Low Temperature Physics/Физика низких температур, 2012, т. 38, № 2, с. 209–213

Влияние внешнего магнитного поля на параметры поверхностной двухфокусной спин-волновой ферромагнитной линзы

С.А. Решетняк, А.С. Бережинский

Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»
пр. Победы, 37, г. Киев, 03056, Украина
E-mail: berejinskiy@gmail.com

Статья поступила в редакцию 5 апреля 2011 г., после переработки 4 июля 2011 г.

Исследовано влияние магнитного поля на преломление поверхностной спиновой волны при прохождении через неоднородность в виде линзы, представляющей собой двуосный ферромагнетик, помещенный в одноосную ферромагнитную среду.

Досліджено вплив магнітного поля на заломлення поверхневої спінової хвилі при проходженні крізь неоднорідність у формі лінзи, яка являє собою двовісний феромагнетик, який поміщений в одновісне феромагнітне середовище.

PACS: 75.30.Ds Спиновые волны;
75.50.Dd Неметаллические ферромагнитные материалы.

Ключевые слова: поверхностные спиновые волны, ферромагнетик, спин-волновая линза, фокальное расстояние.

1. Введение

Уже в нескольких работах предложены приборы, основанные на использовании спиновых волн (например, [1,2]). Стремительный прогресс в спинтронных технологиях вызывает необходимость теоретического описания особенностей поведения спиновых волн в неоднородных структурах той или иной конфигурации.

В частности, цикл экспериментальных работ авторов A.A. Serga, M. Kostylev, B. Hillebrands и A.V. Chumak [2–6] позволил получить представление о возможностях управления, фильтрации спиновых волн, а также создания модулей их генерации, переключения и т.п. в устройствах на обменных спиновых волнах.

Следует отметить, что проблема преломления поверхностных спиновых волн была также затронута в статье [7], где рассматривалось распространение дипольно-обменных поверхностных спиновых волн без учета анизотропии. Данная же работа посвящена использованию подхода геометрической оптики [8] для описания поведения поверхностной обменной спиновой волны при распространении в ферромагнитной среде с неоднородным распределением магнитных параметров. Использование этого подхода обеспечивает возможность изменять направление спиновой волны, а также фокусировать ее в выбранных точках вследствие внедрения в материал искусственных неоднородностей и изменения внешнего магнитного поля.

Отметим, что этот подход уже был использован для описания отражения и преломления спиновых волн в одноосных [9] и двуосных [10] ферромагнетиках. В частности, было обнаружено, что в магнитодвуосных средах при определенных условиях появляется возможность наблюдения эффекта двулучепреломления спиновых волн, в связи с чем и возникла идея использовать данное свойство определенных материалов для построения спин-волновой линзы с двумя фокусами, соответствующими различным ветвям спиновой волны. А поскольку показатели преломления спиновой волны зависят не только от частоты и параметров материала, но и от величины внешнего магнитного поля, то существует возможность «управления» фокусными расстояниями без изменения параметров среды.

В этой связи в данной работе в формализме геометрической оптики теоретически рассчитываются «оптические» параметры (показатель преломления, фокусное расстояние) спин-волновой линзы, роль которой исполняет двуосный ферромагнетик в форме двояковыпуклой собирательной линзы, помещенной в среду из одноосного ферромагнетика, а также анализируются полевые зависимости указанных величин.

2. Основные уравнения

Рассмотрим систему, которая состоит из трех частей. Первая и третья части (вдоль направления оси x) представляют собой одноосный полубесконечный ферромагнетик, а между ними находится двуосный ферромагнетик, изготовленный в форме двояковыпуклой собирательной линзы. Первая и третья части характеризуются следующими параметрами: обменного взаимодействия α_1, одноосной магнитной анизотропии β_1, величиной намагниченности насыщения M_{01}. Аналогично вторая часть характеризуется параметрами $\alpha_2, \beta_2, M_{02}$ и параметром ромбической магнитной анизотропии ρ_2. Легкая ось параллельна направлению внешнего магнитного поля H_0 и оси z. Кроме того, плоскость $z = 0$ отделяет данную структуру от вакуума.

Рассмотрим границу между первой и второй частями системы. Используем формализм спиновой плотности [11,12], согласно которому намагниченность можно представить в виде

$$\mathbf{M}_j(\mathbf{r},t) = M_{0j}\boldsymbol{\psi}_j^{+}(\mathbf{r},t)\sigma\boldsymbol{\psi}_j(\mathbf{r},t), \quad j = 1, 2, \tag{1}$$

где $\boldsymbol{\psi}_j$ — квазиклассические волновые функции, которые играют роль параметра порядка спиновой плотности, $\mathbf{r}$ — радиус-вектор декартовой системы координат, t — время, σ — матрицы Паули.

Принцип наименьшего действия приводит к следующим уравнениям Лагранжа $\boldsymbol{\psi}_j$ при отсутствии затухания в системе [11]:

$$i\hbar\frac{\partial\boldsymbol{\psi}_j(\mathbf{r},t)}{\partial t} = -\mu_0\mathbf{H}_{ej}\sigma\boldsymbol{\psi}_j(\mathbf{r},t),$$

$$i\hbar\frac{\partial\boldsymbol{\psi}_j^{+}(\mathbf{r},t)}{\partial t} = \mu_0\mathbf{H}_{ej}\sigma\boldsymbol{\psi}_j^{+}(\mathbf{r},t), \tag{2}$$

где μ_0 — магнетон Бора, $\hbar$ — постоянная Планка, $\mathbf{H}_{ej} = -\dfrac{\partial w_j}{\partial \mathbf{M}_j} + \dfrac{\partial}{\partial x_k}\dfrac{\partial w_j}{\partial\left(\dfrac{\partial \mathbf{M}_j}{\partial x_k}\right)}$ — эффективное магнитное поле, w_j — плотность энергии. В обменном приближении плотность энергии записывается как [13]

$$w_1 = \frac{\alpha}{2}\left(\frac{\partial m_1}{\partial x_k}\right)^2 + \frac{\beta}{2}\left(m_{1x}^2 + m_{1y}^2\right) - H_0 M_{1z},$$

$$w_2 = \frac{\alpha}{2}\left(\frac{\partial m_2}{\partial x_k}\right)^2 + \frac{\beta}{2}\left(m_{2x}^2 + m_{2y}^2\right) + \rho m_{2x}^2 - H_0 M_{2z}. \tag{3}$$

Здесь учтено, что в основном состоянии материал намагничен параллельно оси $\mathbf{e}_z$, $M_j^2(\mathbf{r},t) = \text{const}$ и $\mathbf{M}_j(\mathbf{r},t) = M_{0j}\mathbf{e}_z + \mathbf{m}_j(\mathbf{r},t)$, где $\mathbf{m}_j(\mathbf{r},t)$ — малая поправка к основному состоянию. Используя линейную теорию возмущений, решение (2) можно записать в виде

$$\boldsymbol{\psi}_j(\mathbf{r},t) = \exp\left(\frac{i\mu_0 H_0 t}{\hbar}\right)\begin{pmatrix} 1 \\ \chi_j(\mathbf{r},t)\end{pmatrix}, \quad j = 1, 2, \tag{4}$$

где $\chi_j(\mathbf{r},t)$ — малая добавка, характеризующая отклонение намагниченности от основного состояния.

На поверхности $z = 0$ должно выполняться граничное условие [10,13]:

$$\frac{\partial\chi_j}{\partial z}\left(x, y, 0, t\right) - L_j\left(x, y, 0, t\right) = 0, \quad j = 1, 2, \tag{5}$$

где L_j — параметр закрепления спинов на поверхности магнетика. Линеаризируя уравнение (2) с учетом (4) и проводя преобразования Фурье по времени и координатам x, y, получаем закон дисперсии спиновых волн в виде

$$\Omega_1 = \alpha_1(\mathbf{r}_\perp)k_{1\perp}^2(\mathbf{r}_\perp) + \beta_1(\mathbf{r}_\perp) + \widetilde{H}_{01} - \alpha_1(\mathbf{r}_\perp)L_1^2,$$

$$\Omega_2 = \left[\alpha_2(\mathbf{r}_\perp)k_{2\perp}^2(\mathbf{r}_\perp) + \beta_2(\mathbf{r}_\perp) + \widetilde{H}_{02} - \alpha_2(\mathbf{r}_\perp)L_2^2\right]\times$$

$$\times\left[\alpha_2(\mathbf{r}_\perp)k_{2\perp}^2(\mathbf{r}_\perp) + \rho_2(\mathbf{r}_\perp) + \beta_2(\mathbf{r}_\perp) + \widetilde{H}_{02} - \alpha_2(\mathbf{r}_\perp)L_2^2\right], \tag{6}$$

где $\widetilde{H}_{0j} = H_0 / M_{0j}$, $\Omega_j = \omega\hbar/(2\mu_0 M_{0j})$, ω — частота, $\mathbf{k}_\perp = (k_x, k_y, 0)$, $\mathbf{r}_\perp = (x, y, 0)$.

3. Использование подхода геометрической оптики

Как следует из уравнений (6),

$$\alpha_1(\mathbf{r}_\perp)k_{1\perp}^2(\mathbf{r}_\perp) = \Omega_1 - \beta_1(\mathbf{r}_\perp) - \widetilde{H}_{01} + \alpha_1(\mathbf{r}_\perp)L_1^2,$$

$$\alpha_2(\mathbf{r}_\perp)k_{2\perp}^2(\mathbf{r}_\perp) = \alpha_2(\mathbf{r}_\perp)L_2^2 - \frac{\rho_2(\mathbf{r}_\perp)}{2} -$$

$$-\beta_2(\mathbf{r}_\perp) - \widetilde{H}_{02} \pm \sqrt{\Omega_2^2 + \rho_2^2(\mathbf{r}_\perp)/4}. \tag{7}$$

Если длина спиновой волны λ удовлетворяет условию использования геометрооптического приближения [8] $\lambda << a$, где a — характерный размер имеющихся в среде неоднородностей, то получаем аналог классического уравнения Гамильтона–Якоби [14]:

$$(\nabla_\perp s_j(\mathbf{r}_\perp))^2 = n_j^2(\mathbf{r}_\perp), \quad j = 1, 2, \tag{8}$$

где $\nabla_\perp = \mathbf{e}_x\dfrac{\partial}{\partial x} + \mathbf{e}_y\dfrac{\partial}{\partial y}$, $n_j^2(\mathbf{r}_\perp) = \dfrac{k_j^2(\mathbf{r}_\perp)}{k_0^2}$, s_j — эйконал.

Как и в оптике, будем считать, что правая часть уравнения (8) представляет собой квадрат показателя преломления. Тогда относительный показатель преломления

$$n^{\pm}=\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2^{\pm}}=\frac{k_2^{\pm}}{k_1}=\sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\frac{\alpha_2 L_2^2-\frac{\rho_2}{2}-\beta_2-\widetilde{H}_{02}\pm\sqrt{\Omega_2^2+\rho_2^2/4}}{\alpha_1 L_1^2-\beta_1-\widetilde{H}_{01}+\Omega_1}}, \tag{9}$$

где θ_1 – угол падения, $\theta_2^{\pm}$ — углы преломления. Как видим, благодаря закреплению спинов возникает возможность наблюдения эффекта двулучепреломления.

4. Параметры спин-волновой линзы

Согласно [10], амплитуда отражения спиновой волны на границе раздела однородных сред дается выражением:

$$R^{\pm}=\frac{k_0\alpha_1\alpha_2\gamma\cos\theta_1\sqrt{\left(n^{\pm}\right)^2-\sin^2\theta_1}-iA\left(\alpha_1\cos\theta_1-\alpha_2\gamma^2\sqrt{\left(n^{\pm}\right)^2-\sin^2\theta_1}\right)}{k_0\alpha_1\alpha_2\gamma\cos\theta_1\sqrt{\left(n^{\pm}\right)^2-\sin^2\theta_1}-iA\left(\alpha_1\cos\theta_1+\alpha_2\gamma^2\sqrt{\left(n^{\pm}\right)^2-\sin^2\theta_1}\right)}\,. \tag{10}$$

Здесь $\gamma = M_{20}/M_{10}$, A — параметр обмена на границе раздела типа «плоский дефект» [9,11].

Оценим параметры материала для тонкой линзы и малых углов падения. Очевидно, мы должны обеспечить необходимую прозрачность линзы. Как известно, интенсивность отраженной волны определяется как квадрат модуля амплитуды отражения, а согласно (10) (для малых углов падения и $A\to\infty$, что соответствует «идеальному» обмену на границе раздела, т.е. полной синхронности колебаний соседних магнитных моментов по обе стороны от границы раздела),

$$\left|R^{\pm}\right|^2=\left(\frac{\alpha_1-\alpha_2\gamma^2 n^{\pm}}{\alpha_1+\alpha_2\gamma^2 n^{\pm}}\right)^2. \tag{11}$$

Требуя выполнения условия $\left|R^{\pm}\right|^2<\eta$, где η — необходимая степень малости коэффициента отражения, получаем ограничение на $n^{\pm}$ и, следовательно, на α, β, ρ, ω, L, M_0 и H_0:

$$\frac{1-\sqrt{\eta}}{1+\sqrt{\eta}}<\frac{\alpha_2}{\alpha_1}n^{\pm}<\frac{1+\sqrt{\eta}}{1-\sqrt{\eta}}\,. \tag{12}$$

В частности, при $\alpha_1=\alpha_2$, $M_{01}=M_{02}$, $L_1=L_2$ коэффициент отражения не превышает 10%, если $0{,}52 < n^{\pm} < 1{,}92$ [12]. При таком соотношении получаем поверхность, которая пропускает 90% падающей волны, таким образом, получаем линзу с малым отражением.

Для выполнения условия геометрической оптики толщина линзы ограничивается неравенством:

$$a\gg 2\pi\sqrt{\frac{\alpha}{\alpha L^2-\rho/2-\beta-\widetilde{H}_0\pm\sqrt{\Omega^2+\rho^2/4}}}\,. \tag{13}$$

Фокусные же расстояния $f^{\pm}$ линзы для соответствующих ветвей спиновой волны определяются формулой

$$\frac{1}{f^{\pm}}=\left(n^{\pm}-1\right)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right), \tag{14}$$

где R_1, R_2 — радиусы кривизны поверхностей линзы. Например, для линзы, сформированной из феррит-граната в другом феррит-гранате, при радиусе кривизны $R_1 = -R_2 = 1$ мкм (с учетом принятого в оптике правила, что для двояковыпуклых линз $R_1>0$, а $R_2<0$), толщине линзы $a = 0{,}1$ мкм и показателе преломления для какой-либо из ветвей $n^{\pm} = 1{,}8$ получим соответствующее фокусное расстояние $f^{\pm}\approx 0{,}6$ мкм.

5. Обсуждение результатов

На рис. 1–4 изображены зависимости оптических параметров спин-волновой линзы от внешнего магнитного поля при фиксированных значениях параметров материала, характерных для феррит-гранатов ($\alpha_1 = 6\cdot10^{-11}\,\text{см}^2$, $\alpha_2 = 5{,}4\cdot10^{-11}\,\text{см}^2$, $\beta_1 = 10$, $\beta_2 = 15$, $M_{01} = 100$ Гс, $M_{02} = 105$ Гс, $\rho_2 = 2$, $L_1 = 15\cdot10^5$ см$^{-1}$, $L_2 = 22\cdot10^5$ см$^{-1}$) [15].

Рисунок 1 показывает зависимость показателей преломления для обеих ветвей спиновой волны n^+ и n^- от внешнего магнитного поля для частоты спиновой волны $\omega = 1{,}2\cdot10^{11}$ с$^{-1}$ (*а*), $\omega = 0{,}9\cdot10^{11}$ с$^{-1}$ (*б*). Как видим, с изменением значения поля показатели преломления, соответствующие различным ветвям, меняются не синхронно, что дает возможность управлять не только их абсолютными значениями, но и достигать необходимого взаимного соотношения. Отметим, что штрихованная линия отвечает началу запрещенной зоны в одноосной среде и, как следствие, отсутствию падающей волны.

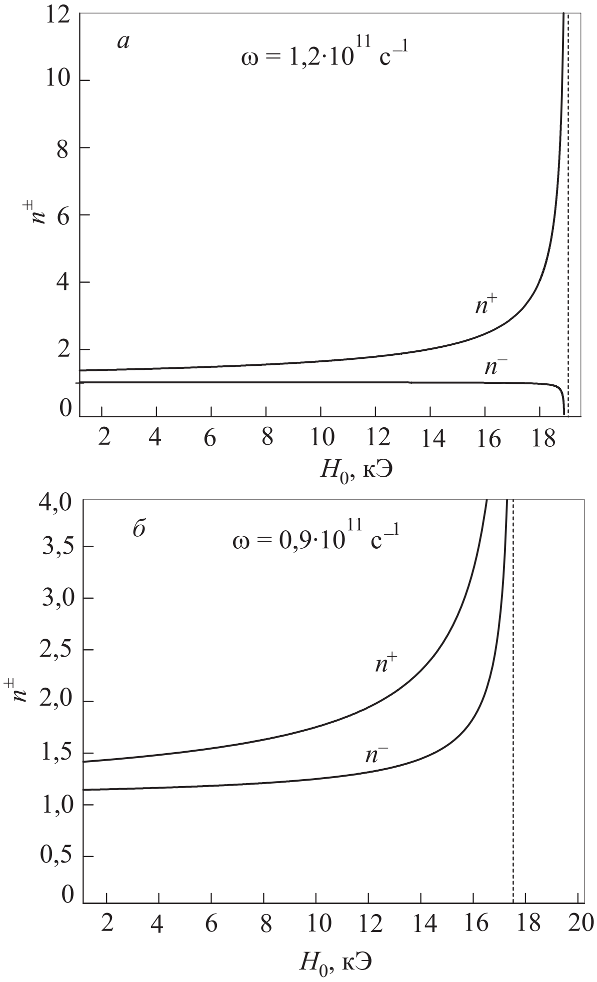

Рис. 1. Зависимости показателей преломления n^+ и n^- от внешнего магнитного поля H_0 при α_1 = 5,44·10^{-11} см^2, α_2 = = 6·10^{-11} см^2, β_1 = 10, β_2 = 15, M_{01} = 100 Гс, M_{02} = 105 Гс, ρ_2 = 2, L_1 = 15·10^5 см$^{-1}$, L_2 = 22·10^5 см$^{-1}$ при различных частотах спиновой волны, ω, с$^{-1}$: 1,2·10^{11} (*а*) и 0,9·10^{11} (*б*).

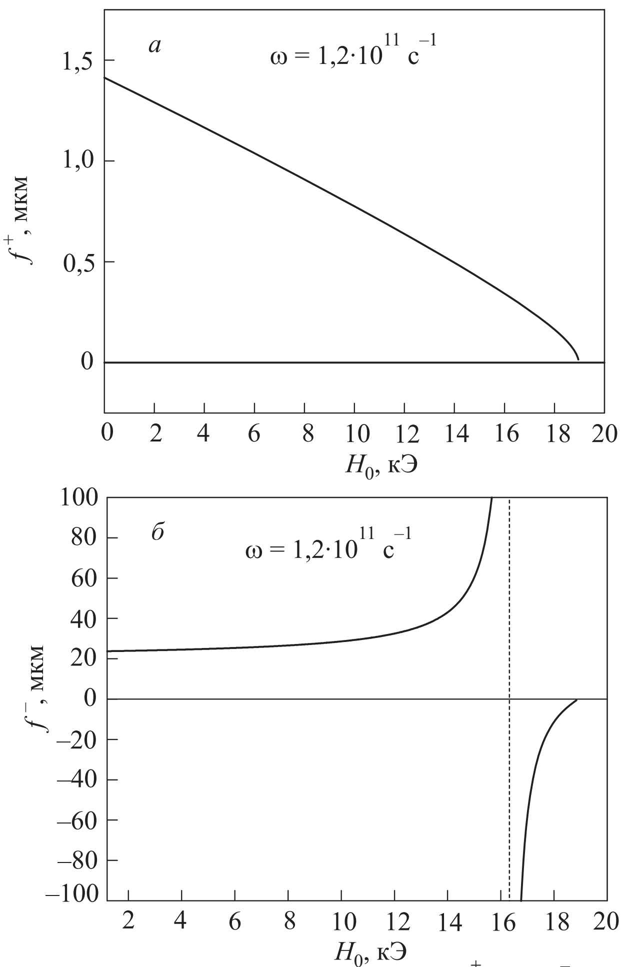

Рис. 2. Зависимость фокусных расстояний f^+ (*а*) и f^- (*б*) от внешнего магнитного поля H_0 при α_1 = 5,44·10^{-11} см^2, α_2 = = 6·10^{-11} см^2, β_1 = 10, β_2 = 15, M_{01} = 100 Гс, M_{02} = 105 Гс, ρ_2 = 2, L_1 = 15·10^5 см$^{-1}$, L_2 = 22·10^5 см$^{-1}$.

На рис. 2 представлены зависимости фокальных расстояний f^+ (рис. 2,*а*) и f^- (рис. 2,*б*) от величины внешнего постоянного однородного магнитного поля для частоты ω = 1,2·10^{11} с$^{-1}$. Отметим, что для данной конфигурации системы в полях H_0 > 18,97 кЭ спиновая волна не может распространяться, так как подкоренное выражение в (9) становится отрицательным, что соответствует запрещенной зоне в спектре материала. Штрихованная линия на рис. 2,*б* соответствует точке $n^-(H_0) = 1$, в которой фокусное расстояние f^- обращается в бесконечность. Следует отметить, что при этом фокусное расстояние f^+ остается конечным. То есть при необходимости с помощью изменения внешнего магнитного поля можно «заставить» одну из ветвей спиновой волны проходить через линзу без фокусировки, а другую сфокусироваться в определенной точке.

На рис. 3 изображены зависимости фокальных расстояний f^+ и f^- от величины внешнего постоянного однородного магнитного поля для частоты спиновой волны ω = 0,9·10^{11} с$^{-1}$.

На рис. 4 приведена зависимость расстояния между фокусами f^- и f^+ от величины внешнего магнитного поля для частоты спиновой волны ω = 1,2·10^{11} с$^{-1}$.

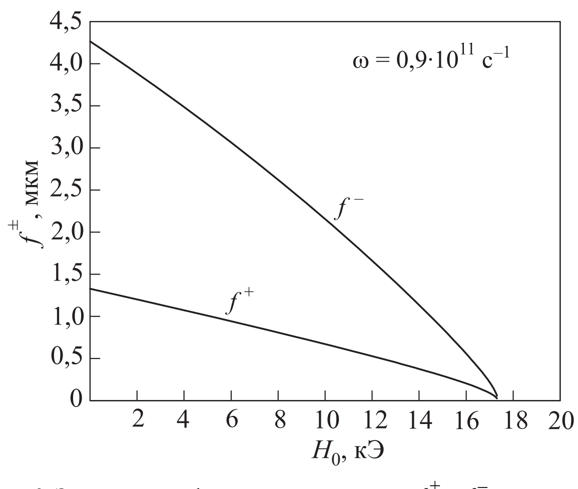

Рис. 3. Зависимости фокусных расстояний f^+ и f^- от внешнего магнитного поля H_0 при α_1 = 5,44·10^{-11} см^2, α_2 = 6·10^{-11} см^2, β_1 = 10, β_2 = 15, M_{02} = 100 Гс, M_{02} = 105 Гс, ρ_2 = 2, L_1 = = 15·10^5 см$^{-1}$, L_2 = 22·10^5 см$^{-1}$.

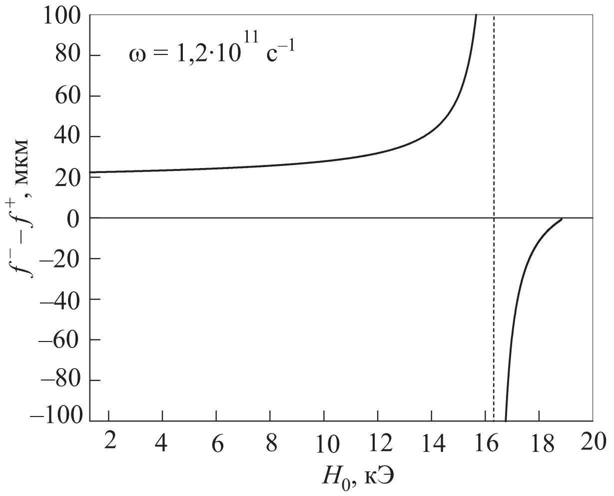

Рис. 4. Зависимость расстояния между фокусами ($f^- - f^+$) от внешнего магнитного поля H_0 при $\alpha_1 = 5{,}44\cdot10^{-11}$ см^2, $\alpha_2 = 6\cdot10^{-11}$ см^2, $\beta_1 = 10$, $\beta_2 = 15$, $M_{01} = 100$ Гс, $M_{02} = 105$ Гс, $\rho_2 = 2$, $L_1 = 15\cdot10^5$ см$^{-1}$, $L_2 = 22\cdot10^5$ см$^{-1}$.

Заметим, что при необходимости можно подобрать параметры материала таким образом, чтобы через линзу проходили только волны, которые отвечают одной из ветвей, в то время как волны другой ветви были бы полностью отфильтрованы [10].

Но наиболее интересным моментом, на наш взгляд, является сама возможность изменять в широких пределах значения фокусных расстояний отдельных ветвей спиновых волн посредством изменения значения внешнего магнитного поля без изменения параметров среды, как это видно на рис. 3, 4. Кроме того, в различных частотных диапазонах можно получить различное соотношение между фокусными расстояниями линзы, соответствующим разным ветвям спиновой волны. Это дает возможность создания управляемого устройства с перспективой его использования в качестве составляющей элементной базы приборов спин-волновой микроэлектроники.

1. A. Khitun, M.Q. Bao, and K.L. Wang, *J. Phys. D: Appl. Phys*. **43**, 264005 (2010).
2. T. Schneider, A.A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R.L. Stamps, and M.P. Kostylev, *Appl. Phys. Lett*. **92**, 022505 (2008).
3. T. Schneider, A.A. Serga, T. Neumann, and B. Hillebrands, *Phys. Rev*. **B77**, 214411 (2008).
4. A.A. Serga, M.P. Kostylev, and B. Hillebrands, *Phys. Rev. Lett*. **101**, 137204 (2008).
5. A.V. Chumak, A.A. Serga, and B. Hillebrands, *Phys. Rev*. **B79**, 014405 (2009).
6. T. Neumann, A.A. Serga, B. Hillebrands, and M.P. Kostylev, *Appl. Phys. Lett*. **94**, 042503 (2009).
7. D.E. Jeong, D.S. Han, S. Choi, and S.K. Kim, *arXiv*: *0901.1700*.
8. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1973).
9. Ю.И. Горобец, С.А. Решетняк, *ЖТФ* **68**, 60 (1998).
10. С.А. Решетняк, *ФТТ* **46**, 1031 (2004).
11. В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, *Цилиндрические магнитные домены и их решетки*, Наукова думка, Киев (1988).
12. С.А. Решетняк, *ФНТ* **30**, 398 (2004) [*Low Temp. Phys*. **30**, 295 (2004)].
13. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967).
14. Ю.А. Кравцов, Ю.И. Орлов, *Геометрическая оптика неоднородных сред*, Наука, Москва (1980).
15. А. Эшенфельдер, *Физика и техника цилиндрических магнитных доменов*, Мир, Москва (1983).

Influence of external magnetic field on parameters of surface two-focus spin-wave ferromagnetic lens

S.A. Reshetnyak and A.S. Berezhinskiy

The influence of external magnetic field on refraction of surface spin wave propagating through inhomogeneity created in the form of a lens, that is a biaxial ferromagnet placed into uniaxial ferromagnetic medium, is studied.

PACS: 75.30.Ds Spin waves;
75.50.Dd Nonmetallic ferromagnetic materials.

Keywords: surface spin waves, ferromagnetic medium, spin-wave lens, focal distance.