

УДК 537.611.2

**РАССЕЯНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН НА ДЕФЕКТЕ АНИЗОТРОПИИ****А.Н. Кучко, С.В. Васильев**

Донецкий национальный университет, ул. Университетская, 24, г. Донецк, Украина, 83055

E-mail: kuchko@dongu.donetsk.ua

Поступила в редакцию 29 июня 2004 г.

В континуальном приближении проведено теоретическое исследование процессов распространения объемных спиновых волн в неограниченном легкоосном магнетике, содержащем модельный одномерный дефект константы одноосной магнитной анизотропии. Вычислен энергетический коэффициент пропускания спиновых волн в случае точно решаемой модели дефекта. В рамках теории возмущений вычислены линейные поправки к коэффициенту пропускания. Показано, что на данном типе дефекта может быть реализован фильтр верхних частот или фильтр направления спиновых волн.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** уравнение Ландау-Лифшица, параметр порядка спиновой плотности, спиновые волны, рассеяние, дефект анизотропии

В последнее время в связи с совершенствованием технологии выращивания пленок магнитных материалов с малой магнитной вязкостью, повысился интерес к изучению процессов распространения спиновых волн (СВ) в неоднородных магнетиках в связи с возможностью применения таких материалов в устройствах спинволновой микроэлектроники [1]. Кроме того, посредством СВ может быть получена информация о локальных свойствах магнитных материалов. Так как длина СВ, по крайней мере, на порядок меньше, чем длина магнито-статических волн, это ведет к миниатюризации устройств. Для успешного развития этой области техники необходимо создание функциональных элементов (генераторов, фильтров, и т.д.) СВ с различными характеристиками и способами управления. В качестве физической основы функционирования таких элементов могут служить различные неоднородности (дефекты) среды распространения СВ. Такие дефекты могут быть обусловлены как неоднородным пространственным распределением параметров материала [2, 3] и неоднородностями в распределении намагниченности [4].

В магнетиках различные дефекты оказывают сильное влияние на процессы распространения СВ, что проявляется, в частности, в рассеянии СВ. Одним из направлений исследования влияния дефектов на магнитную подсистему является моделирование пространственной зависимости константы магнитной анизотропии.

**МОДЕЛЬ ДЕФЕКТА ОДНООСНОЙ АНИЗОТРОПИИ**

Рассмотрим случай одномерных дефектов в одноосных кристаллах, и следуя [2] будем предполагать следующую координатную зависимость константы одноосной магнитной анизотропии:

$$\beta(x) = \beta_0 + \frac{\beta_1}{ch^2 \delta x} \cdot f(x, g, \epsilon), \quad f(x, g, \epsilon) = \begin{cases} 1 - g \cdot th^2 \epsilon x; & g \leq 1 \\ g - th^2 \epsilon x; & g > 1 \end{cases} \quad (1)$$

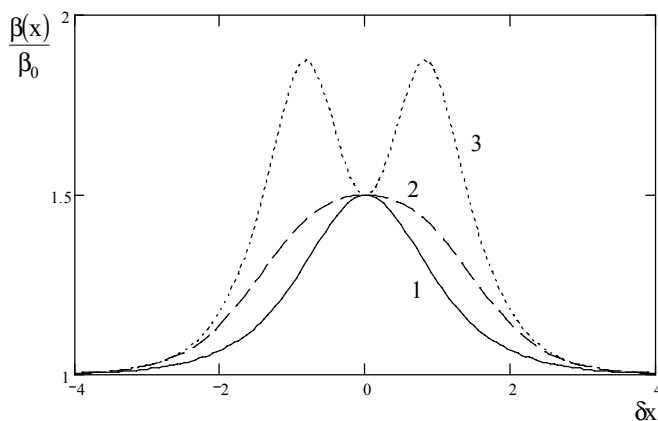


Рис. 1. Координатная зависимость константы одноосной анизотропии

$$\beta_1 = 0,5 \cdot \beta_0, \quad \delta = 0,5, \quad g = 0,8$$

1. -  $\epsilon/\delta = 0,5$ , 2. -  $\epsilon/\delta = 1$ , 3. -  $\epsilon/\delta = 2$

Здесь  $x$  – координата в направлении перпендикулярном плоскости дефекта,  $\beta_0$  – величина константы одноосной анизотропии материала вдали от дефекта,  $\beta_1, \delta, g, \epsilon$  – параметры дефекта, определяющие его форму (в частности,  $\beta_1, \delta^{-1}$  – характерные амплитуда и толщина дефекта соответственно).

Зависимость величины константы одноосной анизотропии от координат при различных значениях параметров дефекта изображена на рис. 1.

Данная зависимость достаточно хорошо описывает распределение анизотропии в феррит гранатах, выращенных методом жидко-фазной эпитаксии, в случае изменения температурного режима роста [5]. Кроме того, подобный дефект может быть создан в искусственных многослойных магнитных материалах с модулированной анизотропией [6]. В частности, дефекты анизотропии подобного вида были экспериментально обнаружены в аморфных модулированных пленках Tb-Fe [7].

### УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Найдем коэффициенты отражения и прохождения для СВ в среде с дефектом вида (1). Проведем решение на основе уравнений динамики порядка спиновой плотности [8], согласно которым представим намагниченность ферромагнетика в виде:

$$\vec{M}(\vec{r}, t) = -\vec{M}_0 \Psi^+(\vec{r}, t) \vec{\sigma} \Psi(\vec{r}, t),$$

где  $\vec{\sigma}$  - двухрядные матрицы Паули [9 с. 248];  $\Psi(\vec{r}, t)$  - зависящая от координат и времени квазиклассическая волновая функция, играющая роль параметра порядка спиновой плотности; символ + обозначает эрмитово сопряжение. В этом случае уравнение Лагранжа принимает вид [8]:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \mu_0 \vec{H}_e(\vec{r}, t) \vec{\sigma} \Psi(\vec{r}, t), \quad (2)$$

где  $\mu_0$  - магнетон Бора  $\vec{H}_e(\vec{r}, t)$  - эффективное магнитное поле.

Пусть образец находится во постоянном внешнем однородном магнитном поле  $\vec{H}_0$ , направленным вдоль оси легкого намагничивания. Будем считать, что константа обменного взаимодействия  $\alpha$  и намагниченность насыщения  $M_0$  однородны по всей толщине материала. Ось легкого намагничивания направим вдоль оси OZ. В этом случае для  $\vec{H}_e$  получаем [8]:

$$\vec{H}_e = [\alpha \Delta - \beta(x)] \vec{M}(\vec{r}, t) + \vec{e}_z [\beta(x) M_z(\vec{r}, t) + H_0],$$

где  $\Delta$  - оператор Лапласа,  $\vec{e}_i$  - единичные векторы декартовой системы координат.

Так как в основном состоянии материал намагничен вдоль оси OZ, то решение (2) следует искать в виде:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} \exp(i\eta t) \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \xi(\vec{r}, t) \\ \chi(\vec{r}, t) \end{pmatrix},$$

где  $\xi, \chi$  - малые добавки к компонентам  $\Psi(\vec{r}, t)$ , а  $\eta = -\mu_0 H_0 / \hbar$ . Считая  $\vec{M}^2 = \text{const}$  и линеаризуя уравнение (2) получаем

$$i\hbar \frac{\partial \chi}{\partial t} = -2\mu_0 M_0 [\alpha \Delta - \beta + \tilde{H}_0] \chi, \quad \xi = 0, \quad (3)$$

где  $\tilde{H}_0 = H_0 / 2\mu_0$ .

Проводя в (3) преобразование Фурье по  $t, y, z$

$$\chi(\vec{r}, t) = \tilde{\chi}(x) \exp\{i(\omega t + \vec{k}\vec{r})\},$$

где  $\vec{k}$  - проекция волнового вектора на плоскость дефекта,  $\vec{r} = y\vec{e}_y + z\vec{e}_z$ , приведем (3) к виду:

$$\frac{d^2 \tilde{\chi}}{dx^2} + \frac{1}{\alpha} \left[ B - \frac{\beta_1}{\text{ch}^2(\delta x) f(x, g, \varepsilon)} \right] \tilde{\chi} = 0, \quad (4)$$

где  $B = \tilde{H}_0 + \Omega - \alpha k^2 - \beta_0$ ,  $\Omega = \omega \hbar / 2\mu_0 M_0$ .

Данное уравнение описывает процесс свободного распространения возмущений намагниченности в ферромагнетиках с дефектом анизотропии, и по своей структуре аналогично уравнению Шредингера для движения частицы в одномерной потенциальной яме.

### СЛУЧАЙ ТОЧНОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

Уравнение (4) не допускает точного решения для произвольных  $g$ . Однако существует два предельных случая  $g = 0$ ,  $g \gg 1$ , при которых уравнение сводится к гипергеометрическому уравнению Гаусса [10 с. 421] и интегрируется. Решение (4) в этих случаях имеет следующий вид:

$$\tilde{\chi} = (1-u^2)^{\frac{-ik}{2}} F\left(-ik-S; -ik+S+1; -ik+1; \frac{1-u}{2}\right), \quad (5)$$

где  $\kappa = \sqrt{B}$  - безразмерное значение проекции волнового вектора СВ на ось OX,  $S = \frac{1}{2} \left( \sqrt{1 + 4\tilde{\beta}_1 / \delta^2 \alpha} - 1 \right)$ ,

$$u = \text{th}(\delta x), \quad \tilde{\beta}_1 = \begin{cases} \beta_1; & g \leq 1 \\ \beta_1/g; & g > 1 \end{cases}.$$

Решение (5) при  $x \rightarrow +\infty$  содержит только прошедшую волну  $\tilde{\chi} \sim \exp(ik\delta x)$ , а при  $x \rightarrow -\infty$  имеет следующую асимптотику:

$$\tilde{\chi} = \exp\{-ik\delta x\} \frac{\Gamma(ik)\Gamma(1-ik)}{\Gamma(-S)\Gamma(1+S)} + \exp\{ik\delta x\} \frac{\Gamma(-ik)\Gamma(1-ik)}{\Gamma(-S)\Gamma(-ik+S+1)}. \quad (6)$$

Множители при  $\exp\{\pm ik\delta x\}$  в (6) являются амплитудами падающей и отраженной волн соответственно. Вычислив квадрат модуля их отношения, можно найти энергетический коэффициент отражения СВ  $R$ . Для коэффициента прохождения СВ  $D_0 = 1 - R$  получим

$$D_0 = \text{sh}^2(\pi\kappa) \left[ \text{sh}^2(\pi\kappa) + \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \sqrt{1 - \frac{4\tilde{\beta}_1}{\delta^2\alpha}}\right) \right]^{-1}. \quad (7)$$

График зависимости коэффициента прохождения СВ от параметров дефекта, вычисленный по формуле (7), при различных значениях волнового числа  $\kappa$  изображен на рис.2. Как видно из рисунка, данная зависимость

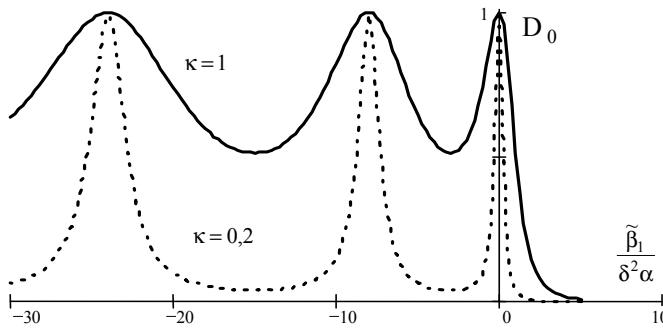


Рис. 2. Зависимость коэффициента прохождения СВ от параметров дефекта

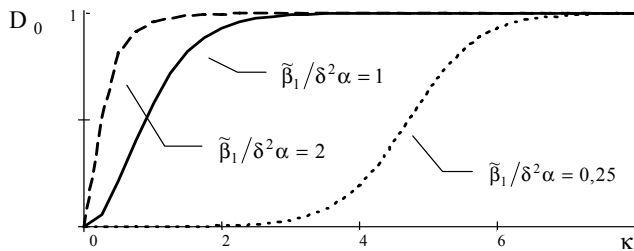


Рис. 3. Зависимость коэффициента прохождения СВ от волнового числа

носит ярко выраженный немонотонный характер и существенно зависит от величины соотношения длины проекции волнового вектора СВ на направление, перпендикулярное плоскости дефекта, и толщины дефекта. Заметим что при выполнении следующих соотношений между параметрами дефекта и материала  $1 + 4\tilde{\beta}_1/\delta^2\alpha = (2n + 1)^2$  ( $n = 0, 1, \dots$ ) СВ не претерпевают отражения от дефекта, что соответствует безотражательным потенциалам модифицированной ямы Пешля-Таллера [9, с. 99].

На рис. 3. изображен график зависимости коэффициента прохождения от волнового числа при различных значениях параметров дефекта. Как видно из рисунка, коэффициент прохождения СВ монотонно возрастает с ростом проекции волнового числа  $\kappa$ .

Принимая о внимание, что величина проекции волнового числа  $\kappa$  определяется не только параметрами материала и дефекта, но и углом падения СВ, очевидно, что такой тип дефекта может быть использован в качестве фильтра верхних частот или фильтра направления СВ в устройствах спинволновой электроники. Изменяя величину внешнего магнитного поля  $\vec{H}_0$  можно также существенным образом влиять на коэффициент прохождения СВ.

**ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ В СЛУЧАЕ МАЛЫХ ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРА g**

При  $g \neq 0$  но  $g \ll 1$  коэффициент прохождения СВ может быть найден по теории возмущений. Представим  $\beta(x)$  в виде

$$\beta(x) = \beta^{(0)}(x) + g \cdot \beta^{(1)}(x) + o(g^2), \quad (8)$$

где

$$\beta^{(0)}(x) = \beta_0 + \frac{\beta_1}{\text{ch}^2 \delta x}, \quad \beta^{(1)}(x) = \frac{\beta_1}{\text{ch}^2 \delta x} \text{th}^2(\epsilon x).$$

Будем искать решение (4) в виде  $\tilde{\chi} = \chi_0 + g \cdot \chi_1$ . Тогда, с учетом (8) уравнения движения намагниченности примут вид

$$\begin{cases} \frac{d^2\chi_0}{dx^2} + \frac{1}{\alpha} (B - \beta^{(0)}(x))\chi_0 = 0 \\ \frac{d^2\chi_1}{dx^2} + \frac{1}{\alpha} (B - \beta^{(0)}(x))\chi_1 = \frac{\beta_1(x) \cdot \chi_0}{\alpha} \end{cases} \quad (9)$$

Решение первого уравнения системы (9) было найдено ранее (6). Решение второго уравнения системы имеет вид

$$\chi_1 = -\frac{1}{2i\kappa \cdot \phi(+\infty)} \left[ A\phi + \int_0^{\xi} \frac{\chi_0 \beta^{(1)}(\xi) \cdot \chi_0}{\alpha \delta^2} d\xi + B\chi_0 - \chi_0 \int_0^{\xi} \frac{\chi_0 \beta^{(1)}(\xi) \cdot \phi}{\alpha \delta^2} d\xi \right], \quad (10)$$

где

$$\phi = (1 - u^2)^{-\frac{i\kappa}{2}} \left( \frac{1 - u}{2} \right)^{i\kappa} F\left( \kappa + 1; -\kappa; \kappa + 1; \frac{1 - u}{2} \right).$$

Решение (10) должно удовлетворять следующим естественным условиям  $\tilde{\chi}(+\infty) \approx \exp\{i\kappa x\}$ , т.е. содержать только прошедшую волну. Нормируя падающую волну на единицу, окончательно получим

$$\begin{aligned} \chi_1(+\infty) &= \frac{1 + i\kappa}{2i\kappa S(S+1)\alpha\delta^2} 2^{i\kappa} \left[ \langle \phi | \beta^{(1)} | \chi_0 \rangle + Q \langle \chi_0 | \beta^{(1)} | \chi_0 \rangle \right] e^{i\kappa x}, \\ Q &= \frac{\Gamma[i\kappa + 1] \Gamma[i\kappa] \Gamma[-i\kappa - S] \Gamma[-i\kappa + S + 1] (\kappa + 1)}{\Gamma[1 - i\kappa] \Gamma[-i\kappa] \Gamma[i\kappa - S] \Gamma[i\kappa + S + 1] (i\kappa - 1)}, \end{aligned} \quad (11)$$

тогда для коэффициента прохождения в первом порядке по  $g$  будет иметь место следующее выражение

$$D = D_0 + 2g \operatorname{Im}(\chi_1(+\infty)), \quad (12)$$

где «невозмущенное» значение коэффициента пропускания  $D_0$  определяется выражением (7).

Таким образом, выражение (12) позволяет вычислять линейные поправки к коэффициенту прохождения СВ для дефекта вида (1).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе проведено теоретическое рассмотрение рассеяния спиновых волн в материале, содержащем модельный дефект константы одноосной магнитной анизотропии. Вычислен энергетический коэффициент пропускания СВ для точно решаемой модели дефекта анизотропии. В рамках теории возмущений найдена линейная поправка к точно решаемой модели. Показано, что на данном типе дефекта может быть реализован управляемый внешним магнитным полем фильтр верхних частот или фильтр направления СВ. Выявлена особенность безотражательности дефекта для некоторой области параметров материала. Полученные выражения могут быть использованы при проектировании функциональных устройств спинволновой микроэлектроники.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Данилов В.В., Зависяк М.В., Балинский М.Г. Спинволновая электродинамика. - Киев: Лыбидь, 1991. - 212 с.
2. Шамсутдинов М.А., Веселаго В.Г., Фарзудинов М.М., Екомасов Е.Г. Структура и динамические характеристики доменных границ в магнетиках с неоднородной магнитной анизотропией. // Физика твердого тела. - 1990. - Т.32, № 2. - С. 497-502.
3. Горобец Ю.И., Кучко А.Н., Васильев С.В. Возбуждение модулированных спиновых волн модельным одномерным дефектом анизотропии. // Физика металлов и металловедение - 1998. - Т.85, № 3. - С. 40-45.
4. Иванов Б.А. Локальные моды и рассеяние спиновых волн на солитоне в двумерном изотропном ферромагнетике // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. - 1995. - Т. 61, № 11. - С. 898-902
5. Шамсутдинов М.А. Доменные границы в ферромагнетике с одномерными неоднородностями параметра обменного взаимодействия и константы анизотропии. // Физика твердого тела. - 1991. - Т.33. - № 11. - С. 3336-3342.
6. Дьячук П.П., Лариов Е.В. Многослойные ферромагнитные структуры с периодическими неоднородностями анизотропии. // Физика твердого тела. - 1995. - Т. 37, № 12. - С.3735-3737.
7. Шпиль Е.В., Погорельый А.Н. Магнитная анизотропия в аморфных и модулированных пленках Tb-Fe. // Физика твердого тела. - 1996. - Т.38, № 3. - С. 763-768.
8. Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. - Киев: Наукова думка, 1988. - 168 с.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. - М. Наука: 1989. - 768 с.
10. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. - М.: Наука, 1976. - 576 с.

**REFLECTION OF SPIN WAVES ON A DEFECT OF ANISOTROPY****A.N. Kuchko, S.V. Vasil'ev***Donetsk National University, 24, Universitetskaja str., Donetsk, Ukraine, 83055**E-mail:kuchko@dongu.donetsk.ua*

In a continuum approximation a theoretical study is conducted of spin waves propagation process in infinite easy axes magnetic with model one-dimensional defect of constant of magnetic anisotropy. The energy transmission factor of spin waves in case of exact solvable model of defect is calculated. In the framework of theory of perturbation a the linear amendment to transmission factor was calculated. This type of defect may be used as a high-pass filter or a direction filter of spin waves.

**KEY WORDS:** Landau-Lifshitz equation, parameter of Spin-Density, spin waves, reflection, defect of anisotropy