Физика низких температур, 2001, т. 27, № 1, с. 46–51

Релаксация блоховских осцилляций магнитного солитона в неоднородном магнитном поле

И. М. Бабич, А. М. Косевич

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61164, Украина
E-mail: babich@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 12 июля 2000 г.

Исследовано влияние затухания на блоховские колебания магнитного солитона в легкоосном одномерном ферромагнетике, вызванные малым градиентом магнитного поля. Рассмотрен наиболее интересный случай солитонов с малыми частотами и скоростями. Для таких солитонов существуют два режима их затухания. Когда градиент магнитного поля больше критического значения, определяемого затуханием, время жизни солитона значительно превосходит период блоховских осцилляций. Однако наряду с этими колебаниями возникает поступательное движение солитона, обусловленное диссипацией. Если градиент магнитного поля меньше критического, то блоховские осцилляции исчезают и солитон движется только поступательно.

Досліджено вплив загасання на блохівські коливання магнітного солітона у легковісному одновимірному феромагнетику, обумовлені малим градієнтом магнітного поля. Розглянуто найбільш цікавий випадок солітонів з малими частотами та швидкостями. Для таких солітонів існують два режими їх загасання. Коли градієнт магнітного поля більше критичного значення, обумовленого загасанням, час існування солітона значно перевищує період блохівських осциляцій. Але поряд з цими коливаннями виникає поступальний рух солітона, обумовлений дисипацією. Якщо градієнт магнітного поля менше критичного, то блохівські осциляції зникають і солітон рухається тільки поступово.

PACS: 05.45, **75.90.+w**

Введение

Характерной чертой нелинейной динамики намагниченности ферромагнетиков и антиферромагнетиков является существование динамических магнитных солитонов. Динамическим солитоном мы называем локализованное в пространстве движущееся возмущение поля намагниченности, стабильность которого обеспечивается наличием определенных интегралов движения динамических уравнений этого поля. В случае одномерных ферромагнетиков, длинноволновая динамика намагниченности в которых описывается уравнениями Ландау—Лифшица, имеется полное описание всех типов нелинейных возбуждений и, в частности, существует точное аналитическое решение для динамических солитонов в одноосных магнетиках в однородном магнитном поле в отсутствие диссипации [1,2]. Такие солитоны характеризуются двумя параметрами: скоростью перемещения их как целого и частотой прецессии намагниченности в них.

При наличии малого градиента магнитного поля солитон в одноосном ферромагнетике совершает колебания с частотой, определяемой величиной градиента [3,4]. Это так называемые блоховские осцилляции магнитного солитона, которые аналогичны осцилляциям электрона в кристалле в электрическом поле. Такого же типа осцилляционное движение присуще также солитонам в дискретных спиновых цепочках, динамика которых исследовалась в работах [5,6]. При обсуждении подобных колебаний очень важным является вопрос о роли диссипативных процессов, которые могут привести к полному исчезновению блоховских осцилляций. Релаксация двухпараметрического солитона в легкоосном ферромагнетике изучалась в [7] на основе уравнений Ландау—Лифшица с диссипацией. Здесь мы рассмотрим влияние диссипации на блоховские осцилляции солитона в неоднородном магнитном поле. При этом, как и в работах [3,4,7], ограничимся случаем одномерного магнетика, в котором решить проблему можно аналитически.

Уравнения

При феноменологическом описании свойств ферромагнетиков учет простейших типов релаксации приводит к следующему обобщению уравнений Ландау—Лифшица [7]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -g[\mathbf{M}\times\mathbf{H}_{\mathrm{eff}}] +$$

$$+ gM\{\lambda_r [\mathbf{m}\times[\mathbf{H}_{\mathrm{eff}}\times\mathbf{m}]] - \lambda_e a^2 \Delta \mathbf{H}_{\mathrm{eff}}\} . \qquad (1)$$

Вектор намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ описывает мгновенное состояние ферромагнетика; a — постоянная решетки; $g = 2\mu_0/\hbar$ — гиромагнитное отношение (μ_0 — магнетон Бора); $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M$. Эффективное магнитное поле $\mathbf{H}_{\mathrm{eff}}$, входящее в (1), определяется соотношением $\mathbf{H}_{\mathrm{eff}} = -\delta E/\delta \mathbf{M}$, где E — полная энергия магнетика. Константы λ_r, λ_e хактеризуют релаксационные процессы различной природы: λ_r соответствует релятивистскому затуханию, λ_e — обменному затуханию. В дальнейшем рассматриваем одномерный одноосный ферромагнетик во внешнем поле $\mathbf{H}$, направленном вдоль легкой оси (оси z). Введем полярные углы θ и φ, так что $m_z = \cos\theta$, $m_x + im_y = \sin\theta\, e^{i\varphi}$. Тогда плотность магнитной энергии w может быть представлена в виде [1]

$$w(\theta, \varphi) = \frac{1}{2}\alpha(\partial \mathbf{M}/\partial x)^2 +$$

$$+ \frac{1}{2}\beta M^2 \sin^2\theta + MH(1-\cos\theta) , \qquad (2)$$

где α — обменная постоянная; β — константа анизотропии, а координата x задает положение точки в одномерном магнетике.

Для одноосного ферромагнетика уравнение Ландау—Лифшица (1) в отсутствие диссипации ($\lambda_r = \lambda_e = 0$) всегда обладает двумя интегралами движения [1]: полной энергией магнитного возбуждения

$$E = a^2 \int w(\theta, \varphi)\, dx \qquad (3)$$

и проекцией полного магнитного момента на ось анизотропии

$$N = (M_0/2\mu_0)\, a^2 \int (1-\cos\theta)\, dx , \qquad (4)$$

где a — межатомное расстояние (a^2 — «площадь поперечного» сечения $1D$ магнетика); μ_0 — магнетон Бора; M_0 — модуль вектора $\mathbf{M}$. Кроме того, если внешнее магнитное поле однородно, то, помимо E и N, сохраняется полевой импульс возбуждения $\mathbf{P}$ [1]:

$$P = -(M_0 a^2/g) \int (1-\cos\theta)\frac{\partial\varphi}{\partial x}\, dx . \qquad (5)$$

Динамический магнитный солитон — это локализованное в пространстве возбуждение, движущееся с постоянной скоростью и отвечающее конечным значениям интегралов движения E, N и P. При $\lambda_i = 0$ соответствующее ему двухпараметрическое решение уравнений (1) имеет вид [1]

$$\varphi = \tilde{\omega} t + \psi(x - Vt) ; \quad \frac{d\psi}{dx} = -\frac{C}{\cos^2(\theta/2)} ;$$

$$\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2} = \frac{A+B}{\mathrm{ch}^2[\kappa(x-Vt)] - B} . \qquad (6)$$

Здесь (и далее) использованы безразмерные переменные: координата x измеряется в единицах магнитной длины $l_0 = (\alpha/\beta)^{1/2}$, частота ω — в единицах частоты однородного ферромагнитного резонанса $\omega_0 = \beta g M_0$. Отметим, что учет однородного магнитного поля H_0 приводит к сдвигу частоты в $\varphi(t)$: $\tilde{\omega} = \omega + (H_0/\beta M_0)$. Постоянные A, B, C являются функциями двух параметров ω и V. Однако для дальнейшего использования их удобно выразить через сохраняющиеся величины N и P:

$$A = \mathrm{sh}^2\left(\frac{N}{N_1}\right); \quad B = \sin^2\left(\frac{\pi P}{2P_0}\right); \quad C = \frac{\sin(\pi P/P_0)}{\mathrm{sh}(2N/N_1)} ; \qquad (7)$$

$$\kappa = \left(1 + \frac{B}{A}\right)\mathrm{th}\,(N/N_1) ; \qquad (8)$$

$$\omega = \frac{\cos^2(\pi P/2P_0)}{\mathrm{ch}^2(N/N_1)} - \frac{\sin^2(\pi P/2P_0)}{\mathrm{sh}^2(N/N_1)} ;$$

$$V = 2\frac{\sin(\pi P/P_0)}{\mathrm{sh}(2N/N_1)} , \qquad (9)$$

где $N_1 = 2a^2 l_0 M_0/\mu_0$, $P_0 = \pi\hbar a^2 M_0/\mu_0$.

Энергия солитона E в однородном магнитном поле равна [1,2]

$$E = E_0\,\kappa + 2\mu_0 H_0 N , \qquad (10)$$

где $E_0 = 4M_0^2 a^2 (\alpha\beta)^{1/2}$, а κ определяется формулой (8). Непосредственно из вида функций A и B (7) следует, что энергия солитона является периодической функцией P.

В неоднородном магнитном поле солитон совершает колебательное движение. Эти осцилляции изучены в [3,4] в отсутствие диссипации в неоднородном магнитном поле $H = H_0 + \eta x$, когда градиент поля $\eta = dH/dx$ достаточно мал. Импульс солитона P при этом не сохраняется, и его зависимость от времени можно найти в рамках адиабатического приближения. Именно эта зависимость определяет блоховские осцилляции магнитного солитона.

В настоящей работе в предположении, что релаксационные константы λ_i в уравнении (1) отличны от нуля, но малы, с помощью адиабатической теории возмущений описана эволюция солитона в неоднородном магнитном поле при наличии затухания.

Из уравнений (7)-(9) следует, что во все эти соотношения импульс солитона и число магнонов входят лишь как безразмерные величины $\pi P/2P_0$ и N/N_1. Продолжая процедуру «обезразмеривания» уравнений, будем обозначать в дальнейшем буквами P и N именно эти отношения. Аналогично буквой E обозначим E/E_0. Наконец, безразмерный градиент магнитного поля $\tilde{\eta} = g l_0 \eta/\omega_0$.

При учете диссипации не только P, но и величины E и N не являются интегралами движения. С учетом (2)–(5) и уравнения (1) несложно найти производные от них по времени. Поскольку в адиабатическом приближении солитон сохраняет свою функциональную форму, в полученные выражения следует подставить точное солитонное решение уравнений Ландау—Лифшица (6) при $\lambda_i = 0$ и $\eta = 0$, считая его параметры P, N и κ плавно зависящими от времени. Мы выпишем результаты при учете только диссипации релятивистского происхождения:

$$\frac{dP}{dt} = -\tilde{\eta} N - 2\lambda_r (V Q_{\text{ex}} - \tilde{\omega} R) , \qquad (11)$$

$$\frac{dN}{dt} = -2\lambda_r (\tilde{\omega} Q_{\text{an}} - V R) , \qquad (12)$$

$$\frac{dE}{dt} = -2\lambda_r (V^2 Q_{\text{ex}} - 2V\tilde{\omega} R + \tilde{\omega}^2 Q_{\text{an}}) , \qquad (13)$$

где введены следующие функции:

$$R = \frac{1}{8} \int \sin^2\theta \, \frac{\partial \psi}{\partial x} \, dx , \qquad (14)$$

$$Q_{\text{an}} = \frac{1}{8} \int \sin^2\theta \, dx , \qquad (15)$$

$$Q_{\text{ex}} = \frac{1}{8} \int \left[\left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^2 + \sin^2\theta \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 \right] dx . \qquad (16)$$

Определения (15), (16) согласованы с выражениями для энергии анизотропии и обменной энергии

$$E_{\text{an}} = \beta M_0^2 Q_{\text{an}} , \quad E_{\text{ex}} = \alpha M_0^2 Q_{\text{ex}} .$$

В общем случае, когда все λ_i отличны от нуля, явные выражения для производных от P, N, E по времени аналогичны (11)–(13), но весьма громоздки, и здесь поэтому не представлены. Однако в следующем разделе мы приведем все результаты и при учете обменного вклада в релаксацию.

Форма записи уравнений (11)–(16) чрезвычайно удобна для изучения динамики солитона с малыми V и ω, т.е. солитона больших размеров ($N >> 1$). Считая, что вынесенные множителями в (11)–(13) V и ω уже дают основную зависимость от этих параметров, мы можем вычислять (14)–(16) при $V \to 0$ и $\omega \to 0$, т.е. фактически в статическом режиме. Но тогда, как известно [1], $\psi = 0$ и функция $\theta = \theta(x)$ описывает профиль широкого одномерного домена с обратным к бесконечности направлением намагниченности ($\theta \approx \pi$ внутри домена и $\theta = 0$ на бесконечности). Ширина домена $\Delta x \approx 2N$, а его края представляют собой две доменные границы, в которых

$$\theta(x) = \theta_0(x) \equiv 2 \operatorname{arctg} \{\exp [\pm (x \mp x_0)]\} , \qquad (17)$$

где $\pm x_0$ — координаты центров двух доменных границ, $2x_0 = \Delta x$. Поскольку ширина доменной стенки l_0 ограничена и $l_0 << \Delta x$, вычисление параметров R, Q_{an}, Q_{ex} в основном приближении тривиально:

$$R = 0 \; ; \; Q_{\text{an}} = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \sin^2 \theta_0(x) \, dx \; ; \qquad Q_{\text{ex}} = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial \theta_0}{\partial x} \right)^2 dx . \qquad (18)$$

Подставляя (17) в (18), находим $Q_{\text{ex}} = Q_{\text{an}} = 1/2$.

В случае малых ω и V запись уравнения (13) соответствует обычному определению изменения энергии в диссипативной среде

$$\frac{dE}{dt} = -\,2F\ , \qquad (19)$$

где релятивистское слагаемое диссипативной функции F имеет стандартный вид:

$$F = \frac{1}{2}\,\lambda_r\,(\tilde{\omega}^2 + V^2)\ ,$$

который согласован с уравнениями движения (11), (12):

$$\frac{dP}{dt} = -\,\frac{\partial E}{\partial X} - \frac{\partial F}{\partial V}\ , \qquad (20)$$

$$\frac{dN}{dt} = -\,\frac{\partial E}{\partial \tilde{\omega}}\ . \qquad (21)$$

Здесь E — выражение для энергии солитона в неоднородном магнитном поле [3,4], обобщающее результат (10):

$$E = \kappa + hN + \tilde{\eta} X N\ , \qquad (22)$$

X — координата центра солитона; $h = H_0/(\beta M_0)$. Позже мы используем (19)–(22) для подробного анализа осцилляций солитона больших размеров.

Если условий малости V и ω нет, то необходимо использовать явный вид решения (6) при вычислении R, $Q_{\rm ex}$, $Q_{\rm an}$. После интегрирования получаем

$$R = -\,VN/2\ , \qquad (23)$$

$$Q_{\rm an} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}\,\Omega\ \mathrm{sh}\ 2N + N\omega\right), \qquad (24)$$

$$Q_{\rm ex} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}\,\Omega\ \mathrm{sh}\ 2N - N\omega\right), \qquad (25)$$

где $\Omega^2 = \omega^2 + V^2$, а ω и V выражены через интегралы движения формулами (9). Уравнения (11), (12) определяют плавные изменения параметров солитона P и N со временем, а формула (22) позволяет получить уравнение для координаты центра солитона $X(t)$.

Для нахождения $X(t)$ дифференцируем соотношение (22) по времени и используем уравнения (11)–(13). После несложных преобразований находим, что

$$\frac{1}{N}\,\frac{d(NX)}{dt} = 2\,\frac{\sin\,(2P)}{\mathrm{sh}\,(2N)}\ , \qquad (26)$$

где правая часть совпадает с выражением (9) для V, но теперь P и N являются функциями времени. Если положить в уравнениях (11), (12), (26) $\lambda_r = 0$ (а значит, $N = \mathrm{const}$), то мы придем к описанию блоховских осцилляций магнитного солитона, полученному в работах [3,4]. В случае же $\lambda_r \neq 0$, но $\eta = 0$, уравнения (11)–(13) вместе с (23)–(25) совпадают с аналогичными в [7].

Анализ уравнений

В общем случае произвольных значений параметров ω и V (или N и P) система уравнений (11)–(13), описывающая релаксацию солитона, может быть исследована только численно. При этом в отсутствие градиента магнитного поля время жизни солитона $t_{\rm life}$ порядка $1/\lambda$ [7], где $\lambda = \max\,(\lambda_r\,,\,\lambda_c\,(a/l_0)^2)$. Однако при $N >> 1$ (или эквивалентно при ω, $V << 1$) оно заметно возрастает: $t_{\rm life} \propto N/\lambda$. Особенно значительное увеличение $t_{\rm life}$ происходит при $H_0 = 0$. Действительно, в этом случае имеем в главном порядке по $\exp\,(-\,2N)$

$$\Omega = 4\ \mathrm{e}^{-2N}\ ;\quad \omega = 4\ \mathrm{e}^{-2N}\cos\,(2P)\ ;$$

$$V = 4\ \mathrm{e}^{-2N}\sin\,(2P)\ ;\quad R = 0\ ;\quad Q_{\rm an} = Q_{\rm ex} = \frac{1}{2}$$

и λ входит в уравнения только в комбинации $\lambda\Omega << 1$. Иными словами, затухание солитона определяется произведением $(\lambda\Omega)^{-1}$ и становится очень слабым. Именно этот физически интересный случай мы будем анализировать в дальнейшем.

При $N >> 1$ и $H_0 = 0$ уравнения (11), (12), (26) преобразуются

$$\frac{dP}{dt} = -\,\tilde{\eta} N - 4\lambda_P\ \mathrm{e}^{-2N}\sin\,(2P)\ , \qquad (27)$$

$$\frac{dN}{dt} = -\,4\lambda_N\ \mathrm{e}^{-2N}\cos\,(2P)\ , \qquad (28)$$

$$\frac{dX}{dt} = 4\ \mathrm{e}^{-2N}\sin\,(2P) + 4\lambda_N\,\frac{1}{N}\,\mathrm{e}^{-2N}\cos\,(2P)\ X\ , \qquad (29)$$

где $\lambda_P = \lambda_r + \frac{1}{3}\,\lambda_e (a/l_0)^2$, $\lambda_N = \lambda_r + \lambda_e (a/l_0)^2$. Отметим, что здесь наряду с релятивистским учтено и обменное затухание, причем это затухание, как оказалось, входит в уравнения по-разному ($\lambda_P \neq \lambda_N$).

Определим критический градиент магнитного поля $\tilde{\eta}_c$, которое разделяет величины неоднородностей магнитного поля, порождающие разные режимы эволюции солитона:

$$\tilde{\eta}_c = \lambda_P\,\gamma\ .$$

Здесь $\gamma = 4\exp(-2N_0)/N_0$, а N_0 — начальное значение параметра N.

Рассмотрим два предельных случая. При очень малом градиенте магнитного поля ($\tilde{\eta} \ll \tilde{\eta}_c$) или, что эквивалентно, сильном затухании можно пренебречь членом $-\tilde{\eta}N$ в уравнении (27), и мы приходим к результатам, относящимся к однородному магнитному полю [7]. В такой ситуации нет блоховских осцилляций солитона, он движется поступательно, постепенно затухая.

Перейдем теперь к случаю слабой релаксации ($\tilde{\eta}_c \ll \tilde{\eta}$), в котором блоховские осцилляции магнитного солитона сохраняются. Решение уравнений (27), (28) может быть найдено итерациями и представлено в виде рядов по степеням малого параметра ($\tilde{\eta}_c/\tilde{\eta}$). Первые члены этих рядов имеют вид

$$N = N_0 - \lambda_N \frac{\gamma}{2\tilde{\eta}} \sin(2\nu_0 t) ,$$
$$P = -\nu_0 t - \lambda_P \frac{\gamma}{2\tilde{\eta}} \cos(2\nu_0 t) , \tag{30}$$

где $\nu_0 = \tilde{\eta}N_0$. Начало отсчета времени выбрано так, чтобы во втором равенстве отсутствовала постоянная, связанная с начальным значением P и, кроме того, в выражении для P во втором слагаемом опущен вклад, малый по параметру $1/N_0$. Члены более высоких порядков по ($\tilde{\eta}_c/\tilde{\eta}$) пропорциональны высшим гармоникам частотой $2\nu_0$. Отметим, что в среднем за период блоховского колебания солитона ($T = \pi/\nu_0$) параметр N остается постоянным и практически равным своему начальному значению N_0. Используя полученные результаты для P и N и уравнение (29), несложно найти также два первых члена разложения $X(t)$ по параметру ($\tilde{\eta}_c/\tilde{\eta}$):

$$X(t) = 2\frac{1}{\nu_0} e^{-2N_0} \cos(2\nu_0 t) -$$
$$- \frac{\gamma}{2\tilde{\eta}\nu_0} (\lambda_P - \lambda_N) e^{-2N_0} \sin(4\nu_0 t) -$$
$$- 2\frac{\gamma}{\tilde{\eta}} (\lambda_P + \lambda_N) e^{-2N_0} t , \tag{31}$$

где в последнем члене мы опять опустим вклад, имеющий дополнительную малость по $1/N_0$. Первое слагаемое в этом выражении совпадает с результатом в [3,4] и описывает блоховские колебания магнитного солитона. Учет затухания, как показывает формула (31), приводит к двум эффектам. Во-первых, колебания центра солитона, оставаясь периодическими с частотой $2\nu_0$, перестают быть гармоническими: в $X(t)$ появляются высшие гармоники. Во-вторых, возникает дрейф центра солитона с постоянной скоростью, пропорциональной затуханию:

$$V_{\text{dr}} = -2\frac{\gamma}{\tilde{\eta}} (\lambda_P + \lambda_N) e^{-2N_0} . \tag{32}$$

Описанное поведение солитона напоминает явление, названное эффектом Шапиро в теории джозефсоновских переходов [8].

Поскольку все характеристики солитона периодически зависят от P, а N, как уже отмечалось, есть периодическая функция времени, то в рассматриваемом случае ($\tilde{\eta} \gg \tilde{\eta}_c$) затухания солитона вообще не происходит. Согласно формуле (19), уменьшение его энергии в этом случае пропорционально лишь квадрату Ω, и оно точно совпадает с изменением энергии, связанным с дрейфом центра солитона в область более слабых магнитных полей. Однако необходимо помнить, что по мере дрейфа постепенно изменяется величина поля H_0. Наше приближение $H_0 = 0$ справедливо лишь до тех пор, пока $h < \Omega$. Это приводит к следующей оценке времени дрейфа солитона, которое совпадает по порядку величины и с временем его жизни t_{life}: $t_{\text{life}} \sim N_0/(\lambda\Omega)$. При этом изменение h на масштабе, сравнимом с амплитудой блоховских колебаний (Ω/ν_0), относительно мало: $\Delta h \sim \Omega/N_0 \ll \Omega$ и, следовательно, формулы (30)–(32), а значит и качественные выводы о характере блоховских осцилляций солитона, останутся в силе.

Укажем теперь условия, при которых осуществляется рассмотренный режим слабого затухания. Для применимости адиабатической теории возмущений характерная частота в солитоне Ω должна быть значительно больше частоты блоховских колебаний $2\nu_0$, т.е. необходимо выполнение следующих неравенств:

$$1 \gg 4 e^{-2N_0} \gg 2\nu_0 .$$

Это ограничивает градиент магнитного поля сверху, поскольку $\nu_0 = \tilde{\eta}N_0$. Условие же $\tilde{\eta} \gg \tilde{\eta}_c$ дает

$$2\nu_0 \gg 8\lambda_P e^{-2N_0} .$$

Иными словами, если $\lambda_p << 1$, то имеется интервал значений $\tilde{\eta}$, в котором должны наблюдаться слабозатухающие блоховские колебания солитона. Интересно, что даже если $\tilde{\eta} \gtrsim \tilde{\eta}_c$, то солитон успеет сделать много колебаний $(N_0\, \tilde{\eta}/\tilde{\eta}_c)$, прежде чем исчезнет. Наконец, отметим, что за время своей жизни солитон сместится из-за дрейфа на расстояние порядка $\exp(-2N_0)/\tilde{\eta} << 1$, которое значительно превосходит как размер солитона N_0, так и амплитуду его блоховских колебаний $2\exp(-2N_0)/(N_0\, \tilde{\eta})$.

Если $\Omega << 1$, но $H_0 \neq 0$ $(h > \Omega)$, то все перечисленные выше качественные результаты сохраняются. Изменятся лишь некоторые количественные характеристики. В частности, условие адиабатичности станет более слабым: $\tilde{\omega} \sim h >> \nu_0$, но теперь $t_{\text{life}} \sim N_0/(\lambda h)$ и солитон успеет совершить лишь $N_0(\tilde{\eta}/\tilde{\eta}_c)(\Omega/h)$ блоховских колебаний до своего исчезновения.

Заключение

В рамках адиабатической теории возмущений исследовано влияние затухания на блоховские колебания магнитного солитона. При этом в уравнениях Ландау–Лифшица учитывались релаксационные члены как релятивистской, так и обменной природы. Обращено внимание на то, что наиболее долгоживущими являются солитоны с малыми значениями параметра Ω. В связи с этим именно они были детально проанализированы.

Если градиент магнитного поля превосходит критическое значение (но при этом он достаточно мал для применимости адиабатического приближения), то блоховские осцилляции солитона существуют и при наличии затухания. Однако эти осцилляции перестают быть гармоническими, и, кроме того, появляется дрейф центра солитона с постоянной скоростью. За время жизни солитон успевает совершить большое число блоховских колебаний, а величина дрейфа значительно превосходит амплитуду этих колебаний. Критическое значение градиента пропорционально затуханию и параметру $\Omega/\ln(1/\Omega)$.

Если градиент магнитного поля меньше критического, то блоховские колебания полностью исчезают и солитон движется только поступательно, постепенно затухая.

1. А. М. Косевич, Б. А. Иванов, А. С. Ковалев, *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны*, Наукова думка, Киев (1983).
2. A. M. Kosevich, B. A. Ivanov, and A. S. Kovalev, *Phys. Rep.* **194**, 117 (1990).
3. A. M. Kosevich, *Physica* **D119**, 134 (1998).
4. А. М. Косевич, В. В. Ганн, А. И. Жуков, В. П. Воронов, *ЖЭТФ* **114**, 735 (1998).
5. J. Kyriakidis and D. Loss, *Phys. Rev.* **B58**, 5568 (1998).
6. D. Loss, *Dynamical Properties of Unconventional Magnetic Systems*, Kluwer, Dordrecht (1998).
7. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, Т. К. Соболева, А. Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **91**, 1454 (1986).
8. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).

Relaxation of Bloch oscillations of magnetic soliton in nonuniform magnetic field

I. M. Babich and A. M. Kosevich

Relaxation of the Bloch oscillations of a magnetic soliton is studied for a one-dimensional ferromagnet with an easy-axis anisotropy. These oscillations are due to a small gradient of a magnetic field. We consider the most interesting case of solitons with small frequencies and velocities. Two regimes of the relaxation exist for such solitons. If the magnetic field gradient is greater than its critical value determined by the relaxation, the life time of the soliton considerably exceeds the period of the Bloch oscillations. However, along with these oscillations a translational motion of the soliton appears. This motion is caused by the energy dissipation. If the magnetic field gradient is less than its critical value, the Bloch oscillations disappear, and movement of soliton is only translational.