M_0(\alpha_1-\alpha_2)\cos\Theta\cdot(\vec{\nabla}\Theta)^2+4\mu_0M_0\beta\cos\Theta+$$

$$+2\mu_0H_1\cos\varphi\frac{\cos\Theta}{\sin\Theta}-2\mu_0H_2;\quad g\mu_Б=2\mu_0,\ \vec{\nabla}=\frac{\partial}{\partial\vec{r}}. \tag{7}$$

Предположим, что в кристалле имеется квазиодномерное магнитное упорядочение вдоль направления, задаваемого вектором $\vec{e}$. Обозначая через u координату вдоль одной из цепочек, будем искать решения (6) и (7) в виде $\varphi=\varphi[(u-vt)/L]$, $\Theta=\Theta[(u-v't)/L']$. Тогда в длинноволновом пределе $a/L,\ a/L'\ll\left(|a^2\beta/\alpha_1|^{1/2},|a^2\beta/\alpha_2|^{1/2},|a^2\beta/\alpha_1-\alpha_2|^{1/2}\right)$ и не очень больших поперечных полях, $H_1\ll2\beta M_0$, уравнение (7) приводится к виду

$$\cos\Theta = \frac{\hbar}{4\beta\mu_0 M_0}\nabla_t\varphi + \frac{H_2}{2\beta M_0}\,. \tag{8}$$

Ограничивая возможные значения параметра v неравенством

$$\frac{\hbar}{4\beta\mu_0 M_0}\cdot\frac{v}{L} \ll 1 \tag{9}$$

и подставляя (8) в (6), получим уравнение синус-Гордона для функции $\varphi(u,t)$:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial u^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = m^2\sin\varphi\,, \tag{I0}$$

где

$$c^2 = 16\,\hbar^{-2}\beta\mu_0^2 M_0^2\alpha_2\left[1 - \left(\frac{H_2}{2\beta M_0}\right)^2\right], \tag{II}$$

$$m^2 = \frac{H_1}{2M_0\alpha_2\left[1-\left(\frac{H_2}{2\beta M_0}\right)^2\right]^{1/2}}\,,\quad H_2 < 2\beta M_0\,. \tag{I2}$$

Солитонное решение уравнения (I0) дается выражением

$$\cos\varphi(u,t) = 1 - 2\,\mathrm{sech}^2\, m\gamma(u - vt - u_0)\,, \tag{I3}$$

где $\gamma = \left[1-(v/c)^2\right]^{-1/2}$ и $v<c$. Как видим из (II) - (I3), величина c имеет смысл предельной скорости солитона, величина m, играющая роль массы, обратно пропорциональна ширине солитона.

3. Анализ полученных результатов (I0)-(I3) приводит к следующему выводу: спиновая динамика магнитной системы с энергией (2) описывается уравнением синус-Гордона (I0), где $m^2>0$, $c^2>0$, с решениями (I3), если $\alpha_2>0$, $\beta>0$, т.е.

при ферромагнитном характере упорядочения спинов в легкой плоскости XY. Последнее совпадает с главным выводом работы /I/, но в дополнение к /I/, заметим, во-первых, что легкая плоскость XY такой системы может оказаться произвольно ориентирована по отношению к направлению магнитной цепочки $\vec{e}$; во-вторых, результаты не зависят от величины постоянной α_1 обменного взаимодействия вдоль оси анизотропии Oz, которое, как видно из (6)-(7), дает вклад в решение в следующих приближениях по малому параметру a/L; в-третьих, включение продольного магнитного поля H_2 приводит лишь к уменьшению величины предельной скорости c, росту массы m и энергии солитона.

Рассмотрим, как последнее обстоятельство отразится на спектрах неупругого рассеяния нейтронов. Ниже энергию будем измерять в единицах $\alpha_2 s^2 g^2\mu_Б^2 a^{-5}$, а длину - в единицах постоянной решетки a. Согласно /I/ энергия солитона (I3) равна $8m\gamma$, где $\gamma = \left[1-(v/c)^2\right]^{-1/2}$, плотность солитонов при низких температурах $n = 4m(m/\pi kT)^{1/2}e^{-8m/kT}$ В случае малой плотности, что достигается при достаточно низкой температуре $kT \leqslant 0{,}5m$, можно пренебречь взаимодействием между солитонами. Последнее существенно облегчает расчет измеряемой в эксперименте продольной части динамического структурного фактора, определяемой как

$$S_{\parallel}(q,\omega) = \frac{1}{(2\pi)^2}\iint dt\,du\,\exp[i(qu-\omega t)]\langle\cos\varphi(u,t)\cos\varphi(0,0)\rangle\,, \tag{I4}$$

где угловые скобки означают усреднение по скоростям v и начальным положениям u_0 со статистическим весом $\gamma\exp(-8m\gamma/kT)$. Подставляя в (I4) решения (I3), в результате получим /I/:

$$S_{\parallel}(q,\omega) = \left(1 - 8\frac{n}{m}\right)\delta(q)\delta(\omega) + \frac{\exp(-8m/kT)}{2cqkT}\left(\frac{16}{\pi}\exp\left[-\frac{2m\omega^2}{(cq)^2kT}\right]\frac{\pi q/2m}{\sinh \pi q/2m}\right)^2. \tag{I5}$$

Как видим, существование солитонных возбуждений должно привести к уменьшению интенсивности брэгговского пика и появлению квазиупругого рассеяния с шириной линии по энергии $\Delta\omega \simeq cq(kT)^{1/2}/(4m)^{1/2}$ и по волновому вектору $q \lesssim 4m/\pi$ (q - волновой вектор в направлении цепочки $\vec{e}$). Учет в (I4) осцилляторных решений дает два дополнительных пика на спин-волновых частотах.

В работе [2] представлены данные о зависимости от температуры T и величины поперечного магнитного поля H_1 интегральной интенсивности $\int d\omega\, S_1(q,\omega) = S(q)$ неупругого рассеяния и ширины квазиупругой компоненты в спектрах рассеяния нейтронов. Как обсуждалось выше, имеет место в достаточной степени хорошее согласие с результатом (I5). Можно предположить еще одну возможность подтверждения справедливости развитых выше представлений - это экспериментальная проверка на примере квазиодномерной структуры $CsNiF_3$ зависимости параметров солитона m, c и его энергии $8m\gamma$ от величины продольного магнитного поля H_2. Как видно из (II), (I2), зависимость эта имеет более сложный в сравнении с зависимостью от поперечной компоненты поля H_1 характер. Качественно же должно наблюдаться сужение квазиупругой компоненты в спектрах рассеяния с ростом поля H_2 и вырождение ее в брэгговский пик в пределе при $H_2 \to 2\beta\mu_0$.

Вместе с тем перечисленные здесь результаты и выводы позволяют надеяться, что кристалл $CsNiF_3$ является лишь одним из представителей широкого класса квазиодномерных магнитных систем с нелинейной динамикой, описываемой уравнением синус-Гордона. Еще одним возможным представителем этого класса, на примере которого могут быть проверены развитые выше представления, по нашему мнению, может оказаться кристалл $RbFeCl_3$ (см. обзор [3]).

Литература

I. Mikeska H.J. J. Phys. C. Solid st., 1978, L11, p.29.

2. Kjems J.K., Steiner M. Phys. Rev. Lett., 1978, 41, p.II37.

3. Jongh L.J., Miedema A.R. Adv.Phys., 1974, 23, p. 1.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 ноября 1979 года.