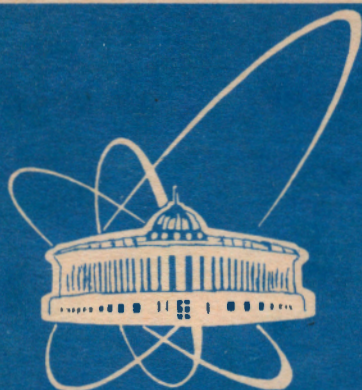


95-88



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P17-95-88

В.В.Нитц, С.А.Олейник

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ
И СОЛИТОНЫ — РАВНОВЕСНЫЕ ЗАРОДЫШИ
НОВОЙ ФАЗЫ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ
ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ ПЕРВОГО РОДА

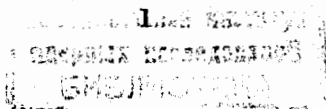
1995

Введение

При переходе первого рода вблизи точек лабильности, т.е. границ метастабильности фазовых состояний, аномально уменьшается энергия и, следовательно, увеличивается вероятность возникновения волновых возбуждений с большими амплитудами. Для описания таких возбуждений используются нелинейные уравнения движения. Анализ нелинейных "регулярных" возбуждений - периодических модулированных волн и солитонов при фазовом переходе в антиферромагнетике со слабым ферромагнетизмом и при спин-флип-переходе в одноосном антиферромагнетике, были посвящены предыдущие работы^{1,2,3/}. Хотя возможность волновых колебаний с аномально большими амплитудами около точек лабильности не вызывает сомнений, реальность возникновения при этом пространственно локализованных возбуждений - солитонов динамического типа (в отличие от топологических солитонов - доменных стенок либо нарушенной регулярности, связанных с переворотом векторов намагниченности в соседних областях на 360°), является отнюдь не бесспорной. Тем более пока приходится сомневаться в том, что вероятность возникновения таких солитонов и время их жизни могут оказаться достаточными для наблюдения в эксперименте. Общему теоретическому анализу динамических солитонов в магнитоупорядоченных веществах посвящено большое количество работ (см., например, обзор^{4/}), но нам не известно ни одной, хотя бы безуспешной, попытки их наблюдения. Это связано, по нашему мнению, с тем, что в обычных случаях энергия таких солитонов велика и, следовательно, вероятность спонтанного образования или возбуждения их внешним воздействием очень мала. Так что в настоящее время солитоны в конденсированных средах — это, прежде всего, проблема для экспериментаторов. Фазовый переход первого рода представляет собой, возможно, уникальную ситуацию, в которой из-за аномального уменьшения энергии солитонов динамического типа появляются надежды на возможность их наблюдения. Заманчивым представляется не только обнаружение такого принципиально нового в физике конденсированных сред типа возбуждений, как динамические солитоны, но и выявление их регулирующей роли, если она проявляется в процессах зарождения нового фазового состояния. В данной работе рассмотрена еще одна модель фазового перехода первого рода, которая может представлять интерес не только для теории, но и для эксперимента: поведение ферромагнетика с анизотропией типа "легкая плоскость" при действии магнитного поля, параллельного оси анизотропии.

1. Периодические модулированные волны прецессии

Предполагается, что поле H , направленное по оси анизотропии Z , достаточно велико и, следовательно, угол между вектором намагниченности m_0 и осью Z достаточно мал, чтобы можно было энергию представить в виде



$$E = M_o \int \left[-\frac{K_1}{2} |m|^2 - \frac{K_2}{4} |m|^4 + \frac{K_3}{6} |m|^6 + \frac{\alpha}{2} |\nabla \mathbf{m}_o|^2 - m_z H \right] dX dY dZ. \quad (1)$$

Здесь $m = m_x + im_y$ (оси X и Y - перпендикулярны оси анизотропии Z), $|\mathbf{m}_o|^2 = |m|^2 + m_z^2 = 1$, $|m| \ll 1$. Фактически в выражении (1) учтена и энергия, связанная с размагничивающим полем образца, которое предполагается однородным и направленным по оси анизотропии. Допустим, что выполняется условие, необходимое для перехода первого рода: $K_2 > K_1/2$.

Уравнение движения $\frac{\partial \mathbf{m}_o}{\partial \tau} = [\mathbf{m}_o \tilde{\mathbf{H}}]$, где $\tilde{\mathbf{H}} = -\frac{\delta E}{\delta \mathbf{m}_o}$, $\tau = \frac{2\mu_B K_1}{h} t$, при отмеченных условиях сводится к уравнению для $m(\mathbf{r}, \tau)$:

$$\Delta m + i \frac{\partial m}{\partial \tau} = (h-1)m - A|m|^2 m + B|m|^4 m. \quad (2)$$

В (2) введены обозначения: $h = \frac{H}{K_1}$, $A = \left(\frac{K_2}{K_1} - \frac{1}{2} \right)$, $B = \left(\frac{K_2}{2K_1} + \frac{K_3}{K_1} + \frac{1}{8} \right)$ и

произведен переход к безразмерным координатам: $\mathbf{r} = \sqrt{\frac{K_1}{\alpha}} \mathbf{R}$.

Основные решения нелинейного уравнения (2), в том числе периодические модулированные волны и солитоны, известны^{5-8/} и использовались при анализе различных нелинейных явлений^{9,10/}. В данной работе рассматриваются особенности этих решений, проявляющиеся при магнитном фазовом переходе.

Имея в виду волновое возбуждение, распространяющееся без изменения профиля со скоростью v вдоль оси X , и исходя из симметрии модели относительно оси Z , рассматриваем решения уравнения (2) в виде

$$m(x, \tau) = e^{i(kx - \omega\tau)} q[(x - v\tau), y, z], \quad (3)$$

где $q[(x - v\tau), y, z]$ - действительная функция (рассмотрение легко обобщается на случаи возбуждений, движущихся в произвольном направлении). В результате получаем уравнение

$$\Delta q = (\varepsilon - \omega)q - Aq^3 + Bq^5 \quad (A > 0, B > 0) \quad (4)$$

и соотношения между скоростью и волновым вектором:

$$v = 2k, \quad (5)$$

где $\varepsilon = (h-1+k^2)$, Δq - лапласиан в движущейся системе координат $(x_1, y, z) = ((x - v\tau), y, z)$. Параметр ε используется далее в качестве характеристики величины магнитного поля.

Плотность энергии волновых возбуждений, соответствующих уравнению (2):

$$e(\mathbf{r}, \tau) = \frac{1}{2} |\nabla m|^2 + \frac{h-1}{2} |m|^2 - \frac{A}{4} |m|^4 + \frac{B}{6} |m|^6. \quad (6)$$

Вначале рассмотрим квазиоднородное, т.е. немодулированное решение уравнения (4), когда $q = q_o = \text{const}$. В этом случае дисперсионное соотношение имеет вид

$$\omega_o = \varepsilon - Aq_o^2 + Bq_o^4. \quad (7)$$

Плотность энергии такого возбуждения:

$$e_o = \frac{\varepsilon}{2} q_o^2 - \frac{A}{4} q_o^4 + \frac{B}{6} q_o^6. \quad (8)$$

На рис.1 приведена зависимость e_o (рис.1а) и соответствующей частоты ω_o (рис.1б) от амплитуды q_o для различных значений ε . Невозбужденному фазовому состоянию I соответствует значение $q_o = 0$. В этом состоянии кристалл находится при большом значении магнитного поля. Другое минимальное значение величины e_o достигается при

$$q_o^2 = q_{II}^2 \equiv \frac{A}{2B} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4B\varepsilon}{A^2}} \right). \quad (9)$$

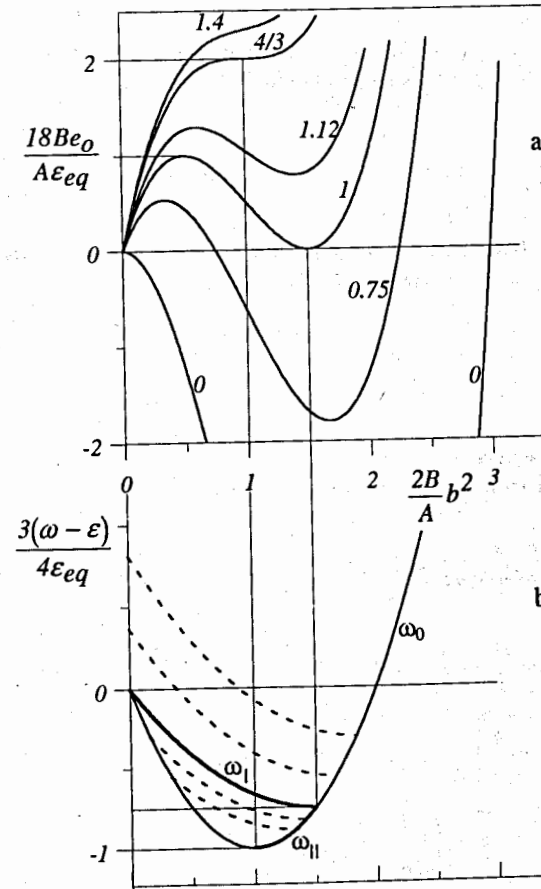


Рис.1. а) Зависимость энергии квазиоднородных возбуждений от амплитуды при указанных значениях $\varepsilon/\varepsilon_{eq}$ (в данном случае $b = q_o$).

б) Зависимость частоты прецессии возбуждений от амплитудного параметра b : ω_o - для квазиоднородных возбуждений; ω_I - для плоских солитонов I; ω_{II} - для плоских солитонов II (совпадает с отрезком на кривой ω_o); пунктирные линии - для периодических модулированных волн при различных значениях a^2 , причем положительным значениям a^2 соответствуют кривые, лежащие ниже ω_I , отрицательным - выше ω_I .

При этом $\omega_0 = 0$. В случае $k = 0$, т.е. $\varepsilon = (h - 1)$, этот минимум соответствует невозбужденному однородному фазовому состоянию II, в котором кристалл находится при малом значении магнитного поля. Динамическому фазовому равновесию (имеется в виду общий случай $k \neq 0$), когда энергии двух минимумов равны нулю, соответствует амплитуда для состояния II, равная $q_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3A}{B}}$, и соотношение $\varepsilon = \varepsilon_{eq} \equiv \frac{3A^2}{16B}$. Динамическим точкам лабильности, т.е. границам метастабильности соответствуют значения: $\varepsilon = 0, h = 1 - k^2$ - для состояния I и $\varepsilon = \frac{4}{3} \varepsilon_{eq}, h = 1 - k^2 + \frac{A^2}{4B}$ (при этом $q_0^2 = \frac{A}{2B}$) - для состояния II. При однородном возбуждении ($k = 0$) прецессия происходит синхронно по всему объему.

Рассмотрим случай, когда величина q изменяется лишь в одном направлении, по оси x . В результате первого интегрирования уравнения (4) получаем

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dq}{dx} \right)^2 = U(q) - U_0, \quad (10)$$

$$\text{где } U(q) = \frac{\varepsilon - \omega}{2} q^2 - \frac{A}{4} q^4 + \frac{B}{6} q^6. \quad (11)$$

Характер решения уравнения (10) зависит от выбранного значения константы интегрирования U_0 . Решения являются действительными, если

$$U(q_1) \leq U_0 \leq U(q_2) \quad (12)$$

(см. рис.2), где

$$q_{1,2}^2 = \frac{A}{2B} \left(1 \mp \sqrt{1 - \frac{4B\varepsilon}{A^2}} \right) \quad (13)$$

- значения, соответствующие экстремумам потенциала $U(q)$.

Эти решения выражаются через корни бикубического уравнения

$$U(q) - U_0 = 0, \quad (14)$$

$$a^2 = \frac{A}{2B} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{4B(\varepsilon - \omega)}{A^2}} \left(\cos \frac{\theta}{3} + \sqrt{3} \sin \frac{\theta}{3} \right) \right], \quad (15a)$$

$$b^2 = \frac{A}{2B} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{4B(\varepsilon - \omega)}{A^2}} \left(\cos \frac{\theta}{3} - \sqrt{3} \sin \frac{\theta}{3} \right) \right], \quad (15b)$$

$$c^2 = \frac{A}{2B} \left[1 + 2 \sqrt{1 - \frac{4B(\varepsilon - \omega)}{A^2}} \cos \frac{\theta}{3} \right] \quad (a^2 \leq b^2 \leq c^2), \quad (15c)$$

$$\text{где } \cos \theta = \left[\frac{A}{2B} \left(\frac{A^2}{2B} - 3(\varepsilon - \omega) \right) + 3U_0 \right] \left[\frac{1}{2B} \left(\frac{A^2}{2B} - 2(\varepsilon - \omega) \right) \right]^{-3/2}. \quad (16)$$

При изменении U_0 от $U(q_1)$ до $U(q_2)$ угол θ изменяется, соответственно, от 0 до π .

Из (15) следует, что выполняется соотношение

$$a^2 + b^2 + c^2 = \frac{3A}{2B}. \quad (17)$$

Исключая из (15) угол θ , находим зависимость частоты ω от k и параметров, характеризующих амплитуду и форму модуляции:

$$\omega = \varepsilon - \frac{B}{3} \left[\frac{3A}{2B} (a^2 + b^2) - (a^4 + b^4) - a^2 b^2 \right]. \quad (18)$$

Решение уравнения (10) при всех значениях U_0 из диапазона (12):

$$q = a \left\{ 1 - \frac{b^2 - a^2}{b^2} \operatorname{sn}^2 \left[\sqrt{\frac{B}{3}} \sqrt{c^2 - a^2} b(x - v\tau), \kappa \right] \right\}^{-0.5}, \quad (19)$$

где модуль sn -функции $\kappa = \frac{c}{b} \sqrt{\frac{b^2 - a^2}{c^2 - a^2}}$. Соответствующее выражение для m :

$$m = a \left[1 - \frac{b^2 - a^2}{b^2} \operatorname{sn}^2(u, \kappa) \right]^{-0.5} e^{i(kx - \omega\tau)} \quad (20)$$

описывает трехпараметрические волны, амплитуда прецессии в которых пространственно модулирована. Следует рассматривать две разновидности этих волн.

1. $U_0 \geq 0$.

В этом случае $\omega \leq \varepsilon, a^2 \geq 0$, величина q модулируется в пределах от a до b (см. рис.2). В качестве трех параметров могут быть выбраны значения (a, b, κ) . При этом частота ω определяется выражением (18), а величина c - соотношением (17). Из (17) и соотношения $b^2 \leq c^2$ следует, что параметры a и b удовлетворяют условиям: $0 \leq a^2 \leq \frac{A}{2B}, a^2 \leq b^2 \leq \frac{1}{2} \left(\frac{3A}{2B} - a^2 \right)$. При этом период модуляции

$$L = \frac{2\sqrt{2}}{b} K(\kappa) \left[A - \frac{2B}{3} (2a^2 - b^2) \right]^{-0.5} \quad (21)$$

($K(\kappa)$ - полный эллиптический интеграл первого рода).

При $b^2 \approx c^2$ период модуляции аномально увеличивается:

$$L \approx 2 \left[B \left(\frac{3A}{2B} - a^2 \right) \left(\frac{A}{2B} - a^2 \right) \right]^{-0.5} \ln \frac{q - a^2}{a^2(c^2 - b^2)}, \quad (22)$$

а верхняя граница амплитуды модуляции b близка к $\sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{3A}{2B} - a^2 \right)}$.

В частном случае $a^2 = b^2$ получаем квазиоднородную волну (7) - (9) с амплитудой b , удовлетворяющей условию $0 \leq b^2 \leq \frac{A}{2B}$.

Смещением начала координат $u \rightarrow u + K$ выражение (19) преобразуется к виду

$$q = b \operatorname{dn}(u, \kappa) \left[1 - \frac{b^2 - a^2}{c^2 - a^2} \operatorname{sn}^2(u, \kappa) \right]^{-0.5}. \quad (23)$$

В частном случае $b^2 = c^2$ из (23) получаем квазиоднородную волну (7) - (9) с амплитудой b , удовлетворяющей условию $\frac{A}{2B} \leq b^2 \leq \frac{3A}{4B}$ (при этом по-прежнему $\omega \leq \varepsilon$).

2. $U_0 \leq 0$.

В этом случае $a^2 \leq 0$. Для рассмотрения модулированной волны целесообразно в (19)-(20) произвести обращение эллиптических функций $u \rightarrow \kappa u$, $\kappa \rightarrow \kappa^{-1}$. В результате получается модулированная волна с амплитудой прецессии, изменяющейся между $(-b)$ и b (см. рис.2):

$$m = b e^{i(kx - \omega\tau)} \operatorname{cn}(u, \kappa) \left[1 - \frac{b^2}{c^2} \operatorname{sn}^2(u, \kappa) \right]^{-0.5}, \quad (24)$$

где $u = \sqrt{\frac{B}{3}(b^2 - a^2)} c(x - v\tau)$, $\kappa = \frac{b}{c} \sqrt{\frac{c^2 - a^2}{b^2 - a^2}}$; при этом $(-a^2) = b^2 + c^2 - \frac{3A}{2B} \geq 0$.

Амплитудные параметры (b, c) , характеризующие волну (24), удовлетворяют условиям: $c^2 \geq b^2 \geq 0$, $c^2 \geq \frac{3A}{2B} - b^2$. При малых значениях b волна (24) имеет вид

$$m = b e^{i(kx - \omega\tau)} \cos \left[\sqrt{\frac{B}{3} \left(c^2 + 2b^2 - \frac{3A}{2B} \right)} c(x - v\tau) \right] \quad (25)$$

и может рассматриваться как суперпозиция двух квазиоднородных гармонических волн:

$$m = \frac{b}{2} e^{i(k_+x - \omega_+\tau)} + \frac{b}{2} e^{i(k_-x - \omega_-\tau)}, \quad (26)$$

где $k_{\pm} = k \pm \sqrt{\frac{B}{3} \left(c^2 + 2b^2 - \frac{3A}{2B} \right)} c$, $\omega_{\pm} = \omega \pm 2k \sqrt{\frac{B}{3} \left(c^2 + 2b^2 - \frac{3A}{2B} \right)} c$.

При $b^2 \cong c^2$ длина волны L модуляции логарифмически увеличивается и волна (24) приобретает характер периодической доменной структуры; амплитуды прецессии в соседних доменах различаются лишь знаком $(-b)$ и b , т.е. в доменных стенках фаза прецессии изменяется на π . Конфигурация доменной стенки может быть получена преобразованием выражения (24) путем смещения начала координат $u \rightarrow u + K$:

$$m = b e^{i(kx - \omega\tau)} \operatorname{sn}(u, \kappa) \left[1 + \frac{b^2}{b^2 + c^2 - \frac{3A}{2B}} \operatorname{cn}^2(u, \kappa) \right]^{-0.5}, \quad (27)$$

где $u = \sqrt{\frac{B}{3} \left(c^2 + 2b^2 - \frac{3A}{2B} \right)} c(x - v\tau)$.

При $b^2 = c^2$, т.е. для двух полубесконечных доменов, из (27) получаем конфигурацию стенки между такими доменами:

$$m = b e^{i(kx - \omega\tau)} \operatorname{sh} s \left[\frac{3 \left(b^2 - \frac{A}{2B} \right)}{2b^2 - \frac{3A}{2B}} + \operatorname{sh} s \right]^{-0.5}, \quad \text{где } s = \sqrt{B \left(b^2 - \frac{A}{2B} \right)} b(x - v\tau). \quad (28)$$

Здесь $b^2 > \frac{3A}{4B}$. При этом из (24) получается квазиоднородная волна (7)-(9), представляющая собой возбуждение вдали от доменной стенки. Причем если $\frac{3A}{4B} < b^2 \leq \frac{A}{B}$, то $\omega \leq \varepsilon$, и $\omega \geq \varepsilon$, если $b^2 \geq \frac{A}{B}$.

2. Плоские солитоны

При $a = 0$ в (23) получаем выражение для двухпараметрического солитонного возбуждения фазового состояния I (солитон I, рис.2а):

$$m_I = \sqrt{\frac{3A}{4B} (1 - G_I^2)} e^{i(kx - \omega_I \tau)} \left\{ 1 + G_I \operatorname{ch} \left[2 \sqrt{\varepsilon_{eq} (1 - G_I^2)} (x - v\tau) \right] \right\}^{-0.5}, \quad (29)$$

где $G_I = \left(1 - \frac{4Bb^2}{3A} \right)$, причем амплитуда b солитона I удовлетворяет условию $0 \leq b^2 \leq \frac{3A}{4B}$, а частота прецессии равна

$$\omega_I = \varepsilon - \varepsilon_{eq} (1 - G_I^2). \quad (30)$$

Если определить ширину L_I солитона I значениями x , при которых квадрат амплитуды прецессии равен $b^2/2$, то

$$L_I = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_{eq} (1 - G_I^2)}} \operatorname{arch} \left(2 + \frac{1}{G_I} \right). \quad (31)$$

При малых значениях амплитуды ($b^2 \ll \frac{3A}{4B}$):

$$L_I \cong 2 \sqrt{\frac{2}{A}} \frac{1}{b}. \quad (32)$$

При амплитуде солитона I, близкой к максимальной ($b^2 \cong \frac{3A}{4B}$), когда $G_I \cong 0$, он приобретает прямоугольную форму (см. рис.2а):

$$m_I \cong \sqrt{\frac{3A}{4B}} e^{i(kx - \omega_I \tau)} \left[1 + \frac{G_I}{2} \exp \left[2 \sqrt{\varepsilon_{eq}} |x - v\tau| \right] \right]^{-0.5} \quad (33)$$

($\omega_I \cong \varepsilon - \varepsilon_{eq}$), а его ширина снова увеличивается:

$$L_I \cong \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{eq}}} \operatorname{arth} \sqrt{1 - G_I^2}. \quad (34)$$

Энергия солитона I (отнесенная к единице площади):

$$E_I \equiv M_0 \sqrt{K_I \alpha} \int_{-\infty}^{\infty} e_I dx = \frac{3M_0 \sqrt{K_I \alpha} A}{8B} \sqrt{\varepsilon_{eq}} \left[\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{eq}} - 1 \right) \operatorname{arth} \sqrt{1 - G_I^2} + \sqrt{1 - G_I^2} \right]. \quad (35)$$

При значениях амплитуды b , близких к максимальному ($b \equiv \frac{3A}{4B}$), первая часть выражения (35) представляет собой объемную часть энергии солитона, а вторая - энергию двух его границ.

При малой амплитуде энергия солитона I пропорциональна величине амплитуды:

$$E_I \equiv M_0 \sqrt{\frac{2K_I \alpha}{A}} e b. \quad (36)$$

Ниже точки динамического фазового равновесия (при $\varepsilon < \varepsilon_{eq}$) объемная часть энергии отрицательна. Естественно, энергия, соответствующая границам солитона, положительна всегда.

Если $0 < \varepsilon < \varepsilon_{eq}$, при

$$b^2 = b_{Im}^2 \equiv \frac{3A}{4B} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{eq}}} \right) \quad (37)$$

энергия E_I максимальна и равна (см. рис.4)

$$E_{Im} = \frac{3M_0 \sqrt{K_I \alpha} A}{8B} \sqrt{\varepsilon_{eq}} \left[\sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{eq}}} - \left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{eq}} \right) \operatorname{arth} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{eq}}} \right] (\geq 0). \quad (38)$$

Начиная с некоторого значения амплитуды, энергия таких солитонов становится отрицательной.

Солитоны I возможны и вне пределов, определяемых неравенствами $0 < \varepsilon < \varepsilon_{eq}$, но при $\varepsilon < 0$ их энергия отрицательна, а при $\varepsilon > \varepsilon_{eq}$ соответственно положительна при любых допустимых значениях амплитуды.

При $0 < \varepsilon \ll \varepsilon_{eq}$, т.е. вблизи динамической точки лабильности состояния I, когда амплитуда солитона I с максимальной энергией (38) мала и равна $b_{Im} \equiv \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3A}{2B} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{eq}}}$,

соответствующая ширина солитона I: $L_{Im} \equiv \frac{2}{\sqrt{\varepsilon}}$. Вблизи точки динамического фазового равновесия ($\varepsilon \equiv \varepsilon_{eq}$) амплитуда солитона I максимальной энергии близка к максимально возможной ($b_{Im}^2 \equiv \frac{3A}{4B}$). При этом $L_{Im} \equiv \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{eq}}} \operatorname{arth} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{eq}}}$.

Таким образом, ширина солитона I максимальной энергии аномально возрастает не только вблизи фазового равновесия, но и при приближении к точке лабильности. Следовательно, при некотором значении ε ($0 < \varepsilon < \varepsilon_{eq}$) ширина критического солитона I имеет минимальное значение.

Кроме энергии, можем получить выражения для двух других интегралов солитона I - импульса и момента:

$$P_I \equiv \frac{M_0 \hbar}{2\mu_B} \int \operatorname{Im} \left(m_I \frac{\partial m_I^*}{\partial x} \right) dx = \frac{M_0 \hbar}{\mu_B} \sqrt{\frac{3}{B}} k \operatorname{arth} \sqrt{1 - G_I^2}, \quad (39)$$

$$M_I \equiv M_0 \sqrt{\frac{\alpha}{K_I}} \int |m_I|^2 dx = M_0 \sqrt{\frac{3\alpha}{K_I B}} \operatorname{arth} \sqrt{1 - G_I^2}. \quad (40)$$

Обращает на себя внимание независимость максимальной амплитуды солитонов I, равной $\frac{1}{2} \sqrt{\frac{3A}{B}}$, от магнитного поля и, тем самым, от b_{II} - амплитуды,

соответствующей минимуму энергии фазового состояния II. Вследствие этого при $\varepsilon < \varepsilon_{eq}$ солитон I с максимальной амплитудой, когда его ширина становится бесконечной, а энергия соответственно стремится к $(-\infty)$, не достигает фазового состояния II, так как при этом амплитуда, соответствующая состоянию II, $b_{II} > \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3A}{B}}$. И наоборот, при $\varepsilon_{eq} < \varepsilon < \frac{4}{3} \varepsilon_{eq}$ амплитуда такого предельного солитона I (при этом $E_I \rightarrow 0$) больше, чем b_{II} . В этом случае солитоны I с амплитудой, равной b_{II} , имеют конечную ширину. И только при $\varepsilon = \varepsilon_{eq}$ солитон I с максимальной амплитудой (и $L_I \rightarrow \infty$) представляет собой макроскопический домен фазового состояния II с амплитудой b_{II} .

Солитон другого типа (солитон II) получается из (19) при $b^2 = c^2$ (рис. 2b):

$$m_{II} = a e^{i(kx - \omega\tau)} \left\{ 1 - G_{II} \operatorname{th}^2 \left[\frac{2}{3 - G_{II}} \sqrt{\varepsilon_{eq} G_{II}} (x - v\tau) \right] \right\}^{-0.5}, \quad (41)$$

где $G_{II} = 1 - \frac{4Ba^2}{3A - 2Ba^2}$; параметр a удовлетворяет условию $0 \leq a^2 \leq \frac{A}{2B}$. Величина

$|m_{II}|$ в солитоне изменяется в пределах от a до значения $b = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3A}{B} - 2a^2}$,

соответствующего квазиоднородному возбуждению. Частота прецессии равна при этом

$$\omega_{II} = \varepsilon - 4\varepsilon_{eq} \frac{3 - 2G_{II}}{(3 - G_{II})^2}. \quad (42)$$

Выраженная через параметр b , частота ω_{II} имеет вид $\omega_{II} = \varepsilon - Ab^2 + Bb^4$, совпадающий с зависимостью для квазиоднородного возбуждения фазового состояния II (см. (7)). Это означает, что солитон II представляет собой локализованное возбуждение с отрицательной амплитудой на "подложке" квазиоднородного возбуждения.

Ширина на половине квадрата амплитуды прецессии солитона II, т.е. при $q^2 = \frac{1}{4} \left(\frac{3A}{2B} + a^2 \right)$, равна

$$L_{II} = \frac{3 - G_{II}}{\sqrt{\varepsilon_{eq} G_{II}}} \operatorname{arth} \frac{1}{\sqrt{2 - G_{II}}}. \quad (43)$$

При большой амплитуде, когда $G_{II} \equiv 1$ ($a^2 \equiv 0, b^2 \equiv \frac{3A}{4B}$), солитон II, подобно солитону I, приобретает прямоугольную форму (см. рис.3б):

$$m_{II} \equiv \sqrt{\frac{3A}{4B}} e^{i(kx - \omega_{II}\tau)} \left[1 + \frac{4}{1 - G_{II}} e^{-2\sqrt{\varepsilon_{eq}}|x - v\tau|} \right]^{-0.5} \quad (44)$$

(при этом ($\omega_{II} \equiv \varepsilon - \varepsilon_{eq}$)), а ширина его

$$L_{II} \equiv \frac{2}{\sqrt{\varepsilon_{eq}}} \operatorname{arth}\sqrt{G_{II}}. \quad (45)$$

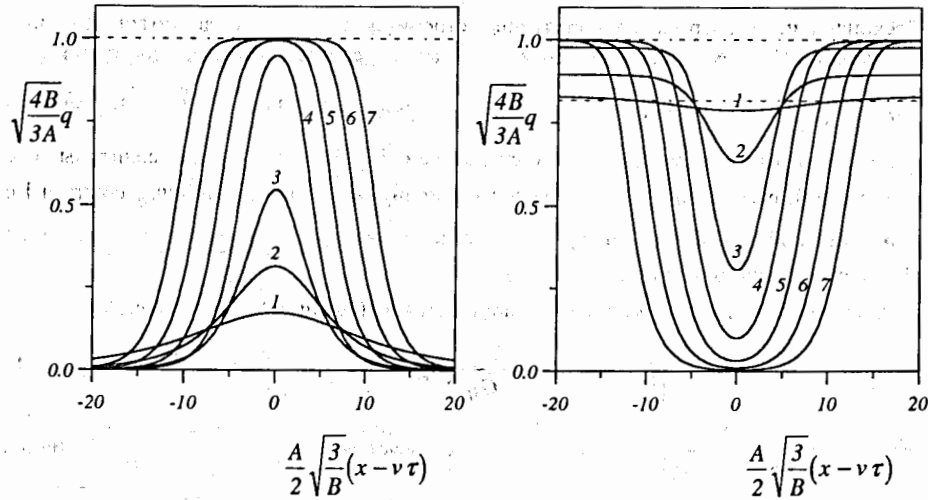


Рис.2. Пространственное распределение величины q в плоских солитонах при следующих значениях параметров G_I и G_{II} , соответственно:

- а) 1 - 0.97, 2 - 0.9, 3 - 0.7, 4 - 0.1, 5 - 0.01, 6 - 0.001, 7 - 0.0001;
 б) 1 - 0.1, 2 - 0.5, 3 - 0.9, 4 - 0.99, 5 - 0.999, 6 - 0.9999, 7 - 0.99999.

Энергия солитона II, отсчитываемая от энергии квазиоднородной волны (7) - (9), являющейся "основанием" этого солитона:

$$E_{II} \equiv M_0 \sqrt{K_I \alpha} \int (e_{II} - e_0) dx = M_0 \sqrt{K_I \alpha} \frac{3A}{4B} \sqrt{\varepsilon_{eq}} \left[\left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{eq}} \right) \operatorname{arth}\sqrt{G_{II}} + \frac{\sqrt{G_{II}}}{3 - G_{II}} \right]. \quad (46)$$

Импульс и момент солитона II:

$$P_{II} \equiv \frac{M_0 \hbar}{2\mu_B} \int \operatorname{Im} \left(m_{II} \frac{\partial m_{II}^*}{\partial x} - m_0 \frac{\partial m_0^*}{\partial x} \right) dx = \frac{3M_0 \hbar A}{4\mu_B B \sqrt{\varepsilon_{eq}}} k \operatorname{arth}\sqrt{G_{II}}, \quad (47)$$

$$M_{II} \equiv M_0 \sqrt{\frac{\alpha}{K_I}} \int [|m_{II}|^2 - |m_0|^2] dx = \sqrt{\frac{\alpha}{K_I}} \frac{3M_0 A}{4B \sqrt{\varepsilon_{eq}}} \operatorname{arth}\sqrt{G_{II}}. \quad (48)$$

Первое слагаемое в (46), представляющее собой при больших значениях амплитуды солитона ($b^2 \equiv \frac{3A}{4B}, a^2 \equiv 0$) объемную часть энергии, изменяет знак в точке динамического фазового равновесия.

Из (46) следует, что если $\varepsilon_{eq} < \varepsilon < \frac{4}{3}\varepsilon_{eq}$, при значении

$$G_{II m} = 3 \sqrt{\frac{4\varepsilon_{eq}}{3\varepsilon} - 1} \left(\sqrt{\frac{4\varepsilon_{eq}}{3\varepsilon}} - \sqrt{\frac{4\varepsilon_{eq}}{3\varepsilon} - 1} \right) \quad (49)$$

энергия солитона II приобретает максимальное значение. Энергия такого критического солитона II и его амплитуда обращаются в нуль в динамической точке лабильности (при $\varepsilon = \frac{4}{3}\varepsilon_{eq}$); и энергия обращается в бесконечность, а амплитуда

принимает максимальное значение (при этом $a = 0, b^2 = \frac{3A}{4B}$) в динамической точке фазового равновесия (при $\varepsilon = \varepsilon_{eq}$).

При $\varepsilon < \varepsilon_{eq}$ энергия солитона II положительна, а при $\varepsilon > \frac{4}{3}\varepsilon_{eq}$ отрицательна относительно квазиоднородного состояния при любых допустимых значениях амплитуды.

При малой амплитуде солитона II его энергия равна

$$E_{II} \equiv M_0 \sqrt{K_I \alpha} \frac{3A}{4B \sqrt{\varepsilon_{eq}}} \left(\frac{4}{3}\varepsilon_{eq} - \varepsilon \right) \sqrt{G_{II}}. \quad (50)$$

Как было уже показано, каждый из солитонов II связан с определенной квазиоднородной волной. Поэтому для возникновения солитона II с малой амплитудой и, соответственно, с малой по абсолютной величине энергией необходимо существование такой волны с амплитудой b , близкой к $\sqrt{\frac{A}{2B}}$. Вероятность возбуждения такой волны и, соответственно, солитона II, может оказаться существенной лишь вблизи точки лабильности состояния II, т.е. при $\varepsilon \equiv \frac{4}{3}\varepsilon_{eq}$.

На рис. 1 показаны зависимости частот прецессии от b для всех рассмотренных выше волновых возбуждений. В то время как солитонам I соответствует отдельный спектр частот прецессии (в зависимости от b , см. (30)), для солитонов II частота $\omega_{II} = \omega_0$, представляя собой отдельный участок в спектре квазиоднородных возбуждений при $\sqrt{\frac{A}{2B}} \leq b \leq \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3A}{B}}$ (см. (7) и (42)). Различным значениям амплитудного параметра a для периодической модулированной волны (20) соответствуют кривые (выражение (18)), лежащие выше кривой $\omega_0(b)$. Причем действительным значениям a , когда амплитуда прецессии волнового возбуждения изменяется между a и b , соответствует область между ω_0 и ω_i , а мнимым значениям a

(волна (24) с изменением амплитуды прецессии между $(-b)$ и b - значения частоты ω , большие, чем ω_I и ω_0 .

В связи с проблемой солитонов уместно рассмотреть стенку между двумя полубесконечными доменами. Конфигурацию ее можно искать в виде

$$q = b \left(1 + e^{-v(x-v\tau)} \right)^{-0.5}. \quad \text{Подставив это выражение в (4), находим значения } b \text{ и } v. \text{ В}$$

результате доменная стенка имеет вид:

$$m_b = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3A}{B}} e^{i[kx - (\varepsilon - \varepsilon_{eq})\tau]} \left[1 + e^{-2\sqrt{\varepsilon_{eq}}(x-v\tau)} \right]^{-0.5}. \quad (51)$$

Это выражение получается и последовательным интегрированием уравнения (10) при $U_0 = 0$, $b = c$ и является единственно возможным для стенки, не изменяющей своей формы и скорости и разделяющей два полубесконечных домена, у одного из которых $m \rightarrow 0$ при $|x| \rightarrow \infty$. Видим, что форма стенки и амплитуда прецессии второго домена, равная максимальной амплитуде солитонов, не зависят от поля и волнового числа k . Эта зависимость содержится только в частоте прецессии $\omega_b = \varepsilon - \varepsilon_{eq}$. Интегрирование плотности энергии (6) для (51) дает энергию стенки

$$E_b = \frac{3M_0 A^2 \sqrt{3K_1 \alpha}}{64B\sqrt{B}}, \quad (52)$$

в соответствии со вторыми слагаемыми в (35) и (46). В точке динамического фазового равновесия движение стенки осуществляется без прецессии. А при отклонении от фазового равновесия частота прецессии равна частоте прецессии для солитонов I и II при максимальной амплитуде. При $\varepsilon \neq \varepsilon_{eq}$ плотности энергии, импульса и намагниченности для двух рассматриваемых доменов вдали от стенки имеют различные значения. Вследствие этого равномерное движение доменной стенки противоречит законам сохранения. Однако это противоречие устраняется предположением о том, что на большом (строго говоря, на бесконечном) расстоянии от рассматриваемой стенки есть параллельная ей вторая стенка противоположного знака, движущаяся с такой же скоростью v в том же направлении. Действительно, два полубесконечных домена формально представляют собой солитон I и солитон II с максимальными амплитудами, когда $L \rightarrow \infty$.

3. Сферические солитоны

Рассмотрим сферически симметричные решения уравнения (2):

$$m = q \left(r = \sqrt{(x-v\tau)^2 + y^2 + z^2} \right) e^{i(kx - \omega\tau)}. \quad (53)$$

Вводя обозначения: $\rho = \sqrt{\varepsilon - \omega}$, r , $Q = \sqrt{\frac{A}{\varepsilon - \omega}} q$, получаем уравнение

$$\frac{d^2 Q}{d\rho^2} + \frac{2}{\rho} \frac{dQ}{d\rho} = Q(1 - Q^2 + CQ^4) \equiv U'(Q), \quad (54)$$

$$\text{где } U(Q) = \frac{1}{2} Q^2 - \frac{1}{4} Q^4 + \frac{C}{6} Q^6, \quad (55)$$

$$C = \frac{B(\varepsilon - \omega)}{A^2} = \left(\frac{K_2}{2K_1} + \frac{K_3}{K_1} + \frac{1}{8} \right) \left(\frac{K_2}{K_1} - \frac{1}{2} \right)^{-2} (h - 1 + k^2 - \omega).$$

Принимается во внимание, что для любых солитонных решений $(\varepsilon - \omega) \geq 0$.

Аналогично случаю плоских солитонов, возможны сферические солитоны двух типов. Солитоны I возникают на "основании" высокополевого фазового состояния и являются зародышами другого фазового состояния. И наоборот, "основанием" солитонов II, являющихся зародышами высокополевого состояния, служит низкополевое состояние. Границей между областями существования этих солитонов является обращение в нуль эффективной энергии (55) при значении Q , соответствующем минимуму этого потенциала. Исходя из этого, получаем границы для значений коэффициента C :

$$0 < C_I \leq \frac{3}{16} \leq C_{II} < \frac{1}{4}. \quad (56)$$

Каждая из областей образует при определенном значении магнитного поля непрерывный спектр солитонов, различающихся своими амплитудами и, соответственно, частотами прецессии. Границы для значений частоты прецессии для каждого из солитонов получаются из соотношений (56):

$$\left(\varepsilon - \frac{1}{4} \frac{A^2}{B} \right) < \omega_{II} \leq \left(\varepsilon - \frac{3}{16} \frac{A^2}{B} \right) \leq \omega_I < \varepsilon. \quad (57)$$

Граничные условия, соответствующие солитонам типа I:

$$\frac{dQ}{d\rho}(\rho = 0) = \frac{dQ}{d\rho}(\rho \rightarrow \infty) = Q(\rho \rightarrow \infty) = 0, \quad (58)$$

солитонам типа II:

$$\frac{dQ}{d\rho}(\rho = 0) = \frac{dQ}{d\rho}(\rho \rightarrow \infty) = 0, \quad Q(\rho \rightarrow \infty) = const \neq 0. \quad (59)$$

Каждому значению коэффициента C , т.е. каждой амплитуде солитона q_n соответствует определенный набор собственных решений уравнения и собственных значений $Q_n \equiv Q(\rho = 0)$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), в отличие от случая солитонов при спин-флип-переходе в антиферромагнетиках^[2], когда используется набор стандартных решений $Q(\rho)$, не зависящих от амплитуды. В качестве иллюстрации на рис.3 приведены конфигурации $Q(\rho)$ солитонов I первых трех порядков при $C=0.1$.

Собственные значения Q_n , соответствующие солитонам I, заключены в пределы $2 \leq Q_n < 4.33739$, а солитонам II: $0 \leq Q_n \leq 2$.

В окрестности точки $\rho = 0$ решения имеют вид

$$Q = Q_n \left(1 + \frac{1 - Q_n^2 + CQ_n^4}{6} \rho^2 + \dots \right), \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (60)$$

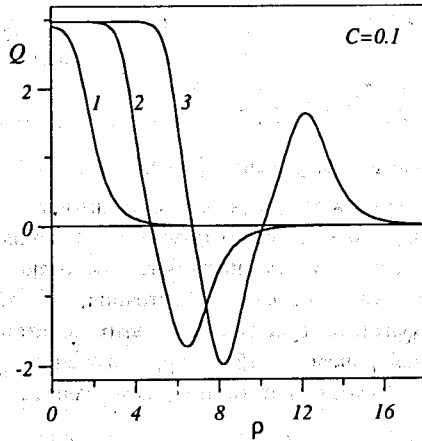


Рис.3. Конфигурации сферических солитонов типа I первых трех порядков при $C = 0.1$.

Если $C_l = 0$, то при $n = l$ собственное значение $Q_{l,n=l} = 4.33739^{2l}$, чему соответствует амплитуда солитона $q_{lm} = 0$. Предельному значению $C_l = \frac{3}{16}$ соответствует $Q_n = 2$. Этому собственному значению соответствует максимальная амплитуда солитона I, равная $\frac{1}{2}\sqrt{\frac{3A}{B}}$. Это значение равно также амплитуде прецессии в состоянии II при фазовом равновесии, т.е. такой солитон следует рассматривать как макроскопический домен фазового состояния II.

В случае сферических солитонов типа II, т.е. когда $\frac{3}{16} \leq C < \frac{1}{4}$, при $\rho \rightarrow \infty$ величина $Q = \left[\frac{1}{2C} (1 + \sqrt{1 - 4C}) \right]^{0.5}$ - значению, соответствующему квазиоднородному состоянию II. На рис.4 показаны формы солитонов типа I и II первого порядка при нескольких значениях параметра C . Отметим, что сферически симметричные решения уравнения Шредингера типа (2) при $0 < C \leq \frac{3}{16}$ рассматривались в работе^{10/} при анализе солитонной модели в ядерной гидродинамике.

Используя (6), получаем зависимость энергии солитона I от амплитуды и скорости:

$$E_{sl} = \frac{2\pi M_0 \alpha \sqrt{\alpha}}{A \sqrt{AK_1}} \left[(h-1) I_1 \left(\frac{q_m}{Q_{ln}} \right)^{-1} + A I_1 \left(\frac{q_m}{Q_{ln}} \right) - \frac{2B I_3}{3} \left(\frac{q_m}{Q_{ln}} \right)^3 + \frac{I_1}{4} \left(\frac{q_m}{Q_{ln}} \right)^{-1} v^2 \right]. \quad (61)$$

В выражении (61): $I_1 = \int_0^\infty \rho^2 Q^2 d\rho$, $I_3 = \int_0^\infty \rho^2 Q^6 d\rho$; при этом использованы соотношения:

$$I_2 \equiv \int_0^\infty \rho^2 Q^4 d\rho = 4I_1, \quad I_4 \equiv \int_0^\infty \rho^2 \left(\frac{dQ}{d\rho} \right)^2 d\rho = (3I_1 - CI_3), \quad (62)$$

удовлетворяющие уравнению (54) с граничными условиями (58). Интегралы I_1 и I_3 в (61) зависят от амплитуды q_m солитона.

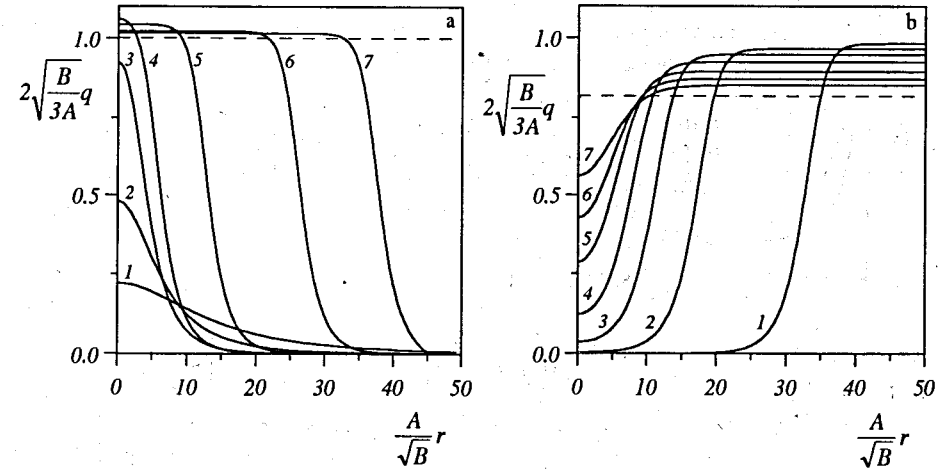


Рис.4. Радиальная зависимость величины q сферических солитонов при различных значениях параметра C :

- a) 1 - 0.002, 2 - 0.01, 3 - 0.05, 4 - 0.1, 5 - 0.15, 6 - 0.17, 7 - 0.175;
b) 1 - 0.2, 2 - 0.21, 3 - 0.22, 4 - 0.23, 5 - 0.24, 6 - 0.245, 7 - 0.248.

На рис.5 показана зависимость энергии

$$\tilde{E}_{sl} \equiv \frac{\sqrt{BK_1}}{2\pi M_0 \alpha \sqrt{\alpha}} E_{sl} = \left[\frac{\epsilon B}{A^2} I_1 \frac{1}{a_s} + I_1 a_s - \frac{2}{3} I_3 a_s^3 \right] \quad (63)$$

сферического солитона I от приведенной амплитуды $a_s = \sqrt{\frac{B}{A}} \frac{q_m}{Q_1} = \sqrt{C}$ при

$A = 0.5, B = 0.7$ для нескольких значений ϵ , близких к границе метастабильности фазового состояния I. Здесь же представлена зависимость магнитного момента солитона $\tilde{M}_{sl} = M_{sl} \frac{A^2 K_1 \sqrt{K_1}}{4\pi M_0 \alpha \sqrt{\alpha} B} \frac{I_1}{a_s}$ от амплитуды. Отметим, что при указанных

величинах A и B полный диапазон метастабильности фазовых состояний для значений магнитного поля равен $[1, 1.089]$, а фазовому равновесию соответствует $h = 1.067$.

При достаточно больших значениях $\epsilon > 0$, вплоть до точки фазового равновесия, когда $\epsilon = \epsilon_{eq}$, энергия солитона I положительна и при некотором промежуточном значении амплитуды принимает минимальное значение. При положительных значениях ϵ , достаточно близких к нулю, зависимость от амплитуды приобретает характер кривой с минимумом и максимумом при отрицательных значениях энергии в

области максимально возможных амплитуд. В отличие от плоских солитонов, сферические солитоны остаются возможными и ниже динамической точки лабильности фазового состояния, т.е. при $\varepsilon < 0$. При этом энергия их отрицательна с максимумом в зависимости от амплитуды, за исключением непосредственной окрестности точки $\varepsilon = 0$, где кривая заходит в область положительных значений энергии. Характер зависимости при $\varepsilon \equiv 0$ (см. рис.5) и близких к нулю отрицательных значениях обусловлен энергией эффективного поверхностного натяжения границ сферического солитона.

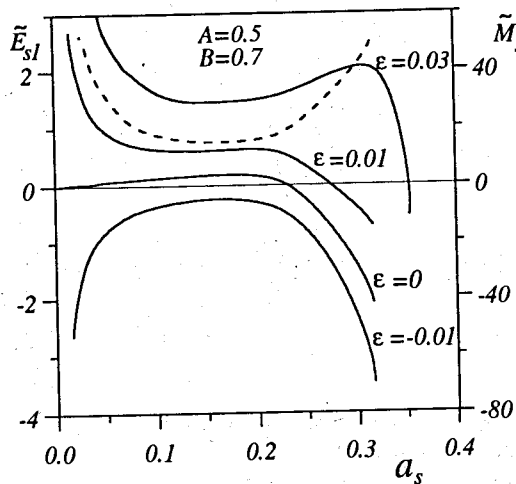


Рис.5. Зависимости энергии и магнитного момента (пунктирная линия) от амплитуды для сферического солитона типа I первого порядка ($n = 1$).

Минимуму энергии при $\varepsilon = 0.01$ на рис.5 соответствует солитон с амплитудой $q_m \approx 0.47$. Для типичных значений $\alpha = 3 \cdot 10^6 \text{ ЭА}^2$, $K_1 = 10^4 \text{ Э}$, $M_0 = 2 \cdot 10^{-22} \text{ эрг} / (\text{Э} \cdot \text{А}^3)$ энергия этого солитона $E_s \approx 30 \text{ мэВ}$, а средний радиус $R_s \approx 145 \text{ А}$.

Уместно коснуться вопроса об устойчивости сферических солитонов, используя известные для этого средства. В отмеченной работе¹⁰⁷ приведены результаты анализа устойчивости сферического солитона I относительно малых отклонений от его "правильной" формы. Показано, что, в соответствии с Q-теоремой (см., напр., обзор¹¹¹), солитоны устойчивы, т.е. восстанавливают свою "правильную" форму после начального малого отклонения от нее, при значениях $0.025 < C < \frac{3}{16}$, если описывать эволюцию солитона уравнением (54). Применительно к магнитным солитонам типа I при $A = 0.5$, $B = 0.7$ это означает устойчивость при значениях амплитуды q_m , начиная от 0.53 (при этом $a_s = 0.158$) до максимально возможной в этом случае величины 0.73.

Можно рассмотреть вопрос о возможности полного распада солитона на гармонические спиновые волны, исходя из сохранения энергии и магнитного момента. Как обычно при этом, солитон представляем в виде скопления связанных магновов, число которых равно $N = \frac{M_{sl}}{2\mu_B}$. Каждому магнову в свободном состоянии

соответствует энергия $2K_1\mu_B\omega$. Отсюда получается энергия связи солитона относительно распада на свободные магновы:

$$\Delta_s \equiv E_{mg} - E_{sl} = \frac{2\pi M_0 \alpha \sqrt{\alpha} I_1 a_s^3}{\sqrt{K_1 B}} \left[\frac{\varepsilon B}{A^2 a_s^4} - \frac{3}{a_s^2} + \frac{2I_3}{3I_1} \right]. \quad (64)$$

Из (64) следует, что сферический солитон абсолютно устойчив относительно полного распада на свободные магновы, если выполняется неравенство

$$\frac{\varepsilon B}{A^2} > F(C) \equiv 3C - \frac{2I_3}{3I_1} C^2. \quad (65)$$

На рис.6 приведена зависимость величины F , как функции от приведенной амплитуды $a_s = \sqrt{C}$ солитона, и отложены значения $\frac{\varepsilon B}{A^2}$ при $A = 0.5$, $B = 0.7$.

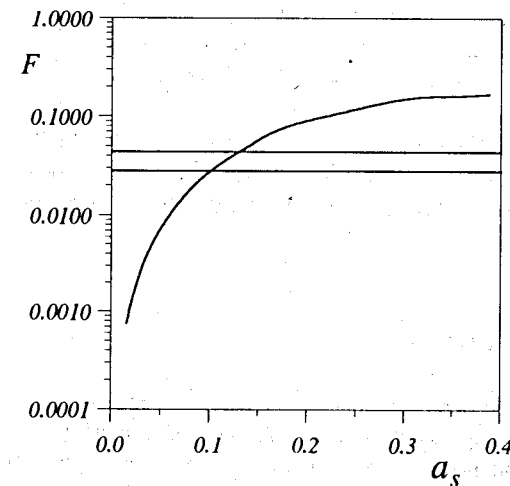


Рис.6. Зависимость значения F от амплитуды солитона. Прямой линией показано значение величины $\frac{\varepsilon B}{A^2}$ при $A = 0.5$, $B = 0.7$ для значений $\varepsilon = 0.01$ и 0.03 . Солитоны абсолютно устойчивы относительно полного самопроизвольного распада слева от точек пересечения линий.

Устойчивы солитоны со значениями амплитуды, лежащими слева от точки пересечения. При $\varepsilon = 0.01$ граничное значение соответствует амплитуде $q_m = 0.35$. При больших амплитудах энергия связи Δ_s отрицательна, хотя распад солитона может препятствовать потенциальный барьер. Следует отметить, что в данном случае рассмотрена устойчивость относительно распада на свободные магновы исходного фазового состояния I, но отнюдь не состояния II.

Аналогичным образом можно произвести анализ зависимости энергии от амплитуды и проблемы устойчивости для сферических солитонов типа II.

Как видим, области стабильности, определенные по различным критериям, в рассмотренном примере даже не перекрываются. Но не следует придавать результатам подобного анализа устойчивости солитонов фатального значения. Возможность экспериментального наблюдения солитонов определяется двумя основными факторами: вероятностью их образования и временем жизни. Оба эти вопроса практически не изучены. Причем время жизни определяется не только затронутыми выше процессами самопроизвольного распада, но и, возможно, что прежде всего взаимодействием солитона со средой.

Можно представить себе две процедуры регистрации магнитных солитонов. Первая из них предусматривает возбуждение солитонов каким-либо внешним воздействием, например неупругим рассеянием нейтронов, и регистрацию переданной при этом энергии. В этом случае образец должен быть помещен в магнитное поле, которое превышает значение, соответствующее точке лабильности фазового состояния. Следует иметь в виду, что для обеспечения достаточно малой энергии солитонов образец при этом должен быть близким к точке лабильности, т.е., скорее всего, в метастабильном состоянии. Поэтому установление необходимого значения поля должно происходить достаточно быстро, чтобы не успевала происходить фазовая перестройка в другое состояние прежде, чем осуществляются процессы неупругого рассеяния.

Во второй процедуре имеется в виду дифракция нейтронов на "готовых" солитонах, образующихся при распаде фазового состояния. В этом случае образец, находящийся первоначально в устойчивом, однофазном состоянии, быстрым изменением поля переводится в состояние, в котором эта фаза абсолютно неустойчива (например, если в рассмотренном примере фазового состояния I, когда нужно регистрировать солитоны типа I, достигается отрицательное значение ε , близкое к нулю), и наблюдается дифракция на солитонах с отрицательной энергией, образующихся спонтанно. Малые размеры солитонов позволяют рассчитывать на возможность выделения связанного с ними эффекта в виде малоуглового рассеяния нейтронов вблизи брэгговских положений кристалла.

Выводы

1. На примере рассмотренной модели фазового перехода первого рода, индуцированного магнитным полем в ферромагнетике с анизотропией типа "легкая плоскость", показано, что при приближении к точкам лабильности фазовых состояний энергия магнитных солитонов динамического типа аномально уменьшается. При практически осуществимых значениях магнитного поля, соответствующих отличию от критического поля лабильности на 1%, с учетом необходимой при этом однородности и стабильности поля, энергия сферических солитонов находится в пределах нескольких десятков мэВ.

2. Солитонные возбуждения представляют собой непрерывный спектр как по значениям энергии, так и по амплитудам. При приближении к точкам фазового равновесия солитоны увеличиваются в размерах и непрерывным образом принимают характер макроскопических доменов новой фазы. В наиболее интересном в экспериментальном отношении случае сферических солитонов выше точки лабильности фазового состояния, т.е. когда образец находится в метастабильном состоянии, энергия солитонов положительна и образование их носит пороговый характер. В этом случае для их возбуждения необходимо внешнее воздействие. Ниже точки лабильности, т.е. когда состояние становится абсолютно неустойчивым, энергия солитонов отрицательна и они могут образовываться при распаде фазового состояния.

3. В соответствии с особенностями сферических солитонов, напрашиваются два способа их экспериментального наблюдения с помощью нейтронов тепловой области

энергий. Первый из них состоит в неупругом рассеянии нейтронов и определении энергии, переданной при этом на возбуждение солитона. Во втором предлагается измерять дифракцию нейтронов на "готовых" солитонах, образующихся при распаде фазового состояния. Малые размеры солитонов (с радиусом в сотни Ангстрем) позволяют выделить эффект от солитонов в виде малоуглового когерентного рассеяния нейтронов (вблизи брэгговских положений кристалла). В этом случае измерение углового распределения рассеянных нейтронов может служить средством определения формы и изменения средних размеров солитонов в процессе фазовой перестройки.

4. Предполагается, что регистрация и определение характеристик солитонов в эксперименте представляет немалые сложности, если и вообще практически осуществимо. Это обусловлено прежде всего тем, что делать это предстоит в метастабильном состоянии образца или в состоянии абсолютно неустойчивом, в процессе фазового распада. Поэтому в любом случае изменение поля для приведения образца в рабочее состояние и измерение рассеяния нейтронов должны быть очень быстрыми, чтобы "опередить" процессы перестройки в другое фазовое состояние, в том числе и обусловленные механизмами, не связанными с образованием зародышей новой фазы в однородном состоянии. Оценить реальные возможности таких экспериментов пока не представляется возможным, так как такие важные характеристики солитонов, как вероятность их образования и время жизни относительно процессов взаимодействия с основной магнитной системой кристалла и с решеточными колебаниями, практически не изучены.

Литература

1. Нитц В.В., Сообщение ОИЯИ, P17-87-28, Дубна, 1987.
2. Нитц В.В., Сообщение ОИЯИ, P17-87-121, Дубна, 1987.
3. Беззаботнов В.Ю., Нитц В.В., Олейник С.А., P17-95-87, Дубна, 1995.
4. Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С., Нелинейные волны намагнитченности. Динамические и топологические солитоны, Киев: Наукова думка, 1983.
5. Anderson D.L.T., J.Math.Phys., v.12, p.945, 1971.
6. Friedberg R., Lee T.D., Sirlin A., Phys.Rev., D13, p.2739, 1976; Nucl.Phys., B115, p.1, 1976; Nucl.Phys., B115, p.32, 1976.
7. Varashenkov I.V., Makhankov V.G., Comm.JINR, E2-84-173, Дубна, 1984.
8. Varashenkov I.V., Makhankov V.G., Phys.Letters, A128, No1,2, p.52, 1988.
9. Веряев А.А., Цытович В.И., Изв.вузов, Радиофизика, том 20, с.1634, 1977.
10. Картавенко В.Г., Сообщение ОИЯИ, P4-83-411, Дубна, 1983; ЯФ, т.40, в.2(8), с.377, 1984.
11. Makhankov V.G., Phys.Reports, v.35, p.1, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 февраля 1995 года.

Нитц В.В., Олейник С.А.

P17-95-88

Нелинейные периодические волны и солитоны —
равновесные зародыши новой фазы в ферромагнетике
при фазовом переходе первого рода

Рассмотрена модель фазового перехода первого рода в ферромагнетике с анизотропией типа «легкая плоскость», индуцированного магнитным полем, параллельным оси анизотропии. Проанализированы решения нелинейного уравнения, описывающего колебательные процессы: периодические модулированные волны, плоские и сферические солитоны динамического типа. Вероятность образования таких солитонов аномально увеличивается в окрестности точек лабильности фазовых состояний. Характеристики сферических солитонов позволяют рассчитывать на возможность наблюдения их с помощью тепловых нейтронов: возбуждением солитонов неупругим рассеянием нейтронов и дифракцией нейтронов на солитонах, образующихся при распаде фазового состояния.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1995

Перевод авторов

Nietz V.V., Oleynik S.A.

P17-95-88

Nonlinear Periodic Waves and Solitons —
Equilibrium Germs of a New Phase in Ferromagnet
at First Order Phase Transition

The model of the first order phase transition in ferromagnet with the anisotropy of «easy plane» type, induced by magnetic field parallel to the anisotropy axis, is considered. The solutions of nonlinear equation describing the oscillate processes are analysed: periodic modulated waves and dynamic type plane and spherical solitons. The probability of formation of such solitons increases anomalously near the lability points of the phase states. The characteristics of spherical solitons permit to assume on possibility of the observation of the solitons with use of the thermal neutrons: by excitation of solitons at inelastic neutron scattering and neutron diffraction on the solitons originating at the decay of the phase state.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1995