

**КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ ТИПА
БЛОХА – ФЛОКЕ В ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ ИЗ
ФЕРРОМАГНИТНЫХ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЛОЁВ**

Даноян Յ.Ն., Կազարյան Կ.Բ., Ատոյան Լ.Ա., Դանոյան Ն.Յ.

Ключевые слова: спиновые волны, периодическая ферромагнитная слоистая структура, квазипериодические волны типа Блоха-Флоке.

Key words: spin waves, layered ferromagnetic periodic structure, Bloch-Floquet quasy-periodic waves.

Դանոյան Ն.Յ., Կազարյան Կ.Բ., Ատոյան Լ.Ա., Դանոյան Յ.Ն.

Բլոխի-Ֆլոքեի տիպի քվազիպարբերական ալիքները ֆերոմագնիտական և դիէլեկտրիկական շերտերից կազմված պարբերական կառուցվածքում

Հետազոտվում են Բլոխի-Ֆլոքեի տիպի քվազիպարբերական ալիքների գոյությունը և տարածումը ֆերոմագնիտական և դիէլեկտրիկական շերտերից կազմված պարբերական կառուցվածքում: Գտնվել են խնդրի դիսպերսիոն առնչությունները և հաճախությունների արգելափակված գոտիները (band gaps):

Danoyan Z., Ghazaryan K., Atoyana L., Danoyan N.

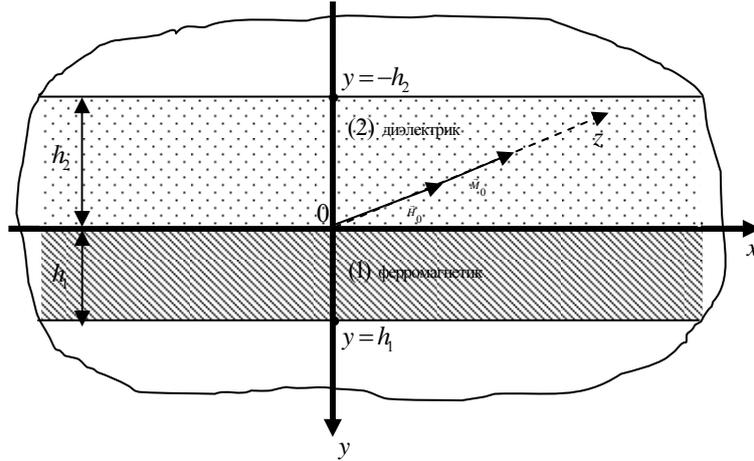
Bloch-Floquet spin waves in periodic ferromagnetic and dielectric layered structure

The problems of existence and propagation of spin quasi-periodic Bloch-Floquet waves in a layered periodic structure consisting of ferromagnetic and dielectric layers are investigated. The dispersion relations and frequencies band gaps are derived.

В работе исследуются вопросы существования и распространения спиновых квазипериодических волн типа Блоха-Флоке в слоистой периодической структуре из ферромагнитного и диэлектрического слоёв. Найдены дисперсионные соотношения, а также установлены запрещённые зоны частот (band gaps).

1. Введение. Как известно, в магнитоупорядоченных средах, в ферромагнетиках, антиферромагнетиках и ферритах могут распространяться волны особой природы, называемые спиновыми волнами, а при учёте упругой деформации среды – упругоспиновыми волнами [1, 2, 5]. Много исследований посвящены как объёмным, так и поверхностным спиновым и упругоспиновым волнам [1-13, 17, 18, 22-26, 33]. Поверхностные спиновые и упругоспиновые волны исследованы также в периодических слоистых структурах [22, 24, 25, 27, 32]. В последние годы большое внимание исследователей привлекают вопросы распространения квазипериодических упругих, электроупругих, электромагнитных и другого типа волн в слоистых периодических структурах. При этом, вместе с вопросами существования и распространения этих волн особое внимание уделяется исследованию условий, при которых волновой процесс невозможен, т.е. существуют запретные полосы в частотном спектре исследуемых волн (band gaps) [20-27, 29-32]. Квазипериодические волны с запретными полосами частот в настоящее время находят широкое практическое применение во многих областях современной техники, таких как спинтроника, акустоэлектроника, нанотехнологии и т.д [1-3, 5, 23, 24, 27, 30, 32].

2. Постановка задачи. Пусть задана периодическая слоистая структура, состоящая из бесконечно чередующихся ферромагнитных слоёв толщины h_1 и закреплённых с ними диэлектрическими слоями толщины h_2 (в частности, ферромагнитные слои могут быть разделены вакуумом). Структура отнесена к прямоугольной декартовой системе координат $Oxyz$, как показано на фиг.1. Предполагается, что оси анизотропии лёгкого намагничивания ферромагнитных слоёв параллельны друг другу и совпадают с направлением оси Oz .



Фиг.1. Ячейка периодичности ферромагнитной конструкции.

Предположим, что рассматриваемая структура находится во внешнем отклоняющем постоянном магнитном поле \vec{H}_0 и во всех ферромагнитных слоях объёмная плотность намагниченности $\vec{M}_0 = \rho_1 \vec{\mu}_0$ ($\vec{\mu}_0$ – плотность намагниченности на единицу массы, ρ_1 – массовая плотность ферромагнетика) одинакова и параллельна магнитному полю \vec{H}_0 и оба вектора направлены по оси лёгкого намагничивания, т.е. по оси Oz . Рассмотрим случай, когда возмущения в структуре не зависят от координаты z и характеризуются векторами упругого перемещения, магнитного момента $\vec{u}_1 = \{0, 0, w_1(x, y, t)\}$, $\vec{\mu} = \{\mu_1(x, y, t), v_1(x, y, t), 0\}$ и магнитостатическим потенциалом $\varphi_1(x, y, t)$ в ферромагнитном слое, вектором упругого перемещения $\vec{u}_2 = \{0, 0, w_2(x, y, t)\}$ и магнитостатическим потенциалом $\varphi_2(x, y, t)$ в диэлектрическом слое, причём

$$\vec{H}_1 = -\text{grad}\varphi_1, \quad \vec{H}_2 = -\text{grad}\varphi_2, \quad (2.1)$$

где \vec{H}_1 и \vec{H}_2 – возмущения напряжённости магнитного поля в ферромагните и диэлектрике, соответственно.

В настоящей работе на основе линеаризованных уравнений и соотношений, описывающих спиновой волновой процесс в непроводящих ферромагнитных средах [1, 2, 5], исследуются условия существования и распространения в описанной выше структуре квазипериодических упругоспиновых волн типа Блоха-Флоке [22, 25, 30, 32] при соответствующих контактных условиях и при граничных условиях Блоха-

Флоке [20, 21, 27-31] на границах ячейки периодичности структуры. Далее исследуется вопрос существования так называемых запретных полос в спектре частот (band gaps), т.е. частотных зон умолчания, при которых волновой процесс типа Блоха-Флоке отсутствует. Волновой процесс исследуется в ячейке (из диэлектрика и ферромагнетика) периодичности структуры, занимающей область: $\{-h_2 \leq y \leq 0\} \cup \{0 \leq y \leq h_1\}$.

3. Уравнения, контактные условия и граничные условия Блоха-Флоке.

Согласно [1, 2, 5], при сделанных выше допущениях волновое поле в ферромагнитном и диэлектрическом слоях рассматриваемой ячейки периодичности, с учётом деформации среды и обменных эффектов, описывается уравнениями :

а) **уравнения магнитоупругости в области $0 \leq y \leq h_1$:**

$$\rho_1 \frac{\partial^2 w_1}{\partial t^2} = \tilde{c}_2 \nabla^2 w_1 + \rho_1 M_0 f (\vec{\nabla} \cdot \vec{\mu}), \quad \nabla^2 \varphi_1 - \rho_1 (\vec{\nabla} \cdot \vec{\mu}) = 0, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \vec{\mu}}{\partial t} = \gamma_0 \mu_0 \vec{i}_3 \times \left[-\vec{\nabla} \varphi_1 - \rho_1 \hat{b} \vec{\mu} - \bar{b} M_0 \vec{\nabla} w_1 + \lambda \rho_1 \nabla^2 \vec{\mu} \right],$$

где

$$\tilde{c}_2 = c_2^{(1)} + \bar{c}_4, \quad \bar{c}_4 = \tilde{\alpha}_2 + (b + f) M_0^2, \quad \tilde{\alpha}_2 = \alpha_2 + f M_0^2, \quad (3.2)$$

$$\hat{b} = b + \chi_0^{-1}, \quad \bar{b} = b + f, \quad \chi_0 = M_0 / H_0,$$

μ_1, ν_1 – компоненты вектора намагниченности $\vec{\mu}$, w_1 – компонента упругого перемещения по оси Oz ферромагнетика, $\gamma_0 = 7\pi \cdot 10^4$ м/а·сек – гирромагнитное отношение, $\pi \approx 3.14$, b – постоянная магнитной анизотропии, α_2, f – пьезомагнитные коэффициенты, χ_0 – коэффициент магнитной восприимчивости, λ – обменная постоянная, $c_2^{(1)}$ – упругий модуль сдвига ферромагнетика, φ_1 – магнитостатический потенциал магнитного поля в ферромагнетике, \vec{i}_k – единичные векторы координатных осей.

б) **Уравнения упругости и магнитостатики в области $-h_2 \leq y \leq 0$:**

$$\rho_2 \frac{\partial^2 w_2}{\partial t^2} = c_2^{(2)} \nabla^2 w_2, \quad \nabla^2 \varphi_2 = 0, \quad (3.3)$$

где w_2 – компонента упругого перемещения по оси Oz диэлектрика, $c_2^{(2)}$ – упругий модуль сдвига диэлектрика, φ_2, ρ_2 – магнитостатический потенциал магнитного поля и плотность материала диэлектрика.

в) **Контактные условия между слоями ячейки при $y = 0$ ($-\infty < x < +\infty$) :**

$$\tilde{c}_2 \frac{\partial w_1}{\partial y} - \rho_1 M_0 \bar{b} \nu_1 = c_2^{(2)} \frac{\partial w_2}{\partial y}, \quad w_1 = w_2,$$

$$\frac{\partial \mu_1}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \nu_1}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} - \rho_1 \nu_1 = \frac{\partial \varphi_2}{\partial y}, \quad \varphi_1 = \varphi_2. \quad (3.4)$$

д) Граничные условия Блоха-Флоке на границах ячейки периодичности
 $y = h_1, y = -h_2$:

$$\begin{aligned} \tilde{c}_2 \frac{\partial w_1(h_1)}{\partial y} - \rho_1 M_0 \bar{b} v_1(h_1) &= \ell c_2^{(2)} \frac{\partial w_2(-h_2)}{\partial y}, \quad w_1(h_1) = \ell w_2(-h_2), \\ \frac{\partial \varphi_1(h_1)}{\partial y} - \rho_1 v_1(h_1) &= \ell \frac{\partial \varphi_2(-h_2)}{\partial y}, \quad \varphi_1(h_1) = \ell \varphi_2(-h_2), \end{aligned} \quad (3.5)$$

где ℓ – параметр Флоке:

$$\ell = e^{iqa}, \quad a = h_1 + h_2, \quad (3.6)$$

a – длина ячейки (период конструкции), q – компонента волнового вектора, перпендикулярного к поверхностям слоёв конструкции, называемая волновым числом Блоха-Флоке [29, 31].

Случай чисто спиновых волн. Рассмотрим случай чисто спиновых волн, т.е. примем $w_1 = w_2 = 0$, это означает, что деформация конструкции не учитывается.

Кроме того, пренебрегаем обменным эффектом, полагая $\lambda = 0$. Из (3.1) и (3.4) следуют уравнения, описывающие волновое поле в ферромагнитном слое:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mu_1}{\partial t} &= \Omega_M (\rho_1^{-1} \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} + \hat{b} v_1), \\ \frac{\partial v_1}{\partial t} &= \Omega_M (-\rho_1^{-1} \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} - \hat{b} \mu_1), \quad \Delta \varphi_1 = \rho_1 \left(\frac{\partial \mu_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} \right), \quad \Omega_M = \gamma_0 M_0. \end{aligned} \quad (3.7)$$

В диэлектрическом слое, т.е. в области $-h_2 \leq y \leq 0$ волновое поле описывается магнитостатическим уравнением

$$\Delta \varphi_2 = 0, \quad (3.8)$$

где φ_2 – магнитостатический потенциал в диэлектрике. Контактные условия (при $y = 0$) и условия Блоха-Флоке (при $y = h_1$ и $y = -h_2$) представляются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \varphi_1(0) = \varphi_2(0), \quad \frac{\partial \varphi_1(0)}{\partial y} - \rho_1 v_1(0) &= \frac{\partial \varphi_2(0)}{\partial y}, \\ \varphi_1(h_1) = \ell \varphi_2(-h_2), \quad \frac{\partial \varphi_1(h_1)}{\partial y} - \rho_1 v_1(h_1) &= \ell \frac{\partial \varphi_2(-h_2)}{\partial y}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Первое условие (3.9) представляет собой требование непрерывности магнитостатического потенциала, второе условие вытекает из непрерывности возмущения напряжённости магнитного поля на границе $y = 0$, последние два соотношения – это условия Блоха-Флоке на границах ячейки периодичности конструкции.

Для нахождения решений задач (3.7), (3.8) на всей оси Oy достаточно ограничиться рассмотрением решений только на промежутке периодичности нашей структуры ($-h_2 \leq y \leq h_1$) с контактными и граничными условиями (3.9), как следует из теории Флоке [21, 28, 29].

4. Решение задачи в виде плоских волн. Решение системы уравнений (3.7) в ферромагните будем искать в виде плоских волн:

$$(\mu, \nu, \varphi) = (M, N, \Phi_0) e^{ry} e^{i(px - \omega t)}, \quad (4.1)$$

M, N, Φ_0, r – постоянные, p и ω заданы и положительны.

Подставив (4.1) в (3.7) и выписав условия существования ненулевых решений полученной однородной алгебраической системы, мы получим дисперсионное соотношение в ферромагнитной полосе:

$$(r^2 - p^2)(\Omega^2 - \Omega_{SV}^2) = 0, \quad (4.2)$$

где $\Omega = \omega / \Omega_M$, $\Omega_{SV}^2 = \hat{b}(\hat{b} + 1)$ – частота Блоха, характеризующая объёмную спиновую волну, распространяющуюся перпендикулярно к фоновому магнитному полю \vec{H}_0 , когда обменные эффекты не учитываются.

Поскольку частота искомым волн должна отличаться от частоты объёмной волны [2], т.е. второй сомножитель в (4.2) не равен нулю, то равенство (4.2) выполняется при $r^2 = p^2$, т.е. $r = \pm p$.

Найдём теперь решение уравнения (3.8) в диэлектрике. Решение будем искать опять же в виде $\varphi_2 = \Phi_{02} e^{sy} e^{i(px - \omega t)}$, Φ_{02} и s – постоянные. Характеристическое уравнение представляется так:

$$s^2 = p^2, \quad (4.3)$$

т.е. $s = \pm p$. Как видим, характеристические числа s и r совпадают. Учитывая сказанное, общее решение системы (3.7) и уравнения (3.8) представляются в виде неоднородных волн:

$$\mu_1 = (M_1 e^{-py} + \overline{M_1} e^{py}) e^{i(px - \omega t)}, \quad \nu_1 = (N_1 e^{-py} + \overline{N_1} e^{py}) e^{i(px - \omega t)}, \quad (4.4)$$

$$\varphi_1 = (\Phi_1 e^{-py} + \overline{\Phi_1} e^{py}) e^{i(px - \omega t)}, \quad \varphi_2 = (\Phi_2 e^{-py} + \overline{\Phi_2} e^{py}) e^{i(px - \omega t)},$$

$M_1, \overline{M_1}, N_1, \overline{N_1}, \Phi_i, \overline{\Phi_i}$ – постоянные ($i = 1, 2$), связанные между собой соотношениями:

$$M_1 = -\frac{\ell p \Phi_1}{\rho_1(\Omega + \hat{b})}, \quad N_1 = \frac{p \Phi_1}{\rho_1(\Omega + \hat{b})}, \quad (4.5)$$

$$\overline{M_1} = \frac{\ell p \overline{\Phi_1}}{\rho_1(\Omega - \hat{b})}, \quad \overline{N_1} = \frac{p \overline{\Phi_1}}{\rho_1(\Omega - \hat{b})}.$$

Подставляя решения (4.4) в граничные условия (3.9), с учётом соотношений (4.5), мы приходим к системе однородных линейных уравнений для определения неизвестных постоянных $\Phi_1, \overline{\Phi_1}, \Phi_2, \overline{\Phi_2}$:

$$-\left(1 + \frac{1}{\Omega + \hat{b}}\right) \Phi_1 + \left(1 - \frac{1}{\Omega - \hat{b}}\right) \overline{\Phi_1} + \Phi_2 - \overline{\Phi_2} = 0, \quad (4.6)$$

$$\Phi_1 e^{-ph_1} + \overline{\Phi_1} e^{ph_1} = l(\Phi_2 e^{ph_2} + \overline{\Phi_2} e^{-ph_2}), \quad \Phi_1 + \overline{\Phi_1} - \Phi_2 - \overline{\Phi_2} = 0,$$

$$-\left(1 + \frac{1}{\Omega + \hat{b}}\right) e^{-ph_1} \Phi_1 + \left(1 - \frac{1}{\Omega - \hat{b}}\right) e^{ph_1} \overline{\Phi_1} + l e^{ph_2} \Phi_2 - l e^{-ph_2} \overline{\Phi_2} = 0.$$

Из условия существования ненулевого решения системы (4.6), т.е. равенства нулю её детерминанта, следует дисперсионное соотношение:

$$\ell^2 - 2f\ell + 1 = 0, \quad (4.7)$$

где

$$f = \operatorname{ch}p(h_1 + h_2) - \frac{\operatorname{sh}ph_1 \times \operatorname{sh}ph_2}{2(\Omega^2 - \Omega_{sv}^2)}. \quad (4.8)$$

Далее, подставляя параметр $\ell = e^{iqa}$ в (4.7), получаем дисперсионное уравнение волн Блоха-Флоке:

$$\cos qa = f. \quad (4.9)$$

Если характеристики задачи таковы, что имеет место неравенство

$$|f| > 1, \quad (4.10)$$

то нет волнового процесса Блоха-Флоке. Полоса частот в спектре, где нет волнового процесса, является запретной полосой или полосой непропускания. Отметим, что уравнение (4.9) при $|f| \leq 1$ представляет собой зависимость частот волн Блоха-Флоке от их волнового числа q в данной полосе пропускания, которая изображена на фиг.2. Указанная зависимость является следствием периодичности среды, поскольку в случаях бесконечной или полубесконечной сред такой зависимости нет. Из (4.10) следует, что полоса пропускания волн Блоха-Флоке рассматриваемой структуры относительно приведённой частоты Ω представляется соотношениями:

$$R_1 \leq \Omega \leq R_2, \quad (4.11)$$

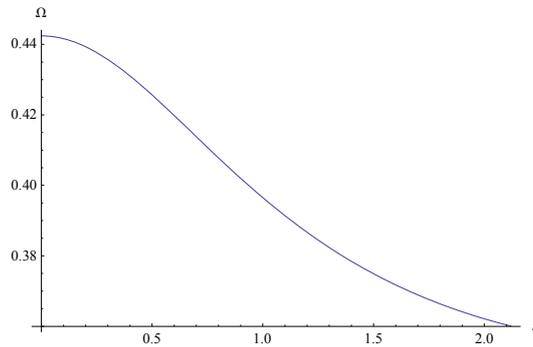
где введены обозначения:

$$R_1 = \sqrt{\Omega_{sv}^2 + \frac{\operatorname{sh}ph_1 \times \operatorname{sh}ph_2}{2(\operatorname{ch}p(h_1 + h_2) + 1)}}, \quad R_2 = \sqrt{\Omega_{sv}^2 + \frac{\operatorname{sh}ph_1 \times \operatorname{sh}ph_2}{2(\operatorname{ch}p(h_1 + h_2) - 1)}}. \quad (4.12)$$

Запретная полоса частот, или зона непропускания волн представляет собой объединение двух промежутков, разделённых замкнутым отрезком полосы пропускания $[R_1, R_2]$:

$$(0, R_1) \cup (R_2, +\infty). \quad (4.13)$$

Приведём некоторые результаты численных экспериментов.

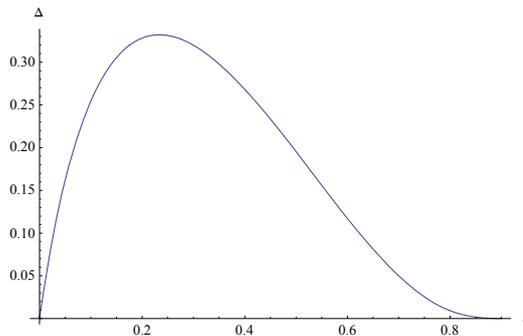


Фиг.2

На фиг. 2 изображена дисперсионная кривая, выражающая зависимость приведённой частоты $\Omega = \omega / \Omega_M$ от приведённого волнового числа Блоха-Флоке

$k = q(h_1 + h_2)$, ($\alpha = \frac{h_1}{h_1 + h_2} = 0.1, ph_2 = 1, \Omega_{SV}^2 = 0.1$) . Частота убывает с

возрастанием волнового числа Блоха-Флоке.



Фиг.3.

На фиг.3 представлена кривая зависимости относительной ширины частот пропускания $\Delta = \frac{R_2 - R_1}{R_1}$ от $\alpha = \frac{h_1}{h_1 + h_2}$ – величины, характеризующей

соотношение толщин слоёв. Как видно из графика, ширина частотной полосы пропускания максимальна при соотношении толщин слоёв ферромагнит–диэлектрик приблизительно, как 1:2.

Заключение

Получено дисперсионное соотношение задачи, описывающее квазипериодический процесс Блоха-Флоке в периодической структуре ферромагнит-диэлектрик. Показано, что зоной пропускания является конечный интервал частот, вне которого указанные волны не существуют, это означает, что они представляют собой искомые запретные полосы. Исследована зависимость длины зоны пропускания от соотношения толщин слоёв. Установлено, что зона пропускания наибольшая, когда соотношение толщин слоёв ферромагнит-диэлектрик приблизительно равно 1:2.

Данная работа является первой ступенью к решению более сложной и более общей упругоспиновой задачи. На основе результатов, полученных в этой работе, будет учтена взаимосвязь упругих и спиновых волн. Рассмотренные в этой работе вопросы, по существу, относятся к современным областям механики сплошных сред и физики твёрдого тела, которые в последние годы вызывают пристальный интерес исследователей ввиду их большого прикладного значения, в частности, полученные в работе результаты могут быть использованы в акустоэлектронике при конструировании частотных фильтров.

Исследование выполнено при финансовой поддержке ГКН МОН РА в рамках научного проекта N SCS 13-2C097.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
2. Можен Ж. Механика электромагнитных сплошных сред. М.: Мир, 1991. 560 с.
3. Багдасарян Г.Е., Даноян З.Н. Электромагнитоупругие волны. Ереван: Изд. ЕГУ, 2006. 492с.
4. Даноян З.Н., Атоян Л.А. Отражение спиновых волн от границы ферромагнитной среды при обобщённых граничных условиях. //Изв. НАН Армении. Механика. 2010. Т.63. №2. С.34-39.
5. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и ферромагнетиках. М.: Наука, 1973.
6. Danoyan Z. N., Piliposian G. T., Hasanyan D. J. Reflection of spin and spin-elastic waves at the interface of a ferromagnetic half space. *Waves in Random and Complex Media*. -Vol.19, No.4, November 2009, p.567-584;
7. Даноян З.Н., Атоян Л.А., Даноян Н.З. Магнитное состояние ферромагнитного полупространства при внешнем линейном возмущении магнитного потенциала. //Изв. НАН Армении. Механика. 2011. Т.64. №3. С.46-52.
8. Даноян З.Н., Атоян Л.А., Даноян Н.З. Задача типа Лэмба для спинового ферромагнитного полупространства. //Труды 7-ой межд.конф.: “Проблемы динамики взаимодействия деформируемых сред”. Горис-Степанакерт: 2011. С.60-65.
9. Багдасарян Г.Е., Даноян З.Н., Манукян Г.А., Атоян Л.А. Отражение спиновых (магнитных) волн от границы ферромагнитного полупространства. //Тр. VI межд.конф. Сентябрь, 2008. Горис-Степанакерт: С.115-125.
10. Damon R.W., Eshbach J.R., Magnetoelastic modes of a ferromagnetic slab. //J. Phys. Chem. Solids, 19,(1961), P.308-320.
11. Maugin G. A., Hakmi A. Magnetoelastic surface waves in elastic ferromagnets. //J. Acoust. Soc. Amer., 1985. 77, P.1010-1026.
12. Hasanyan D.J., Bagdasaryan G.E., Danoyan Z.N., Sahakyan S.L. The vibration of the piecewise-homogeneous ferromagnetic space with a crack.– Proceedings of ISTC of International Seminar, Yerevan: 2000. P.89-92;
13. Gulyaev Yu.V., Nikitov S.A. Magnonic crystals and spin waves in periodic structures. //Doklady Physics. Vol.46. No.10. 2001. Pp.469-471.
14. Danoyan Z.N., Chazaryan K.B., Piliposyan G.T. Surface gap wave propagation in layered electro-magneto-elastic structures.-*Waves in Random and Complex Media*., Vol.19, No.3, August 2009, p. 521-534.
15. Danoyan Z.N., Piliposian G.T. Surface Electro-Elastic Love Waves in a Layered structure with a piezoelectric substrate and a dielectric Layer. //International journal of solids and structures. 44 (2007), pp.5829-5847.
16. Piliposyan G.T., Danoyan Z.N. Surface electro-elastic Love waves in a layered structure with a piezoelectric substrate and two isotropic layers. //Int. Journal of solids and structures. 46 (2009), pp.1345-1353.
17. Danoyan Z.N., Piliposian G.T., Hasanyan D. J. Reflection of spin and spin-elastic waves at the interface of a ferromagnetic half-space. *Waves in Random and Complex Media*. -Vol. 19, No. 4, November 2009, pp.567–584.
18. Багдасарян Г.Е. Существование и характер распространения пространственных спиновых поверхностных волн в ферромагнетиках. //Изв.НАН Армении. Физика. 2009. №6. С.405-416.
19. Danoyan Z.N, Atoyan L.H., Danoyan N.Z. Shear horizontal electro-magneto-elastic surface waves in a layered piezoelectric structure in the presence of an electric or magnetic screen. „Topical Problems of Continuum Mechanics”. The proceedings of international Conference, 4-8 October 2010, Dilijan, Armenia, pp. 266-271.

20. Piliposian G.T., Avetisyan A.S., Ghazaryan K.B. Shear wave propagation in periodic phononic/photonic piezoelectric medium, International Journal Wave Motion, Elsevier publisher, v.49, iss.1, January, 2012 pp. 125–134.
21. Ani P. Velo, George A. Gazonas et al, Recursive Dispersion Relations in one-dimensional Periodic Elastic Media, J. Appl. Math. v.69, №3, pp. 670-689.
22. S. A. Nikitov, Ph. Tailhades, C.S. Tsai. Spin waves in Periodic Magnetic Structures – Magnonic crystals. //J.Magnet.Mater., v.23,3, pp.320-331, 2001.
23. S.M.Rezende et al. Magnon excitation by spin-polarized direct currents in magnetic nanostructures, Phys. Rev. B73, 094402, 2006.
24. K. Sekiguchi et al. Attenuation of propagating spin wave induced by layered nanostructures.//Appl.Phys.Lett. V.100, iss.13, 2012.
25. P.Landeros,D.Mills. Spin waves in periodically perturbed films. //Phys. Rev. B85, 054424, 2012.
26. S. Tacchi, G. Duerr et al. Forbidden Band Gaps in the Spin wave Spectrum, Phys. Rev.Lett., 109, 137202. 2012.
27. C.S. Lin et al, Band Gaps parameters of 1D bicomposit nanostructured Magnonic Cristal. //Appl. Phys. Lett. V.98, 022504, 2011.
28. Дж.Сансоне. Обыкновенные дифференциальные уравнения. Т.1. М.: 1953.
29. E.H. Lee, H. Yang. On waves in composite materials with periodic structure. //J. Appl. Math. Vol.25. №3, Nov. 1973.
30. I.S. Jones, A.B. Movchan. Bloch-Floquet waves and controlled stop bands in periodic thermo-elastic structures. Waves in Random and Complex Media. Vol. 17, №4, Nov. 2007, 429-438.
31. K.B. Ghazaryan, D.G. Piliposyan. Interfacial effects for shear waves in one dimensional periodic piezoelectric structure. J. of Sound &Vibr. 330 (2011) 6456-6466.
32. Bader S. D., Parkin S. S. (2010) “Spintronics”: Annual Review of Condensed Matter Physics, 1:71.
33. Багдасарян Г.Е. Колебания и устойчивость магнитоупругих систем. Ереван: Изд. ЕГУ, 1999. 440с.

Сведения об авторах:

Даноян Завен Нерсесович – доктор физ.-мат. наук, зав отделом Института механики НАН Армении.

Адрес: РА, 0019, Ереван, пр.Маршала Баграмяна 24^б,

E-mail: zavendanoyan@gmail.com.

Казарян Карен Багратович – доктор физ.-мат. наук, главный науч. сотрудник Института механики НАН Армении.

Адрес: РА, 0019, Ереван, пр.Маршала Баграмяна 24^б,

E-mail: ghazaryankaren@gmail.com.

Атоян Левон Арутюнович – канд. физ.-мат. наук, старший науч. сотрудник Института механики НАН Армении.

Адрес: РА, 0019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна 24^б,

E-mail: levous@mail.ru.

Даноян Нерсес Завенович – мл. науч. сотр. Института механики НАН Армении

Адрес: РА, 0019, Ереван, пр.Маршала Баграмяна 24^б,

E-mail: mechins@sci.am.

Поступила в редакцию 28.08.2013