

СПЕКТР МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН ФЕРРОМАГНИТНЫХ ОБРАЗЦОВ С НАКЛОННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Сагдаткиреева М.Б., Мухутдинова А.Р. (MuhutdinovaAR@ic.bashedu.ru)

Башкирский государственный университет

Среди различных проявлений ферромагнетизма проблема магнитоупругого взаимодействия занимает важное место как с точки зрения изучения природы магнетизма, так и с точки зрения различных технических применений этого эффекта. Магнитоупругое взаимодействие играет важную роль в формировании многих свойств магнитоупорядоченных кристаллов. Помимо известного и широко используемого магнитоакустического резонанса, можно указать на существенное влияние этого взаимодействия на процессы магнитной релаксации, квазистатического перемагничивания, нелинейную динамику магнетиков и т.п. [1]. В динамике магнитоупорядоченных сред магнитоупругое взаимодействие проявляется как взаимодействие упругих и спиновых волн, приводящее к возникновению магнитоупругих волн.

С практической точки зрения магнитоупругие волны представляют большой интерес для функциональной электроники, используемых в линиях задержки, перестраиваемых резонаторах и фильтрах, фазовых модуляторах, анализаторах спектра и других.

Однако спектр магнитоупругих волн многоосных ферромагнетиков с наклонной анизотропией мало изучен.

Исследования доменной структуры ферромагнитных материалов с наклонной осью легкого намагничивания (ОЛН) из магнитоплюмбита [2, 3], косорезанных тонких слоев кобальта [4], косоосажденных пленок [5, 6], привели к тому, что изменения магнитных констант материалов, их структура и субструктура не оказывают влияния на характер формирования и перестройки доменной структуры (ДС) в них. Основной причиной формирования и перестройки ДС является значительное отклонение одной из ОЛН относительно нормали к плоскости образца. Контрольные эксперименты авторов работы [7] на эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов с наклонной ОЛН, отличной от **111**, подтвердили те же закономерности в формировании и перестройке ДС. Любое отклонение ОЛН от нормали к поверхности приводит к изменению магнитных характеристик пленок. В зависимости от угла наклона ОЛН изменяются плотность доменов, их динамические свойства, появляется наклон плоских доменных границ (ДГ) и цилиндрических доменов [5].

При этом полосовая доменная структура является общим свойством широкого класса ферромагнитных материалов и она реализуется в отсутствии магнитного поля в ферромагнитных материалах, имеющих форму пластинки и пленки [5]. В теоретическом аспекте вопросы формирования и перестройки ДС в многоосных ферромагнетиках с наклонной анизотропией в зависимости от угла наклона ОЛН относительно нормали к плоскости образца, толщины образца исследованы в [8].

Спектр магнитоупругих волн многоосных ферромагнетиков с наклонной анизотропией с учетом угла наклона ОЛН относительно нормали к плоскости образца, толщины образца и наведенной анизотропии в плоскости образца типа "легкая ось" был исследован нами в работах [9-13]. Результаты исследований показывают, что изменение угла наклона одной из ОЛН многоосных ферромагнитных образцов независимо от магнитокристаллической структуры и типа наведенной анизотропии в плоскости образца приводят в спектре магнитоупругих волн к следующему:

- возникновению второго значения частоты магнитоупругого резонанса, область существования которого определяется знаком и величиной фактора тонкой структуры (ТС)

$$R = \frac{m_1 \left(1 + \frac{4m_1'^2}{m_1^2} \right)^{1/2}}{C} \quad \text{и при этом она стабильна, если } R \leq 1;$$

- обнаружению диффузионной области спиновой волны, соответствующей изменению полярности и плотности ТС в ДГ;
- появлению области отсутствия магнитоупругого взаимодействия, которая соответствует полному разрушению существующей ДС неограниченным расширением ДГ в образце;
- обнаружению эффекта мягкого рождения спиновой волны, который обязан рождению новой ДС на основе ТС неограниченно расширенных ДГ предыдущей ДС. При этом ДГ новой ДС будут иметь противоположную полярность по отношению к ДГ предыдущей ДС и в некоторых случаях другую ориентацию относительно проекции наклонной ОЛН на плоскость образца.

Данная работа посвящена исследованию спектра магнитоупругих волн многоосных ферромагнетиков кубической симметрии с наклонной анизотропией, имеющих в плоскости образца наведенную анизотропию типа "легкая плоскость".

Для изучения спектра магнитоупругих волн многоосных ферромагнетиков кубической симметрии с наклонной осью легкого намагничивания будем исходить из гамильтониана, в котором учитываются магнитная, упругая энергии и энергия их взаимодействия:

$$H = H_M + H_U + H_{MU}, \quad (1)$$

H_M - магнитная энергия, H_U - упругая, H_{MU} - магнитоупругая энергии, где

$$H_M = \frac{1}{2} \int d\vec{x} \times \left\{ \chi_{ij} M_i M_j + A_{ijmn} \frac{\partial M_i}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial M_m}{\partial x_n} + K_{ijmn} M_i M_j M_m M_n - 2 \sum (\vec{H}_0, \vec{M}) \right\}$$

$$H_U = \frac{1}{2} \int d\vec{x} \{ \rho \dot{u} + c_{ijmn} u_{ij} u_{mn} \},$$

$$H_{MU} = \int d\vec{x} \{ B_{ijmn} M_i M_j u_{mn} \},$$

$$\chi_{ij} = K_{ij} + N_{ij}, \quad u_{mn} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_m}{\partial x_n} + \frac{\partial u_n}{\partial x_m} \right),$$

A_{ijmn} - тензор неоднородного обменного взаимодействия, K_{ij} и K_{ijmn} - тензоры анизотропии соответственно второго и четвертого порядков, c_{ijmn} - тензор упругости, B_{ijmn} - тензор магнитострикции, u_{mn} - тензор деформации, N_{ij} - тензор размагничивающего коэффициента по трем соответствующим направлениям осей для кубического ферромагнетика, зависящие от толщины образца и типа реализуемых ДС [8], ρ - плотность вещества, $\vec{M}$ - вектор намагниченности решетки, $i, j, m, n = x, y, z$.

При рассмотрении магнитной подсистемы вектор намагниченности решетки можно выразить через операторы Гольштейна-Примакова следующим образом:

$$\vec{M} = (M_0 - \mu a^+ a) \vec{e}_3 + \sqrt{\mu M_0} (\vec{e}_\perp a + e_\perp^* a^+), \quad (2)$$

$$\vec{e}_\perp = \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{e}_1 + i \vec{e}_2), \quad \vec{e}_1 \perp_s (\vec{M}, \vec{H}_0), \quad \vec{e}_2 = [\vec{e}_3 \times \vec{e}_1], \quad \vec{e}_3 = \frac{\vec{M}}{M_0}, \quad (3)$$

$\vec{M}_0$ - равновесная намагниченность решетки; $\mu = g\mu_B$, g - фактор Ланде,

$\mu_B = e\hbar/(2m_e c)$ – магнетон Бора, e_1, e_2, e_3 – единичные вектора.

Переходя к операторам вторичного квантования с помощью канонического u - v преобразования Боголюбова, можно представить полный гамильтониан системы в виде:

$$H = \sum_k \epsilon_k^m c_k^+ c_k + \sum_{k,s} \epsilon_{ks}^u b_{ks}^+ b_{ks} + \sum_{k,s} \left\{ \psi_{ks}^{mu} c_k (b_{-ks} - b_{ks}^+) + \text{э.с.} \right\}, \quad (4)$$

где $\epsilon_k^m = \sqrt{A_k^2 - B_k^2}$,

$$A_k = \mu M_0 \{ A_{ijmn} k_j k_n e_{\perp i}^* e_{\perp m} + \chi_{ij} e_{\perp i}^* e_{\perp j} - \chi_{ij} e_{3i} e_{3j} + K_{ijmn} (e_{\perp i}^* e_{\perp j} e_{3m} e_{3n} + e_{\perp i}^* e_{\perp m} e_{3j} e_{3n} + e_{\perp i}^* e_{\perp n} e_{3j} e_{3m}) - 4K_{ijmn} e_{3i} e_{3j} e_{3m} e_{3n} \},$$

Для вывода дисперсионного уравнения, определяющего спектр связанных магнитоупругих колебаний, воспользуемся полным диагонализированным гамильтонианом и u , v - преобразованием Боголюбова. Тогда получим

(2)

где K – константа магнитоупругого взаимодействия.

Далее на основе полученных теоретических результатов нами, результатов работы [8] и известных экспериментальных данных проводился расчет спектра магнитоупругих волн при фиксированном значении угла наклона ОЛН ($\psi \approx 15^\circ$) в ферромагнитных пластинках кубической симметрии при различных значениях величины отношения констант анизотропий K_a и K_ψ (K_a – константа наведенной анизотропии второго порядка в плоскости образца, K_ψ – константа наклонной анизотропии второго порядка). Выделим только пластинки с константой наклонной анизотропией $K_\psi > 0$. "Динамика" такой зависимости спектра магнитоупругих волн от величины отношения K_a/K_ψ отражена на рис. 1а и рис. 2а. Как видно из рис. 1а, 2а, в случае с перпендикулярной анизотропией ($\psi=0$, $K_a=0$) в пластинке между магнитной и упругой волнами наблюдается обычное взаимодействие, характеризующееся одним значением частоты магнитоупругого резонанса $\omega_1 = 0.52 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ и величиной магнитной щели $\omega_0 = 0.5 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ независимо от типа наведенной анизотропии в плоскости образца. Как показано в работе [8], магнитное состояние образца характеризуется знаком и величиной констант эффективных анизотропий C , m_1 , m_1' и R (ψ , K_a/K_ψ) [8, 10]. Они определяют тип реализуемых ДС, вид и ориентацию ДГ относительно проекции наклонной ОЛН на плоскость. Их зависимость от знака и величины константы наведенной анизотропии в плоскости образца отражена на рис. 3, 4.

При наличии наклона ОЛН порядка 15° в выше рассматриваемых образцах независимо от типа наведенной анизотропии в плоскости образца в спектре магнитоупругих волн возникает второе значение частоты магнитоупругого резонанса: при $K_a/K_\psi = 1.5$ $\omega_1 = 0.5 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ и $\omega_2 = 1.45 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ с величиной магнитной щели $\omega_0 = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ (рис. 1б); при $K_a/K_\psi = 0.7$ $\omega_1 = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ и $\omega_2 = 1.35 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ с величиной магнитной щели $\omega_0 = 0.5 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ (рис. 1в); при $K_a/K_\psi = 0.1$ $\omega_1 = 0.19 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ и $\omega_2 = 1.3 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ с величиной магнитной щели $\omega_0 = 0.25 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ (рис. 1г). Как видно из рис. 1б)- г), при постоянных материальных и магнитных характеристиках образца уменьшение по величине значения отношения констант анизотропий K_a/K_ψ приводит к уменьшению по величине магнитной щели. В этих случаях, как показано в [8,

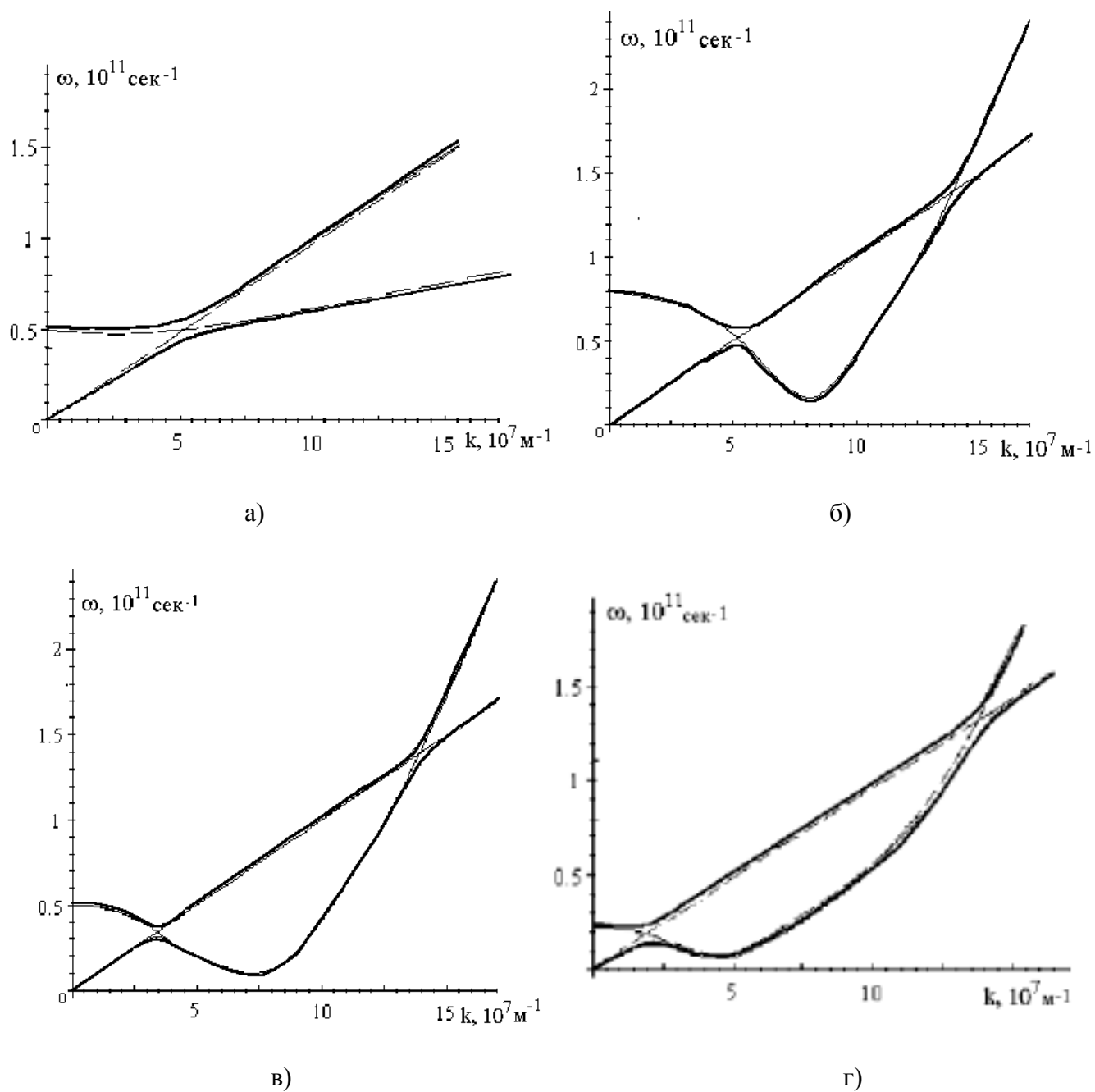


Рис.1. Спектр магнитоупругих волн многоосных ферромагнитных пластинок с наведенной анизотропией типа "легкая ось": а) $\psi=0^0$, $K_a/K_\psi=0.7$; б) $\psi=15^0$, $K_a/K_\psi=1.5$, $R(15^0, 1.5)=0.21$; в) $\psi=15^0$, $K_a/K_\psi=0.7$, $R(15^0, 0.7)=0.2$; г) $\psi=15^0$, $K_a/K_\psi=0.1$, $R(15^0, 0.1)=0.19$.

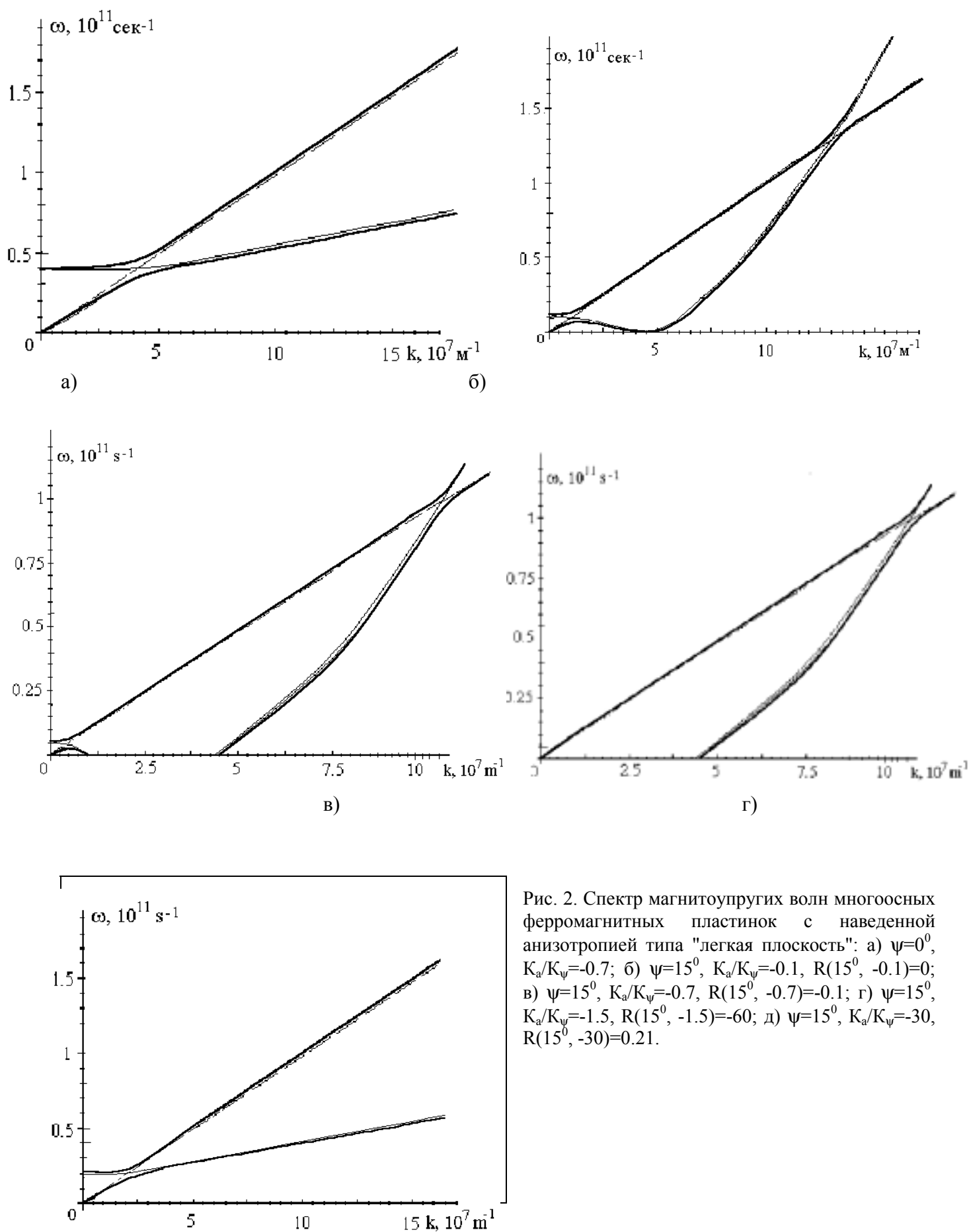


Рис. 2. Спектр магнитоупругих волн многоосных ферромагнитных пластинок с наведенной анизотропией типа "легкая плоскость": а) $\psi=0^\circ$, $K_a/K_\psi=-0.7$; б) $\psi=15^\circ$, $K_a/K_\psi=-0.1$, $R(15^\circ, -0.1)=0$; в) $\psi=15^\circ$, $K_a/K_\psi=-0.7$, $R(15^\circ, -0.7)=-0.1$; г) $\psi=15^\circ$, $K_a/K_\psi=-1.5$, $R(15^\circ, -1.5)=-60$; д) $\psi=15^\circ$, $K_a/K_\psi=-30$, $R(15^\circ, -30)=0.21$.

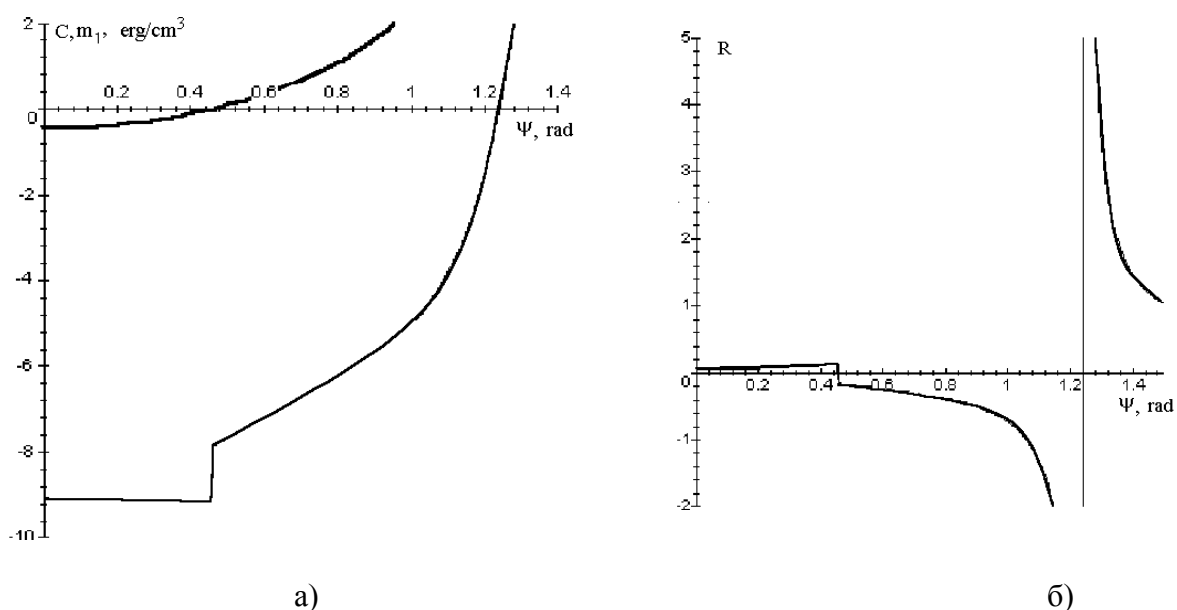


Рис. 3. Зависимость констант эффективных анизотропий C , m_1 (а) и фактора ТС R (б) от угла наклона ОЛН ψ при $K_a/K_\psi = 1.5$.

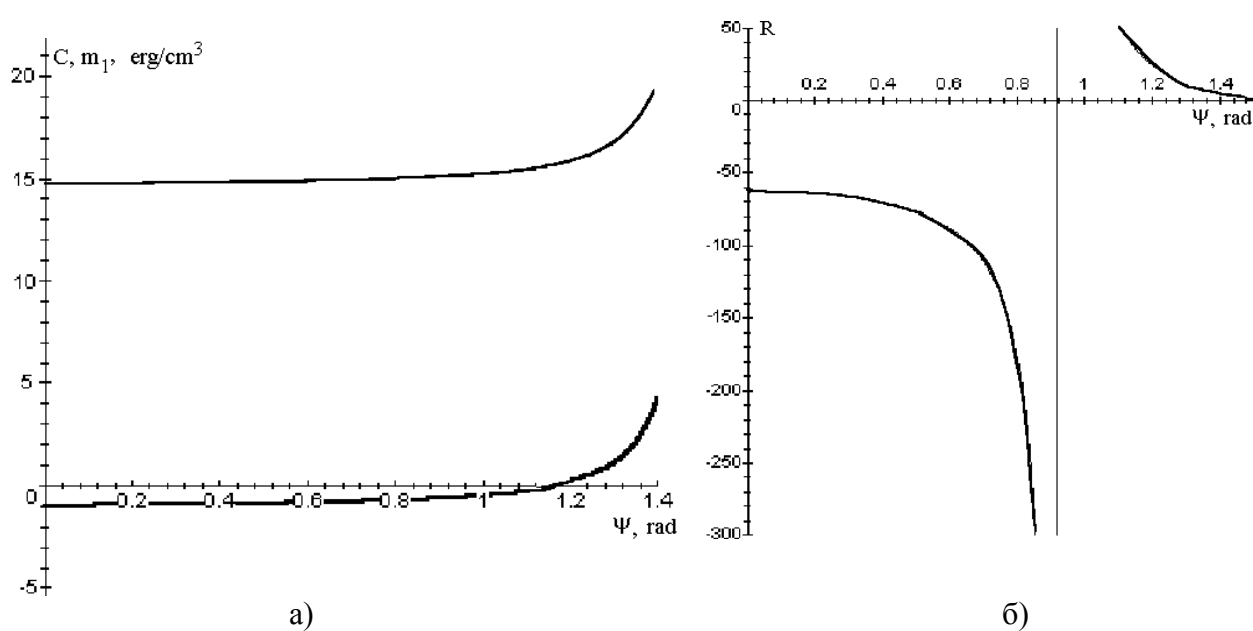


Рис. 4. Зависимость констант эффективных анизотропий C , m_1 (а) и фактора ТС R (б) от угла наклона ОЛН ψ при $K_a/K_\psi = -1.5$.

10] (магнитное состояние соответствует значениям $C < 0$, $m_1 < 0$, $R \leq 1$), реализуются стабильные Strip структуры с периодическими ДГ, параллельными к проекции наклонной ОЛН на плоскость. При этом энергия ДГ может быть представлена в виде [8, 10]

где a – ширина ДГ, θ – угол выхода из плоскости образца, E – модули эллиптических интегралов I рода. Плотность ТС в ДГ соответствует значению $k_s \leq 0.91$. Уменьшение по величине отношения констант анизотропий K_a/K_ψ сопровождается изменением плотности ТС в ДГ. Как видно из рис. 2б, изменение типа наведенной анизотропии, например, при $K_a/K_\psi = -0.1$ (магнитное состояние соответствует значениям $C < 0$, $m_1 \leq 0$, $R = 0$), приводит к зарождению диффузионной области спиновой волны. Последующее увеличение отношения констант анизотропий K_a/K_ψ по абсолютной величине, например, при $K_a/K_\psi = -0.7$ (магнитное состояние соответствует значениям $C < 0$, $m_1 > 0$, $R \leq 0$), приводит к возникновению диффузионной области спиновой волны в спектре магнитоупругих волн (рис. 2в). При этом ДС, оставаясь типа Strip, будет разделена периодическими ДГ с менее плотной ТС противоположной полярности, период которой соответствует значению $k_s \geq 0.91$. Энергия ДГ имеет вид [8, 14]

Когда $K_a/K_\psi = -1.5$ (рис. 2г), $R(15, -1.5)l_{ks} = 1$ существующая Strip ДС распадается неограниченным расширением периодических ДГ. На основе ТС распадающихся ДГ зарождается новая стабильная Strip структура с однородными ДГ, энергия которых может быть представлена в виде [8, 14]

В данном случае ДГ имеют полярность и ориентацию ДГ предыдущей ДС. Новой ДС соответствует одна резонансная частота (ω_2). В области значений величины отношения констант анизотропий $|K_a/K_\psi| > 1.5$ спектр магнитоупругих волн приобретает стандартный вид спектра магнитоупругих волн ферромагнетиков (рис. 2д сравнить с рис. 1а, 2а).

Ниже представлена зависимость резонансных частот от типа наведенной анизотропии (рис. 5).

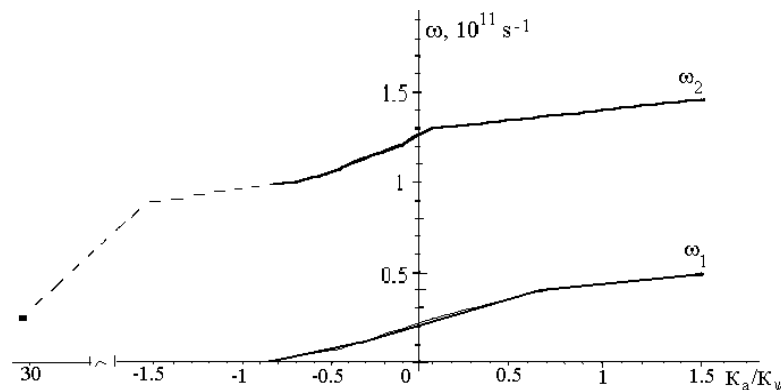


Рис. 5. Зависимость первого и второго значений частот магнитоупругого резонанса ω_1 и ω_2 от величины отношения K_a/K_ψ при $\psi = 15^\circ$.

Рассмотренные выше явления имеют важное значение с точки зрения преобразования сигналов.

Подбором соответствующих магнитных параметров, толщины образца, угла наклона ОЛН можно добиться того, что связанная спиновая волна будет существовать лишь в узком интервале вблизи резонанса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вонсовский С.В. Магнетизм. М. Наука, 1971. 1032 с.
2. Палатник Л.С., Лукашенко Л.И., Лубяный Л.З. // ФММ. 1975. Т. 40. Вып. 1. С. 61-70.
3. Kaszer J. Gemperle R. // Czech.J.Phys. 1960. Vol. 10. P. 505-510.
4. Палатник Л.С., Лукашенко Л.И., Срыгин А.Д. // ФММ. 1976. Т. 46. Вып. 3. С. 669-672.
5. Палатник Л.С., Лукашенко Л.И., Золотницкий Ю.В. // ФММ. 1974. Т. 38. Вып. 2. С.323-328.
6. Палатник Л.С., Лукашенко Л.И., Рощенко С.Т., Лубяный Л.З., Рудицер Л.Р. // ФММ. 1979. Т. 47. Вып. 2. С. 295-297.
7. Аваева И.Г., Лисовский В.Ф., Щеглов В.И. // ФТТ. 1975. Т. 17. Вып. 7. С. 2102-2105.
8. Мухутдинова А.Р., Сагдаткиреева М.Б. // Вестник Башкирского университета. 1997. № 2(I, II). С. 36-38.
9. A.R. Muhutdinova, M.B. Sagdatkireeva, M. Kh. Kharrasov. // Conference Abstracts Soft Magnetic Materials 14. Balatonfured , Hungary. 1999. С. 291.
10. Сагдаткиреева М.Б., Мухутдинова А.Р. //НМММ. XVI межд. шк.-сем., Москва. 1998. Ч.II. С. 528-529.
11. Сагдаткиреева М.Б., Мухутдинова А.Р. // Фазовые переходы и критические явления в конденсированных средах. Сб. докл. межд. конф., Махачкала. 1998. С. 77-78.
12. Сагдаткиреева М.Б., Мухутдинова А.Р., Харрасов М.Х. // Сб. докл. второй объединенной конференции по магнитоэлектронике, Екатеринбург. 2000. С. 56-57.
13. Садовников Б.И., Сагдаткиреева М.Б., Харрасов М. Х. // ДАН. 2001.Т. 376. (в печати).
14. A.R. Muhutdinova, M.B. Sagdatkireeva, M. Kh. Kharrasov. // Proceeding Moscow International Symp. on Magn, Moscow. 1999. Part 2. P. 30-33.