

О МАГНИТНЫХ СОЛИТОНАХ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ВДОЛЬ ОСИ АНИЗОТРОПИИ

В.М.Елеонский, Н.Н.Кирова, Н.Е.Кулагин

Для магнитных солитонов, распространяющихся вдоль оси анизотропии показано, что учет магнитодипольного взаимодействия не сводится просто к перенормировке константы анизотропии, а в зависимости от предположений о состоянии магнитной среды (фона) может существенно изменить структуру солитонов. Получено, что при определенных условиях возникает уединенная волна со степенной асимптотикой.

1. Магнитные солитоны, распространяющиеся вдоль оси анизотропии, впервые были рассмотрены Ахиезером и Боровиком [1]. В более поздних работах [2 – 5] содержатся утверждения о том, что учет полей размагничивания (магнитодипольного взаимодействия) приводит к простому эффекту перенормировки постоянной энергии одноосной анизотропии K_1 . В настоящей работе будет показано, что магнитодипольное взаимодействие помимо перенормировки константы анизотропии приводит к появлению постоянного внутреннего магнитного поля, направленного вдоль оси анизотропии. В результате оказывается возможным существование солитонов двух типов, характеризующихся различной зависимостью предельной скорости u_{max} от параметра магнитной среды $\epsilon = 2\pi M_s^2 / K_1$, где M_s – намагниченность насыщения. Солитон первого типа существует при $\epsilon < 1$. Он распространяется на фоне однородной прецессии магнитного момента вокруг оси анизотропии с частотой ϵ , при $u \rightarrow u_{max}^I = 2\sqrt{1-\epsilon}$ решение переходит в спиновые волны исчезающе малой амплитуды. Солитон второго типа существует при всех ϵ . При $\epsilon \leq 2$ и $u \rightarrow u_{max}^{II} = 2$ он также переходит в спиновые волны исчезающе малой амплитуды, однако при $\epsilon \geq 2$ $u \rightarrow u_{max}^{II} = 2$ имеет место переход к спиновым волнам конечной амплитуды. Этот переход осуществляется через солитон конечной амплитуды со степенной асимптотикой.

2'. Рассмотрим уравнения Ландау – Лифшица

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \left[\mathbf{m} \times \frac{\delta W}{\delta \mathbf{m}} \right], \quad (1)$$

где W для ферромагнетика с анизотропией типа "ось легкого намагничивания" имеет вид (предполагается, что решения зависят от пространственной переменной z , совпадающей с осью анизотропии)

$$W = \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^2 + \sin^2 \theta \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 + \sin^2 \theta + \frac{h^{(i)2}}{\epsilon}. \quad (2)$$

Здесь θ и ϕ – полярный и азимутальный углы вектора магнитного момента, полярная ось совпадает с осью анизотропии. Поле размагничивания $h^{(i)}$ определяется уравнениями магнитостатики, решение которых в рассматриваемой геометрии следующее:

$$h_x^{(i)} = h_y^{(i)} = 0; \quad h_z^{(i)} = \epsilon(1 - \cos \theta). \quad (3)$$

В (3) учтено, что поле размагничивания обращается в нуль в области однородного состояния $\theta = 0$. Подставляя (3) в (2) мы получим, что магнитодипольное взаимодействие оказывает двойкий эффект: член $\epsilon \cos^2 \theta$ перенормирует константу анизотропии (в выбранных обозначениях равную единице); кроме того, появляется член $2\epsilon \cos \theta$, который играет роль постоянного эффективного поля величины ϵ , направленного вдоль оси анизотропии. Еще раз подчеркнем, что внешнее магнитное поле отсутствует. Из (1) – (3) получим следующие уравнения

$$-\sin \theta \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} - \left[1 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 \right] \sin \theta \cos \theta - \epsilon(1 - \cos \theta) \sin \theta,$$

$$\sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\sin^2 \theta \frac{\partial \phi}{\partial z} \right). \quad (4)$$

Уравнения (4) для решений вида¹⁾

$$\theta(z, t) = \theta(\zeta); \quad \phi(z, t) = \epsilon t + \Phi(\zeta); \quad \zeta = z - ut \quad (5)$$

соответствующих волнам стационарного профиля, распространяющимся на фоне однородной прецессии магнитного момента вокруг оси ани-

¹⁾Солитоны этого типа в присутствии постоянного внешнего магнитного поля, но без учета магнитодипольного взаимодействия рассмотрены в работе [5].

зотропии с частотой ϵ , приводят к первому интегралу

$$\left(\frac{d\theta}{d\zeta}\right)^2 + u^2 \frac{1 - \cos\theta}{1 + \cos\theta} - (1 - \epsilon)\sin^2\theta = 0. \quad (6)$$

Простой анализ решений, отвечающих первому интегралу (6), показывает, что скорость солитонов ограничена сверху величиной $u_{max}^I = 2\sqrt{1 - \epsilon}$, определяющей границу раздела солитонных состояний и спиновых волн с исчезающе малой амплитудой. При этом предельная скорость солитонов обращается в нуль при равенстве характерных полей анизотропии и насыщения ($\epsilon = 1$). Область существования солитонных состояний ограничена условием $\epsilon < 1$. Соответствующие решения имеют вид

$$\cos\theta = 1 - \frac{2au e^{-\sqrt{a}\zeta}}{\sqrt{1 - \epsilon} \{ (ue^{-\sqrt{a}\zeta} + 2\sqrt{1 - \epsilon})^2 - a \}} \quad (7)$$

$$a = 4(1 - \epsilon) - u^2.$$

3. Рассмотрим другой тип решений

$$\theta(z, t) = \theta(\zeta); \quad \phi(z, t) = \phi(\zeta), \quad (8)$$

соответствующий волнам стационарного профиля, распространяющимся в невозмущенной среде. Уравнения (4) приводят к первому интегралу

$$\left(\frac{d\theta}{d\zeta}\right)^2 + u^2 \frac{1 - \cos\theta}{1 + \cos\theta} - \sin^2\theta - \epsilon(1 - \cos\theta)^2 = 0. \quad (9)$$

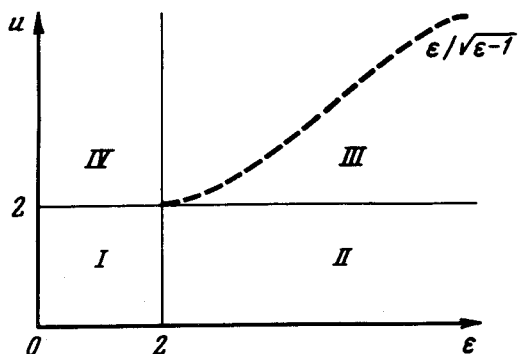
В этом случае анализ решений указывает, что скорость солитонов ограничена сверху величиной

$$u_{max}^{II} = 2, \quad (10)$$

не зависящей от характерного параметра магнитной среды ϵ , определяющего вклад магнитодипольного взаимодействия. Предельная скорость (8) определяет границу раздела солитонных состояний и спиновых волн. Однако характер решений зависит от величины ϵ . На плоскости параметров (ϵ, u) имеются четыре области, показанные на рисунке.

1. $\epsilon < 2, u < 2$. Имеются солитонные решения вида

$$\cos\theta = 1 - \frac{2(4 - u^2)\sqrt{\epsilon^2 - u^2(\epsilon - 1)} e^{-\sqrt{4 - u^2}\zeta}}{[\sqrt{\epsilon^2 - u^2(\epsilon - 1)} e^{-\sqrt{4 - u^2}\zeta} + (2 - \epsilon)]^2 + (4 - u^2)(\epsilon - 1)} \quad (11)$$



При $u \rightarrow 2$ амплитуда стремится к нулю. Линия $u = 2$, $\epsilon \leq 2$ является границей раздела солитонных состояний (I) и области спиновых волн исчезающе малой амплитуды (IV).

II. $\epsilon \geq 2$, $u < 2$. Имеются солитонные решения вида (11). Однако теперь при $u \rightarrow 2$ амплитуда солитона остается конечной, но характерная длина солитона $\zeta_0 = 1/\sqrt{4-u^2} \rightarrow \infty$. На линии $u = 2$, $\epsilon \geq 2$, разделяющей область солитонных состояний (II) и спиновых волн конечной амплитуды (III) решение является солитоном со степенной асимптотикой

$$\cos \theta = 1 - \frac{2}{(\epsilon - 2)\zeta^2 + \frac{\epsilon - 1}{\epsilon - 2}} \quad (12)$$

III. $\epsilon \geq 2$, $2 < u < \epsilon/\sqrt{\epsilon-1}$. Область спиновых волн конечной амплитуды. Вектор магнитного момента прецессирует вокруг оси анизотропии совершает нутационное движение по полярному углу θ .

$$\cos \theta = 1 - \frac{4 - u^2}{(2 - \epsilon) + \sqrt{\epsilon^2 - u^2(\epsilon - 1)} \cos[\zeta \sqrt{u^2 - 4}]} \quad (13)$$

При $u \rightarrow 2$ решение (13) непрерывно переходит в солитон со степенной асимптотикой, а при $u \rightarrow \epsilon/\sqrt{\epsilon-1}$ амплитуда нутации стремится к нулю и остается равномерное вращение вектора магнитного момента вокруг оси анизотропии с постоянным полярным углом $\theta_0 = \arccos \times [1/(\epsilon - 1)]$.

4. Возникновение уединенной волны со степенной асимптотикой при $\epsilon \geq 2$, $u \rightarrow 2$ обусловлено вырождением седловой особой точки при достижении предельной скорости. Так как переход от солитонных состояний к спиновым волнам происходит при конечных амплитудах решений, то такие солитонные состояния не могут быть предсказаны способом продолжения спектра спиновых волн в область комплексных волновых чисел, развитым в работе [6]. Согласно (12) максимальная амплитуда и область локализации степенного солитона определяются характерным параметром магнитной среды ϵ .

Таким образом, влияние магнитодипольного взаимодействия на структуру солитонов, распространяющихся вдоль легкой оси анизотропии, может быть существенным и определяется характером предположений о состоянии магнитной среды (фона).

Поступила в редакцию
8 февраля 1979 г.
После переработки
19 апреля 1979 г.

Литература

- [1] И.А.Ахиезер, А.Е.Боровик. ЖЭТФ, 52, 602, 1967.
 - [2] А.Е.Боровик, К.Е.Маслов. ФНТ, 4, 94, 1978.
 - [3] Б.А.Иванов, А.М.Косевич. ЖЭТФ, 72, 2000, 1977.
 - [4] А.Е.Боровик, Письма в ЖЭТФ, 28, 629, 1978.
 - [5] Б.А.Иванов, А.С.Ковалев, А.М.Косевич. ФНТ, 3, 906, 1977.
 - [6] В.Г.Барьяхтар, Б.А.Иванов, А.М.Сукстанский. Письма в ЖЭТФ, 27, 226, 1978.
-