

## Рассеяние спиновых волн прямолинейной краевой дислокацией

© А.Н. Кучко, М.В. Чернышёва

Донецкий государственный университет  
340000 Донецк, Украина

(Поступила в Редакцию 2 марта 1998 г.)

Проведено теоретическое рассмотрение процессов распространения объемных спиновых волн в неограниченном легкоосном магнетике, содержащем прямолинейную краевую дислокацию. Вычислены амплитуды рассеяния спиновых волн в борновском приближении. Показано, что при определенных значениях угла рассеяния амплитуда рассеяния спиновых волн обращается в нуль. Для этого случая найдена зависимость угла рассеяния от угла падения спиновых волн. Найдено транспортное сечение рассеяния спиновых волн.

В последнее время появился ряд работ (см., например, [1–3]), направленных на изучение бегущих обменных спиновых волн (СВ). В этих работах, в частности, рассмотрены методы генерации и детектирования СВ, процессы их распространения в неоднородных материалах, предложены механизмы преобразования электромагнитных колебаний и магнитостатических волн в бегущие СВ и т.д. Такое повышение интереса к данной теме связано с возможностью применения СВ в устройствах спин-волновой микроэлектроники, получения с их помощью информации о локальных свойствах магнитных слоев и др.

В реальных магнитных кристаллах (среде распространения СВ) всегда присутствуют протяженные дефекты кристаллической решетки — дислокации [4,5], которые создают в материале деформации, медленно спадающие по мере удаления от дефекта. Наличие взаимодействия упругой и магнитной подсистем (магнитострикция) приводит к появлению неоднородного распределения намагниченности в поле дислокационных деформаций [6,7] и оказывает существенное влияние на динамику намагниченности [8–10]. Кроме того, наличие такого взаимодействия оказывает влияние и на динамические свойства самой дислокации. В данной работе будет вычислена амплитуда рассеяния объемных СВ индивидуальной краевой дислокацией.

Рассмотрим процесс распространения СВ в неограниченном легкоосном магнетике, находящемся в постоянном однородном магнитном поле и содержащем уединенную прямолинейную краевую дислокацию. Будем считать, что ось легкого намагничивания (ОЛН) и постоянное однородное внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$  параллельны друг другу, и направим ось  $z$  системы координат вдоль этого направления. В такой системе координат можно записать с учетом малости деформации следующее выражение для плотности энергии ферромагнетика [7]:

$$w(\mathbf{m}) = \frac{\alpha}{2} \frac{\partial m_i}{\partial x_j} \frac{\partial m_i}{\partial x_j} - \frac{\beta}{2} m_z^2 - h m_z - \gamma \sigma_{ij}(x, y, z) m_i m_j, \quad (1)$$

$i, j = x, y, z.$

Здесь  $\alpha, \beta, \gamma$  — постоянные обменного взаимодействия, одноосной анизотропии и магнитострикции соответ-

ственно,  $\sigma_{ij}(x, y, z)$  — компоненты тензора дислокационных деформаций, вид которых зависит от ориентации и типа дислокации,  $h = H/M_s$ ,  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)/M_s$  — безразмерное распределение намагниченности.

Предположим, что в основном состоянии материал намагничен однородно вдоль оси  $z$ , и будем описывать малые отклонения намагниченности от основного состояния с помощью переменных  $m_{\pm} = m_x \pm i m_y$ . Будем рассматривать краевую дислокацию с осью, параллельной ОЛН, и вектором Бюргера, направленным вдоль оси  $x$ . В этом случае только  $xx$ -,  $yy$ -,  $xy$ -компоненты тензора дислокационных деформаций будут отличны от нуля [5], и с точностью до квадратичных по  $m_{\pm}$  слагаемых выражение для плотности энергии примет вид

$$w(m_+, m_-) = \frac{\alpha}{2} \nabla m_- \nabla m_+ + \frac{\beta + h}{2} m_+ m_- + \frac{\gamma}{4} \left\{ \sigma_{yy} [m_+ - m_-]^2 - \sigma_{xx} [m_+ + m_-]^2 + i \sigma_{xy} [m_+^2 - m_-^2] \right\}. \quad (2)$$

Используя (2), получим уравнение движения намагниченности. Если  $m_{\pm}(\mathbf{r}, t) \sim \exp\{i\omega t\}$ , где  $\omega$  — частота СВ, то искомые уравнения, описывающие распространение линейных СВ на фоне однородно намагниченного материала, записанные в матричном виде, примут следующий вид:

$$(\hat{U} + \varepsilon \hat{V}) X = 0. \quad (3)$$

Здесь

$$X = \begin{pmatrix} m_- \\ m_+ \end{pmatrix}, \quad \hat{U} = \begin{pmatrix} -\Delta - k^2 & 0 \\ 0 & \Delta + k^2 \end{pmatrix},$$

$$\hat{V} = \begin{pmatrix} V_0 & V_1 + iV_2 \\ -V_1 + iV_2 & -V_0 \end{pmatrix},$$

где волновое число  $k$  определяется из закона дисперсии для СВ в однородном материале (вдали от дислокации) [11]:  $\omega \hbar / 2\mu_0 M_s = \alpha k^2 + \beta + h$  ( $\hbar$  — постоянная Планка,  $\mu_0$  — магнетон Бора),  $\varepsilon = \gamma b / 4\pi\alpha(1 - \nu^2)$  ( $\nu$  — коэффициент Пуассона,  $b$  — модуль вектора Бюргера), а для компонент оператора  $\hat{V}$  в полярных координатах

( $x = \rho \cos \varphi$ ,  $y = \rho \sin \varphi$ ) с учетом явного вида компонент  $\sigma_{ij}$  [5] имеют место следующие соотношения:

$$V_0 = 2(1 - \nu - 2\nu^2) \frac{\sin \varphi}{\rho},$$

$$V_1 = 4(1 + \nu) \frac{\sin \varphi \cos^2 \varphi}{\rho}, \quad V_2 = \frac{\cos \varphi \cos 2\varphi}{\rho}. \quad (4)$$

Уравнение (3) аналогично стационарному уравнению Шредингера, что позволяет использовать хорошо разработанный аппарат квантовой механики для их решения. Принимая во внимание, что величина  $\varepsilon$  является параметром малости данной задачи, воспользуемся борновским приближением [12], согласно которому в случае цилиндрически-симметричного потенциала для амплитуды рассеяния с точностью до постоянного фазового множителя можно записать

$$F(\mathbf{k}_a, \mathbf{k}_b) = \frac{\varepsilon}{2\sqrt{2\pi k}} \int \tilde{X}_{\mathbf{k}_b}^+ \hat{V} \tilde{X}_{\mathbf{k}_a} d\rho. \quad (5)$$

Здесь  $\tilde{X}_{\mathbf{k}}$  — решения невозмущенного уравнения (3) с  $\varepsilon = 0$ , имеющие вид монохроматических плоских волн с координатной частью

$$\tilde{X}_{\mathbf{k}}(\boldsymbol{\rho}) = \begin{pmatrix} \exp(i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho}) \\ \exp(-i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho}) \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$\mathbf{k}_a, \mathbf{k}_b$  — волновые векторы падающей и рассеянной волн соответственно,  $\boldsymbol{\rho}$  — координатный вектор в плоскости  $xy$ . Подставляя (4) и (6) в (5), находим

$$F(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = \frac{\varepsilon}{\sqrt{\pi k}} \times \int_0^\infty \int_0^{2\pi} [V_0 \cos(\mathbf{q}\boldsymbol{\rho}) - V_1 \sin(\mathbf{p}\boldsymbol{\rho}) + V_2 \cos(\mathbf{p}\boldsymbol{\rho})] d\varphi d\rho, \quad (7)$$

где введены следующие обозначения:  $\mathbf{q} = \mathbf{k}_a - \mathbf{k}_b$ ,  $\mathbf{p} = \mathbf{k}_a + \mathbf{k}_b$ . Будем предполагать, что рассеяние СВ на дислокации происходит упруго. В этом случае имеют место соотношения  $|\mathbf{k}_a| = |\mathbf{k}_b| = k$ ,  $p = 2k \cos(\Theta/2)$ ,  $q = 2k \sin(\Theta/2)$ , где  $\Theta$  — угол рассеяния (угол между волновыми векторами падающей и рассеянной волн).

Далее, интегрируя (7) по  $\rho$  и  $\varphi$ , окончательно получаем для амплитуды рассеяния СВ краевой дислокацией следующее выражение:

$$F(\Theta, \Phi) = \frac{\gamma b}{\sqrt{8\pi}(1 - \nu)\alpha k^{3/2}} \times \left[ 4 \sin(\Phi + \Theta/2) \cos(2\Phi + \Theta) \cos(\Theta/2) - (1 - 2\nu) \frac{\cos(\Phi + \Theta/2)}{\sin(\Theta/2)} \right], \quad (8)$$

где  $\Phi$  — угол падения СВ (угол между направлением падающей волны и вектором Бюргера дислокации).

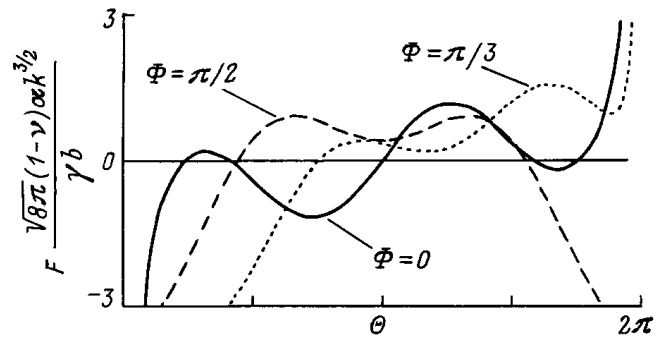


Рис. 1. Зависимость модуля амплитуды рассеяния от угла при различных углах падения СВ ( $\nu = 0.3$ ).

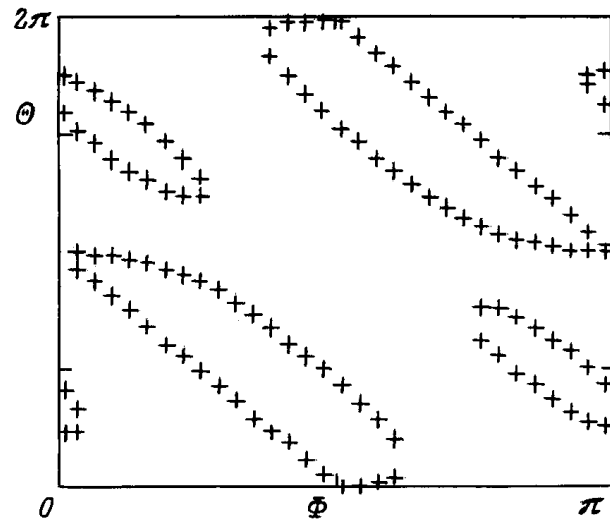


Рис. 2. Зависимость угла рассеяния от угла падения СВ, при котором амплитуда рассеяния равна нулю.

Аналогичным образом могут быть получены выражения для амплитуд рассеяния в других случаях взаимного расположения вектора Бюргера, ОЛН и оси дислокации.

Проанализируем полученное выражение. График зависимости модуля амплитуды рассеяния (8) как функция угла рассеяния изображен на рис. 1.

Анализ зависимости (8) и рис. 1 показывают, что имеет место равенство нулю амплитуды рассеяния при определенных углах рассеяния. С учетом (8) такие углы рассеяния должны удовлетворять уравнению

$$\text{tg}(\Phi + \Theta/2) \cos(2\Phi + \Theta) \sin \Theta = \frac{1}{2} - \nu. \quad (9)$$

Данное трансцендентное уравнение в зависимости от величины угла падения и коэффициента Пуассона может иметь до шести различных вещественных корней. График зависимости  $\Theta(\Phi)$ , полученный в результате численного решения уравнения (9), изображен на рис. 2.

Вычислим полное транспортное сечение рассеяния СВ дислокацией. Подставляя в выражение для транс-

портного сечения

$$\Omega_T = \int_0^{2\pi} |F|^2 (1 - \cos \Theta) d\Theta$$

выражение для амплитуды рассеяния (8) и проводя интегрирование, находим

$$\Omega_T = \frac{\gamma^2}{4(1-\nu)^2} \frac{b^2}{\alpha^2 k^3} \left[ \frac{1}{2} + (1-2\nu)^2 + \sin^2 2\Phi \right]. \quad (10)$$

Как видно из (10), наиболее эффективно СВ рассеиваются дислокацией при углах падения  $\Phi = (2n+1)\pi/4$  ( $n$  — целое число). Численные оценки для транспортного сечения в случае железо-иттриевого граната показывают, что вблизи порога активности СВ оно может достигать значений порядка нескольких нанометров.

Обсудим условие применимости полученных выражений для амплитуд рассеяния спиновых волн.

Из (8) и рис. 1 видно, что амплитуда рассеяния спиновой волны неограниченно возрастает при  $\Theta \rightarrow 0$ . Это связано с тем, что амплитуда рассеяния получена в данной работе в рамках теории возмущений с использованием метода последовательных приближений в стационарном случае (борновское приближение). При этом для вычисления матричных элементов (5) использовались волновые функции, соответствующие плоским монохроматическим волнам (6). Однако если рассеивающий потенциал является дальнедействующим, то волна на бесконечности искажается, и стационарным состояниям уже не будут соответствовать плоские монохроматические волны. Тем не менее для полей типа кулоновских, убывающих на бесконечности как  $1/\rho$  (что и имеет место в данном случае), такое искажение дает лишь логарифмически зависящий от координаты сдвиг фазы волновой функции [12], который оказывается несущественным при вычислении матричных элементов, входящих в амплитуду рассеяния, при углах рассеяния, достаточно сильно отличающихся от нуля. Таким образом, полученные для амплитуды рассеяния выражения неприменимы для малых углов рассеяния.

Поскольку выражения для дислокационных деформаций неприменимы для расстояний  $\rho < a$ , где  $a$  — постоянная решетки [4,5], область применимости выражений для амплитуд рассеяния ограничена сверху по волновым векторам по крайней мере соотношением  $k \ll k_{\max} = 1/a$ , что совпадает с условием применимости континуального приближения для СВ. Условие применимости обменного приближения для СВ (отсутствие в выражении (1) магнитоэлектростатических слагаемых) имеет вид [2]  $k \gg k_{\min} = \sqrt{4\pi/\alpha}$ . Таким образом, выражение (8) для амплитуды рассеяния СВ применимо в интервале значений волновых векторов  $k_{\min} \ll k \ll k_{\max}$ .

Исследования выполнены в рамках проекта, финансируемого Министерством образования Украины.

## Список литературы

- [1] П.Е. Зильберман, А.Г. Темиряев, М.П. Тихомирова. УФН **165**, 10, 1219 (1995).
- [2] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 463 с.
- [3] В.В. Данилов, М.В. Зависляк, М.Г. Балинский. Спин-волновая электродинамика. Лыбидь, Киев (1991). 212 с.
- [4] Дж. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Атомиздат, М. (1972). 600 с.
- [5] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости. Наука, М. (1987). 248 с.
- [6] А.М. Косевич, Э.П. Фельдман. ФТТ **9**, 12, 3415 (1967).
- [7] В.В. Ганн, Э.П. Фельдман. ФНТ **2**, 1, 30 (1976).
- [8] В.Г. Барьяхтар, В.А. Савченко, В.В. Тарасенко. ЖЭТФ **54**, 5, 1603 (1968).
- [9] В.К. Власко-Власов, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко. ЖЭТФ **65**, 1, 377 (1973).
- [10] Л.М. Дедух, М.В. Инденбом, В.И. Никитенко. ЖЭТФ **80**, 1, 380 (1981).
- [11] А.И. Ахизер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. Спиновые волны. Наука, М. (1967). 368 с.
- [12] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Наука, М. (1989). 768 с.