

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P17-87-28

В.В. Нитц

**МАГНИТНЫЕ СОЛИТОНЫ
В ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ ПЕРВОГО РОДА**

Направлено в "Журнал экспериментальной
и теоретической физики"

1987

В работах /1-4/ показано, что при индуцировании внешним полем фазового перехода первого рода возможно дополнительное к обычной дифракции на монокристалле рассеяние нейтронов, связанное с образованием множества зародышей новой фазы. Именно таким образом интерпретировались дифракционные эксперименты /2,5/ при индуцировании в монокристаллическом образце $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ импульсным магнитным полем ориентационного фазового перехода ниже точки Морина ($T < T_M$).

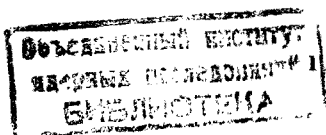
Для наблюдения такого дополнительного рассеяния необходимо выполнение двух основных условий. Во-первых, одновременно должно образовываться множество мелких частиц с амплитудой когерентного рассеяния (отнесенной к одной ячейке), отличающейся от амплитуды для основной части кристалла. Во-вторых, скорость роста этих частиц новой фазы должна быть достаточно малой (метод экспериментального наблюдения имеет избирательный характер в отношении к размерам частиц: величина эффекта резко падает с увеличением размеров).

Выполнение первого условия обеспечивается наблюдением фазового перехода первого рода, близкого к переходу второго рода, когда мал энергетический барьер между двумя фазовыми состояниями, и достаточно быстрым изменением магнитного поля. В работе /5/ даны оценки величин концентрации и размеров частиц, позволяющие объяснить экспериментальные результаты. И пока не было оснований подвергать сомнению реальность этих величин. Что касается выполнения второго условия, то полученная средняя скорость движения доменных стенок (порядка 1 см/с), связанного с ростом доменов новой фазы, казалась удивительно малой.

В данной работе представлен более подробный теоретический анализ ситуации. Основной результат его сводится к тому, что вблизи точки лабильности при фазовом переходе первого рода аномально возрастает вероятность образования относительно устойчивых пространственно локализованных возбуждений в кристалле - магнитных солитонов. Такие возбуждения принципиально отличаются по своему характеру от доменов новой фазы, а устойчивость этих возбужденных состояний по крайней мере качественно устраняет противоречие, связанное с выполнением второго условия для наблюдения "аномального" рассеяния нейтронов.

I. Уравнение

Рассматриваем антиферромагнетик со слабым ферромагнетизмом $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ в магнитном поле H , перпендикулярном ромбоэдрической оси (Z) и оси второго порядка (X). нас интересует ориентационный переход первого



рода при температуре $T_{тр} < T < T_M$ ($T_{тр}$ - трикритическая точка), состоящий в повороте вектора антиферромагнетизма под действием поля и последующем "скачкообразном" переходе его в базисную плоскость (Xy) кристалла. Для описания происходящих при этом нелинейных процессов с образованием волн с пространственными размерами, намного превышающими межплоскостные расстояния, используем феноменологический подход, согласно которому магнитное состояние антиферромагнитного кристалла характеризуется локальными плотностями магнитных моментов $\vec{M}_1(r,t)$ и $\vec{M}_2(r,t)$. Динамика магнитной системы описывается уравнением Ландау-Лифшица с диссипативным членом

$$\dot{\vec{M}} = -\gamma [\vec{M}_i \vec{H}_i] + \frac{\alpha}{M} [\vec{M}_i \dot{\vec{M}}_i] \quad (i=1,2) \quad (1)$$

(здесь $M = |\vec{M}_1| = |\vec{M}_2|$). В результате замены $\vec{l} = (2M)^{-1}(\vec{M}_1 - \vec{M}_2)$, $\vec{m} = (2M)^{-1}(\vec{M}_1 + \vec{M}_2)$ получаем эквивалентную систему

$$\begin{aligned} \dot{\vec{m}} &= -\gamma([\vec{m} \vec{h}_m] + [\vec{l} \vec{h}_l]) + \alpha([\vec{m} \dot{\vec{m}}] + [\vec{l} \dot{\vec{l}}]) \\ \dot{\vec{l}} &= -\gamma([\vec{m} \vec{h}_l] + [\vec{l} \vec{h}_m]) + \alpha([\vec{m} \dot{\vec{l}}] + [\vec{l} \dot{\vec{m}}]), \end{aligned} \quad (2)$$

где \vec{h}_m и \vec{h}_l - компоненты эффективного магнитного поля

$$\vec{h}_m = -\frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \vec{m}}, \quad \vec{h}_l = -\frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \vec{l}} \quad (3)$$

для плотности гамильтониана [6]:

$$\mathcal{H} = \frac{\mathcal{D}}{2} m^2 - \frac{\alpha}{2} l_z^2 - \frac{\mathcal{Q}}{4} l_z^4 + \beta m_y l_x - m_y H + \frac{\alpha}{2} (\nabla \vec{l})^2 \quad (4)$$

(магнитная энергия $\mathcal{E} = 2M \int \mathcal{H} d\vec{r}$).

В общем случае фазовая перестройка, описываемая уравнениями (2), может сопровождаться изменением всех шести компонент векторов \vec{l} и \vec{m} . Но известно, что в двух фазовых состояниях, связанных с рассматриваемым переходом, в равновесии $l_y = m_x = m_z = 0$. Отклонение этих компонент от нулевых значений связано с относительно большой энергией. Поэтому и в динамическом рассмотрении будем считать не равными нулю только l_x , l_z , m_y . Тогда система (2) сводится к уравнению

$$\dot{\vec{G}} = -\gamma [\vec{G} \vec{h}] + \alpha [\vec{G} \dot{\vec{G}}] \quad (5)$$

для вектора $\vec{G}(l_x, m_y, l_z)$; \vec{h} - эффективное магнитное поле, определяемое выражениями (3) для соответствующих компонент вектора \vec{G} (система уравнений (5) в сочетании со значениями $l_y = m_x = m_z = 0$ является частным случаем системы (2)).

С учетом того, что $|\vec{G}| = 1$, достаточно ограничиться анализом двух уравнений из системы (5):

$$\frac{1}{\gamma} \dot{m}_y = \beta m_y l_z + (\alpha + g l_z^2) l_x l_z + \alpha (l_z \Delta l_x + l_x \Delta l_z) + \frac{\alpha}{\gamma} (l_z \dot{l}_x - l_x \dot{l}_z) \quad (6)$$

$$\frac{1}{\gamma} \dot{l}_z = \mathcal{D} l_x m_y + \beta (l_x^2 - m_y^2) - l_x H + \alpha m_y \Delta l_x + \frac{\alpha}{\gamma} (l_x \dot{m}_y - m_y \dot{l}_x). \quad (7)$$

Далее принимаем во внимание, что $|m_y| \ll 1$, а для рассматриваемого случая $|l_x|$ близко к 1. Соответственно подставляем в (6) и (7) разложение для l_x по степеням l_z , следующее из соотношения $l_x \approx -\sqrt{1 - l_z^2}$. После этого из (7) получаем

$$m_y \approx \frac{1}{\mathcal{D}} \left(\beta + H - \frac{\beta}{2} l_z^2 - \frac{\beta}{8} l_z^4 - \frac{1}{\gamma} \dot{l}_z \right) \quad (8)$$

и, соответственно,

$$\dot{m}_y \approx -\frac{1}{\mathcal{D}} \left(\beta l_z \dot{l}_z + \frac{1}{\gamma} \ddot{l}_z \right). \quad (9)$$

Подставляя (8) и (9) в (6), получаем однокомпонентное уравнение, описывающее поведение магнитной системы в области фазового перехода:

$$\Delta l - \frac{1}{v_0^2} \ddot{l} - \frac{\alpha}{\gamma} \dot{l} = A l - B l^3 + C l^5, \quad (10)$$

в котором $v_0 = \gamma \sqrt{\alpha \mathcal{D}}$, $A = \frac{1}{\alpha} \left[\frac{\beta}{\mathcal{D}} H - \left(\alpha - \frac{\beta^2}{\mathcal{D}} \right) \right]$, $B = \frac{1}{2} \left[g - \frac{1}{2} \left(\alpha - \frac{\beta^2}{\mathcal{D}} \right) \right]$, $C = \frac{1}{2\alpha} \left[g + \frac{1}{4} \left(\alpha - \frac{\beta^2}{\mathcal{D}} \right) \right]$ (в (10) и далее не пишется индекс z при l , но рассматривается именно определенная компонента вектора \vec{l}).

Таким образом, описание фазового перехода сводится к уравнению движения (10) в потенциале

$$U(l) = \frac{A}{2} l^2 - \frac{B}{4} l^4 + \frac{C}{6} l^6. \quad (11)$$

Очевидно, приведенный анализ применим к ориентационным фазовым переходам и в других антиферромагнетиках со слабым ферромагнетизмом (например, в редкоземельных ортоферритах $RFeO_3$). Более того, положив $\beta = 0$, имеем уравнение для описания ориентационного фазового перехода в коллинеарном антиферромагнетике, вызванного изменением знака константы анизотропии α при изменении T .

Заметим, что до сих пор не конкретизировался род фазового перехода, т.е. уравнение (10) применимо и для описания процессов при фазовом переходе второго рода (например, при низкой температуре в гематите). При этом $B < 0$ и можно пренебрегать в (10) величиной $C\ell^5$.

Очевидно, в случае перехода первого рода ($B > 0, C > 0$) двум однородным равновесным фазовым состояниям I и II соответствуют решения уравнения $U'(\ell) = 0$ при $A > 0$:

$$\ell_I = 0, \ell_{II} = \pm \left[\frac{B}{2C} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4AC}{B^2}} \right) \right]^{1/2}. \quad (12)$$

2. Магнитные солитоны

Здесь рассмотрены пространственно-локализованные решения частного случая уравнения (10):

$$\ell'' - \frac{1}{v^2} \dot{\ell} = U'(\ell), \quad (13)$$

когда пренебрегается диссипацией энергии ($\mathcal{Z} = 0$), а ℓ изменяется только в одном, вообще говоря, произвольном направлении (по оси ξ). Аналитические выражения для солитонных решений уравнения (13), приведенные ниже, уже были раньше получены ^{7,8/}; численные решения уравнения (10) при $\ell = 0$, соответствующие сферическим солитонам, были использованы для описания конфигурации атомного ядра ^{7/}.

При значениях магнитного поля

$$H_{AI} < H < H_p, \quad (14)$$

где H_p - поле равновесия фазовых состояний I и II:

$$H_p = \frac{D}{\beta} \left[\left(\alpha - \frac{\beta^2}{D} \right) + \frac{3\alpha\beta^2}{16C} \right], \quad (15)$$

H_{AI} - поле лабильности состояния I:

$$H_{AI} = \frac{D}{\beta} \left(\alpha - \frac{\beta^2}{D} \right), \quad (16)$$

т.е. когда фаза I находится в метастабильном состоянии, солитонное решение ^{7/}уравнения (13), обращается в нуль при $\xi \rightarrow \pm\infty$:

$$\ell = 2\sqrt{\frac{A}{B}} \left[\Delta \operatorname{ch} b(\xi - vt) + 1 \right]^{-1/2}, \quad (17)$$

где $\Delta = \sqrt{1 - 16AC/3B^2}$, $b = 2\sqrt{A/(1-V^2)}$, $V = \frac{v}{v_0}$ (v - скорость движения солитона, $0 \leq v < v_0$). Параметр Δ характеризует относительную глубину потенциальной ямы состояния II.

Из (17) получаем выражение для ширины солитона (на половине высоты)

$$2\xi_0 = \sqrt{(1-V^2)/A} \cdot \operatorname{Arch} \left(4 + \frac{3}{\Delta} \right). \quad (18)$$

Ширина солитона увеличивается при $H \rightarrow H_{AI}$, т.е. при $A \rightarrow 0$, и снова увеличивается при приближении к равновесию фаз ($H \rightarrow H_p$). В последнем случае

$$2\xi_0 \approx \frac{4}{B} \sqrt{C(1-V^2)/3} \cdot \ln \frac{6}{\Delta}, \quad (19)$$

и солитон фактически превращается в домен фазы II. Подставляя в (18) величину A , выраженную через Δ , и минимизируя по Δ , видим, что при изменении магнитного поля ширина равновесных солитонов проходит через минимальное значение, равное

$$2\xi_{0min} \approx \frac{8}{B} \sqrt{C} \quad (20)$$

(пренебрегается "сжатием" движущихся солитонов, проявляющимся только при больших скоростях). Следовательно, с изменением температуры при приближении к трикритической точке (в которой $B = 0$) ширина солитонов аномально увеличивается.

На рис. I приведены формы потенциала $U(\ell)$ при нескольких значениях H из диапазона (14) и соответствующие им конфигурации солитонов. Следует обратить внимание на то, что величина ℓ в солитоне, принимая все значения, соответствующие потенциальному барьеру, имеет максимальное значение $\ell = \sqrt{2A/B}$, при котором $U(\ell) = 0$.

В диапазоне значений поля

$$H_p < H < H_{AII}, \quad (21)$$

где H_{AII} - поле лабильности состояния II:

$$H_{AII} = \frac{D}{\beta} \left[\left(\alpha - \frac{\beta^2}{D} \right) + \frac{\alpha\beta^2}{4C} \right], \quad (22)$$

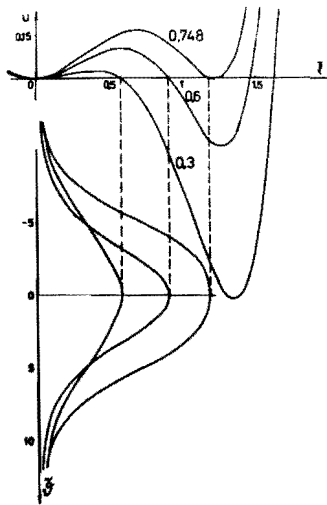


Рис.1. Эффективный потенциал $u(\tilde{l}) = (c - \tilde{l}^2 + \frac{1}{3}\tilde{l}^4)\tilde{l}^2$, эквивалентный $U(l)$ ($u = 16cU/B^3$, $\tilde{l} = \sqrt{2C/B}l$, $c = 4AC/B^2$) при $c = 0,3; 0,6; 0,748$, и конфигурации соответствующих солитонов $l(\vartheta)$ ($\vartheta = Bv^2/\sqrt{C}$) при $v = 0$.

существуют магнитные солитоны состояния II, находящегося в метастабильном состоянии:

$$l = l_m \operatorname{ch}(\xi - vt) \left[1 + \frac{l_m^2}{l_{II}^2} \operatorname{sh}^2 \rho(\xi - vt) \right]^{-1/2}, \quad (23)$$

где $\rho = l_{II} \sqrt{C(l_{II}^2 - l_m^2) / 3(1 - v^2)}$. Величина l_m показана на рис.2, где представлены потенциалы $U(l)$ для нескольких значений II и соответствующие им конфигурации солитонов.

Плотность функции Лагранжа, соответствующая уравнению (13):

$$L = \frac{1}{2v_0^2} \dot{l}^2 - \frac{1}{2} l'^2 - U(l). \quad (24)$$

Отсюда энергия и импульс волны с неизменным профилем ($l = l(\vartheta)$, $\vartheta = \xi - vt$):

$$E = \alpha \int \left[\frac{1+v^2}{2} l'^2 + U(l) \right] d\vartheta, \quad (25)$$

$$P = \alpha \frac{v}{v_0} \int l'^2 d\vartheta. \quad (26)$$

Для локализованного решения уравнения (13) получаем

$$(1 - v^2) l'^2 = 2U(l), \quad (27)$$

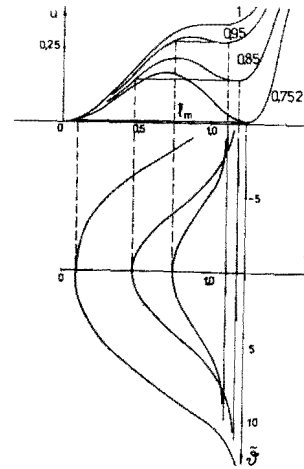


Рис.2. Эффективный потенциал $u(\tilde{l})$ при $c = 0,95; 0,85; 0,752$ и конфигурации соответствующих солитонов.

находящимися в равновесии:

$$E_{ст} = \frac{2A\sqrt{A}\alpha}{B\sqrt{1-v^2}}. \quad (33)$$

В другом крайнем случае, $\Delta \rightarrow 1$, когда потенциальная яма состояния II намного глубже, чем для фазы I, т.е. можно пренебречь величиной C ,

$$E = \frac{4A\sqrt{A}\alpha}{3B\sqrt{1-v^2}}. \quad (34)$$

3. Упругое рассеяние нейтронов

Очевидно, рассмотренная модель солитонных возмущений, ограниченная лишь в одном направлении, применима к анализу реальных процессов в магнитной системе только в той мере, в какой она позволяет описывать локальные возмущения, ограниченные по объему. По-видимо-

следовательно,

$$E = \frac{v_0}{V} P = \alpha \int_{-\infty}^{\infty} l'^2 d\vartheta. \quad (28)$$

Интегрируя (28) для солитона (17), получаем

$$E = \frac{2A\sqrt{A}\alpha}{B\sqrt{1-v^2}} f(\Delta), \quad (29)$$

где

$$f(\Delta) = \frac{1}{1-\Delta^2} \left(1 - \frac{\Delta^2}{\sqrt{1-\Delta^2}} \operatorname{Arch} \frac{1}{\Delta} \right), \quad (30)$$

и далее соотношение

$$E = v_0 \sqrt{P^2 + M_0^2 v_0^2}, \quad (31)$$

в котором эффективная масса солитона (отнесенная к единице площади)

$$M_0 = \frac{2A\sqrt{A}\alpha f}{B v_0^2}. \quad (32)$$

При $\Delta \rightarrow 0$ энергия солитона стремится к значению энергии двух доменных стенок между фазами I и II,

му, достаточно близко к точкам лабильности энергия тепловых флуктуаций $k_B T$ становится сравнимой с энергией локализованных возбуждений, имеющих форму диска, размеры которого в двух направлениях ограничены, но превышают размер в третьем направлении.

Полагая, что пространственная ограниченность такого возбуждения в его плоскости не влияет существенно на зависимость $l(\xi)$ в перпендикулярном направлении, описываемую формулами (17) и (23), получим формфактор солитона для упругого рассеяния нейтронов. Пренебрежение неупругими процессами в рассеянии в данном случае обусловлено макроскопичностью солитонов и их относительно большой эффективной массой. Рассмотрим солитон, возникший на фоне равновесного фазового состояния кристалла.

Представим среднее значение спина магнитного иона в виде суммы $\bar{S}_{vN} = \bar{S}_v + \bar{S}_{vN}$ среднего значения спина в равновесном состоянии и изменения спина, связанного с возникновением солитона. Тогда полное сечение упругого когерентного рассеяния является суммой сечения рассеяния на равновесном состоянии

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = (r_0 \gamma)^2 F^2(\vec{\tau}) \frac{(2\pi)^3 N}{V_2} (1 - e^2) |\bar{S}_{\vec{\tau}}|^2 \delta(\vec{\kappa}) \quad (35)$$

и сечения рассеяния на солитоне

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_c = (r_0 \gamma)^2 F^2(\vec{\tau}) \sum_{\alpha, \beta} (\delta_{\alpha\beta} - e^\alpha e^\beta) \sum_n s_{cn}^\alpha e^{i\vec{\kappa}\vec{r}_n} \sum_{n'} s_{cn'}^{\beta*} e^{-i\vec{\kappa}\vec{r}_{n'}} \quad (36)$$

где

$$\bar{S}_{\vec{\tau}} = \sum_v \bar{S}_v e^{i\vec{\tau}\vec{r}_v} \quad (37)$$

$$\bar{S}_{cn} = \sum_v \bar{S}_{vn} e^{i\vec{\tau}\vec{r}_v} \quad (38)$$

В формулах (35)-(38): $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$, $\gamma = -1,913$, $\vec{\tau}$ - выбранный вектор обратной решетки, $\vec{\tau} + \vec{\kappa} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$ - изменение волнового вектора нейтрона, N - число элементарных ячеек, μ - число магнитных ионов в элементарной ячейке (полагаем, что кристалл содержит ионы одного типа), V_2 - объем элементарной ячейки, $F(\vec{\tau})$ - магнитный формфактор иона, $e_{\vec{\tau}}$ - проекция единичного вектора, направленного по $\vec{\tau}$, на вектор $\bar{S}_{\vec{\tau}}$, e^α , e^β - проекции этого

вектора на координатные оси ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$). Интерференционными добавками (пропорциональными $\delta(\vec{\kappa})$) пренебрегаем. Так как размеры солитона намного больше размеров ячейки,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_c = (r_0 \gamma)^2 F^2(\vec{\tau}) \sum_{\alpha, \beta} (\delta_{\alpha\beta} - e^\alpha e^\beta) s_{\vec{\tau}}^\alpha s_{\vec{\tau}}^{\beta*} \quad (39)$$

где

$$s_{\vec{\tau}}^\alpha \equiv \sum_n s_{cn}^\alpha e^{i\vec{\kappa}\vec{r}_n} = \frac{1}{V_2} \int s_{\vec{\tau}}^\alpha(\vec{r}) e^{i\vec{\kappa}\vec{r}} d\vec{r} \quad (40)$$

В случае рассматриваемого перехода в гематите значения \bar{S}_{cn} (выражение (38)) не обращаются в нуль для векторов $\vec{\tau}$, сумма квадратов индексов (hkl) которых нечетна, как и для дифракционных отражений на равновесном состоянии. Так как в элементарной ячейке содержится 4 иона железа со спинами $5/2$,

$$s_{\vec{\tau}}^\alpha(\vec{r}) = 10 \delta_{\alpha z} l(\xi)$$

(z - ромбоэдрическая ось, $0 < l < 1$). Изменением проекции l_x в солитоне можно пренебречь.

Для упрощения выражений положим в (17) $\Delta = 1$, что вполне оправдано вблизи точки лабильности. Тогда сечение рассеяния для одного определенным образом ориентированного солитона с площадью S_c вблизи какого-либо дифракционного антиферромагнитного отражения $\vec{\tau}$:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_c = R ch^{-2} \left(\frac{\pi k_1}{2VA}\right) \cdot \delta(k_y) \delta(k_z) \quad (41)$$

где

$$R = 8 \cdot 10^2 \pi^4 (r_0 \gamma)^2 F^2(\vec{\tau}) S_c V_2^{-2} B^{-1} (1 - e^2) \quad (42)$$

k_z - проекция на нормаль к плоскости солитона, k_y , k_z - две взаимно перпендикулярные компоненты в плоскости солитона.

Если предположить равновероятной любую пространственную ориентацию солитона, усреднение по ориентациям дает сечение, сферически симметричное около точки обратной решетки (отнесено к одному солитону):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_c = \frac{R}{\pi k_1^2 ch^2 \frac{\pi k_1}{2VA}} \quad (43)$$

При фазовом переходе, индуцированном магнитным полем, энергия магнитного дипольного взаимодействия, очевидно, минимальна для солитонов, плоскость которых параллельна полю. Учитывая только такие солитоны, получаем соответствующее сечение:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_c = \frac{R \delta(k_H)}{\pi k_{\perp} c h^2 \frac{\pi k_{\perp}}{2VA}}, \quad (44)$$

где k_H - проекция на направление поля, k_{\perp} - компонента, нормальная к H .

Возможность наблюдения рассеяния нейтронов солитонами, образующимися в монокристалле, обусловлена "размытием" сечения рассеяния в зависимости от k по сравнению с дифракцией на основном фазовом состоянии образца (см. также [4]).

Векторы \vec{S}_c (см. (38)) могут быть перпендикулярными векторам \vec{S}_c основного состояния (такой случай имеет место в рассмотренном переходе в гематите). В таком случае для каких-либо векторов \vec{e} основное отражение может оказаться подавленным ($1 - e_z^2 \approx 0$), в отличие от солитонного рассеяния.

В общем случае индексы (hkl) погасания основного отражения не совпадают с соответствующими погасаниями для рассеяния на солитоне (сравни (37) и (38)). Например, при фазовом переходе из ферромагнитного состояния в антиферромагнитное возможно появление "сверхструктурных" солитонных пиков в рассеянии.

Для оценки зависимости вероятности флуктуационного образования солитонов от величины магнитного поля полагаем, что объемная ограниченность солитона может быть учтена просто введением коэффициента

S_c в выражение для энергии. Тогда

$$E_c = (M_0 v_0^2 + \frac{P^2}{2M_0}) S_c \cdot 2M.$$

Число соответствующих солитонов с различными импульсами пропорционально вероятности

$$W(S_c) \sim \int e^{-E_c/k_B T} dP = \sqrt{\frac{4\pi M M_0 k_B T}{S_c}} \exp(-2M M_0 v_0^2 S_c / k_B T).$$

Нет смысла принимать площадь солитона S_c меньшей, чем квадрат его эффективной толщины (см. (18)). Тогда общая площадь образовавшихся солитонов

$$S_{co} = \int_{S_m}^{\infty} S_c W(S_c) dS_c \sim \frac{\sqrt{S_m}}{Q} e^{-QS_m}, \quad (45)$$

где $Q = 4M \alpha A^{3/2} / (\sqrt{B} k_B T)$ (принято во внимание, что $QS_m \gg 1$). Подставляя в (45) $S_m = 4 \frac{z^2}{\xi^2}$ из (18) при $\Delta = 1$ и $V = 0$, получаем

$$S_{co} \sim \frac{BT}{\alpha A^2} \exp\left(-\frac{10M\alpha}{k_B T} \sqrt{\frac{A}{B}}\right). \quad (46)$$

Таким образом, при $H \rightarrow H_{AI}$ аномально возрастает интенсивность рассеяния на солитонах:

$$I_c \sim \frac{T}{\alpha A^2} (1 - e_z^2) \exp\left(-\frac{10M\alpha}{k_B T} \sqrt{\frac{A}{B}}\right) \delta(k_H) / (k_{\perp} c h^2 \frac{\pi k_{\perp}}{2VA}). \quad (47)$$

Заключение

Плоские солитоны динамического типа, допускающие простое аналитическое рассмотрение, очевидно, не исчерпывают всех возможных локальных возбуждений, возникающих при фазовом переходе вблизи точки лабильности. По-видимому, более существенную роль могут играть сферические или цилиндрические солитоны, являющиеся решениями уравнения (10). Численные расчеты стационарных решений этого уравнения производились (например, [9-11] при $C=0$, а также [7]) и здесь не обсуждаются. Отметим только, что уже из соображений масштабности следует: амплитуда $\ell(r=0)$ солитона сферической или цилиндрической формы, как и плоского, пропорциональна $\sqrt{A/B}$ (с коэффициентом 4,34 для сферического солитона [11]), а эффективный радиус равен $1/\sqrt{A}$ (при $C=0$).

Рассмотренные солитоны являются локальными возбуждениями, находящимися в неустойчивом равновесии со средой. При взаимодействии с другими возмущениями среды (например, со спиновыми волнами) они с одинаковой вероятностью могут уменьшаться и "схлопываться" или расти, превращаясь в домены нового фазового состояния. В этом отношении они эквивалентны (или тождественны), например, пузырькам пара при кипении жидкости и сферическим каплям жидкости при конденсации пара с радиусом, равным "критическому".

Конечно, при фазовом переходе возникают и другие (по форме и амплитуде) локальные возбуждения. Но они являются "внутренне" нестабильными, в отличие от солитонов, обладавших относительной, аномальной устойчивостью.

Существующие экспериментальные данные по рассеянию нейтронов в гематите /5/ недостаточны не только для количественного сопоставления с теорией, но и для уверенного отождествления наблюдаемого эффекта с рассеянием на солитонах. Но, во всяком случае, относительная устойчивость солитонных возбуждений, возникающих при фазовом переходе, находится в качественном согласии с наблюдаемой картиной.

Литература

1. В.В.Нитц, ОИЯИ, Р3-10071, Дубна, 1976.
2. В.В.Нитц, Г.Рэпке, З.Тухаж, А.А.Яковлев. ОИЯИ, Р3-10072, Дубна, 1976.
3. V.V.Nietz, Sol.St.Comm., 30, 71, 1979.
4. В.В.Нитц, Г.Рэпке. ФТТ, 23, вып.1, 64, 1981.
5. Т.Гебултович, В.В.Нитц, З.Тухаж, А.А.Яковлев, Э.Яроцки. ФТТ, 23, вып.1, 233, 1981.
6. И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 32, 1547, 1957.
7. В.Г.Картавенко. ОИЯИ, Р4-83-411, Дубна, 1983; Ядерная физика, 40, вып.2 (8), 377, 1984.
8. Varashenkov I.B., Machankov V.G. JINR, E2-84-173, Dubna, 1984.
9. В.Б.Гласко, Ф.Лерюст, Я.П.Терлецкий, С.Ф.Шушурин. ЖЭТФ, 35, 452, 1958.
10. Н.Г.Вахилев, А.А.Колоколов. Изв. вузов, радиофизика, 16, 1020, 1973.
11. Б.А.Иванов, А.М.Косевич. ЖЭТФ, 72, вып.5, 2000, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 января 1987 года.

Нитц В.В.

P17-87-28

Магнитные солитоны в фазовом переходе первого рода

Рассмотрен антиферромагнетик со слабым ферромагнетизмом вблизи ориентационного фазового перехода первого рода, индуцированного магнитным полем, перпендикулярным оси антиферромагнетизма. Уравнение Ландау - Лифшица в этом случае приводится к эффективному однокомпонентному нелинейному уравнению в частных производных. Вблизи точек лабильности аномально возрастает вероятность образования магнитных солитонов динамического типа, являющихся решениями этого уравнения. Получены выражения для формфактора при упругом рассеянии нейтронов на этих солитонах. Относительная устойчивость солитонных возбуждений качественно согласуется с наблюдаемым в эксперименте "аномальным" рассеянием нейтронов в гематите.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Nietz V.V.

P17-87-28

Magnetic Solitons in the First Order Phase Transition

An antiferromagnetic with a weak ferromagnetism near the orientation first order phase transition induced by the magnetic field perpendicular to the antiferromagnetic axis is considered. The Landau-Lifshits equation is reduced in this case to effective one-component nonlinear equation in partial derivatives. Near the points of lability the probability of appearance of magnetic solitons of dynamical type grows anomalously being the solutions of this equation. The expressions are obtained for the form factor at the neutron elastic scattering on these solitons. Relative stability of soliton excitations agrees qualitatively with the observed in the experiment "anomalous" neutron scattering in hematite.

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

Préprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987