

DOI <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.9.3>
УДК 537.871.7

РАССЕЯНИЕ МАГНИТОУПРУГОЙ ВОЛНЫ ПОЛОСТЬЮ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С ВРАЩАЮЩИМСЯ ФЕРРОМАГНИТНЫМ ЦИЛИНДРОМ

С. Н. Марышев¹, А. В. Моисеев¹, Е. А. Вилков²

¹ Московский физико-технический институт (государственный университет),
141701, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9

² Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии
наук, Фрязинский филиал 141191, Фрязино, пл. Введенского, 1

Статья поступила в редакцию 31 августа 2020 г.

Аннотация. Обсуждаются особенности рассеяния плоской сдвиговой магнитоупругой волны ферромагнитным вращающимся цилиндром, который размещен без акустического контакта внутри ферромагнетика типа железиттриевого граната. Показано, что благодаря связи между вращающимся цилиндром и внешней магнитоактивной средой магнитными полями через зазор вращение цилиндра в полости способствует перераспределению энергии между парциальными волнами рассеянного поля. В результате имеет место хорошо выраженная в окрестности частот ферромагнитного резонанса асимметрия поляр рассеяния и модуляция мелкомасштабных осцилляций спектров полного поперечного сечения рассеяния вблизи магнитоакустического резонанса, напоминающая биения. Установлено, что вращение цилиндрической неоднородности, может рассматриваться, как новый канал управления распространением и преобразованием магнитоупругих волн в метаматериалах. Отмечается, что результаты рассеяния волн вращающейся цилиндрической неоднородностью ферромагнетика могут составить теоретическую основу для разработки систем мониторинга устройств, в которых вращение деталей положено в основу функционирования.

Ключевые слова: магнитоупругие волны, ферромагнитный цилиндр, магнитострикция, вращение, поляры рассеяния, полное сечение рассеяния.

Abstract. Theoretically we consider the features of scattering of a plane shear magnetoelastic wave by a ferromagnetic rotating cylinder, which is placed without acoustic contact inside a ferromagnet of the iron-trium garnet type. It is shown that due to the connection between the rotating cylinder and the external magnetoactive medium by magnetic fields through the gap, the rotation of the cylinder in the cavity contributes to the redistribution of energy between the partial waves of the scattered field. As a result, there is a well-expressed asymmetry of the scattering polars in the vicinity of the ferromagnetic resonance frequencies and a modulation of small-scale oscillations of the spectra of the full cross-section of the scattering near the magnetoacoustic resonance that resembles beats. It is established that the rotation of cylindrical inhomogeneity can be considered as a new channel for controlling the propagation and transformation of magnetoelastic waves in metamaterials. It is noted that the results of wave scattering by the rotating cylindrical inhomogeneity of a ferromagnet can form a theoretical basis for the development of monitoring systems for devices in which the rotation of parts is the basis for functioning.

Key words: magnetoelastic waves, magnetostriction, ferromagnetic cylinder, rotation, polar scattering, total section of scattering.

Введение

Эффекты механического относительного движения кристаллов при распространении акустических волн в пьезо- и магнитоактивных средах с вакуумным (воздушным) зазором изучались в работах [1-10]. При этом в большинстве из них (см. [1-8]) рассматривались структуры с планарной геометрией распространения электрозвуковых [1,2], магнитоупругих (МУВ) [3,4,6,7] или магнитостатических (МСВ) волн [5,8] в условиях заданного относительного продольного перемещения (ОПП) кристаллов. Результаты исследований показали ряд особенностей, вносимых ОПП в распространение и рефракцию акустических волн в магнитоактивных структурах с зазором, таких, как аномальный эффект Доплера [5,8,11,12] (характерен для искусственных метасред [13,14]) и расщепление спектров дисперсионных ветвей МУВ и МСВ

[3-5, 8]. Однако планарная геометрия, используемая в этих работах, не позволяет реализовать в эксперименте непрерывное (сколь угодно длительное) ОПП. Интересно, поэтому, рассмотреть рассеяние сдвиговых волн горизонтальной поляризации (SH-волн) в цилиндрической щелевой структуре ферромагнетиков, когда продольное перемещение кристаллов заменяется вращением ферромагнитного цилиндра относительно охватывающей его неподвижной матричной среды – ферромагнитный кристалл с полостью.

Кроме этого, анализ рассеяния SH-волн неоднородностями ферромагнетика важен по ряду обстоятельств. Во-первых, он позволяет провести сопоставление результатов с френелевскими решениями соответствующих рефракционных задач [15] для оценки вклада кривизны границы¹ во взаимодействие с последней падающей волной в условиях резонансного отклика спиновой подсистемы. Во-вторых, на его основе возможна разработка новых приемов акустической микроскопии микронеоднородных ферромагнитных сред. Значение акустического рассеяния здесь трудно переоценить, если учесть, что на гиперзвуковых частотах размеры неоднородностей сопоставимы с длинами волн зондирующего акустического излучения, вводимого в ферромагнетик [16].

Результаты работы [10] показали, что при определенных условиях (металлизация границы) пьезоактивность кристаллов может заметно повлиять на рассеяние SH-волн неоднородностями. Аналогичную роль в случае ферромагнетиков играет магнитоактивность сред, вызванная спин-фононной связью. При этом, судя по данным исследования эффектов рефракции SH-волн плоскими границами ферромагнетиков, следует ожидать дополнительных особенностей в рассеянии SH-волн в связи с проявлением магнитных резонансов и невзаимностью рассеяния. В настоящей работе рассеяние SH-волн цилиндрическими неоднородностями ферромагнетиков рассматривается на основе решения граничной задачи для вращающегося ферромагнитного

¹ В данном случае цилиндрических границ, речь идет о границах с фиксированной постоянной кривизной.

цилиндра, помещенного без акустического контакта в матрицу – ферромагнитный кристалл с полостью.

1. Формулировка граничной задачи

Рассмотрим рассеяние плоской монохроматической SH-волны в ферромагнетике с ферромагнитным включением в виде сносного полости акустически неконтактного цилиндра. Напомним, что включения в ферромагнетиках отличаются от основной кристаллической фазы стехиометрическим составом, кристаллической и/или магнитной структурой. Кроме того, в образцах, выращенных с малой скоростью, они могут иметь вытянутую игольчатую форму [16], что тем более дает повод рассмотреть в качестве модели включения бесконечно протяженный цилиндр радиуса R_0 , отделенный от другой среды вакуумным зазором h .

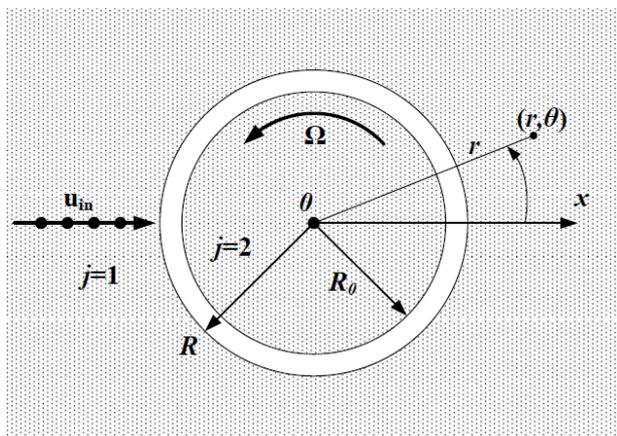


Рис. 1. Геометрия задачи.

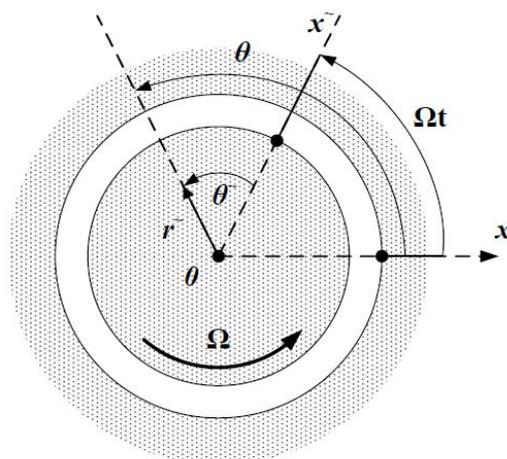


Рис. 2. Схема выбора полярных координат для вращающегося цилиндра.

На рис. 1 изображена геометрия задачи. Примем, что ферромагнитные кристаллы – цилиндр ($r \leq R_0$) и внешняя среда ($r > R$), изготовлены из материалов класса m3m типа ЖИГ (типичные значения параметров приведены ниже в Таблице №1) и имеют общую ориентацию осей симметрии высшего порядка вдоль оси z полости радиуса $R > R_0$ ($R - R_0 = h$), где z – ось цилиндрической системы координат r, θ, z . В целях общности записи все

формулы далее будем писать с использованием номера среды $j=1$ для цилиндра и $j=2$ для внешней среды. Дополнительно условимся, что внутренние поля и намагниченности ферромагнитных сред направлены противоположно друг другу. В этом случае при совпадении материальных параметров кристаллов представленную структуру можно рассматривать как акустически неконтактный цилиндрический магнитный домен. При одинаковом направлении полей в средах полная идентичность кристаллов, если не обращать внимания на разницу в дисперсионных спектрах SH-волн, вносимую вращением цилиндра, приводит к отсутствию реакции полей приграничных магнитостатических колебаний и рассеяние будет аналогично обычному акустическому рассеянию полостью.

Внешнее подмагничивающее поле $\mathbf{H}_0 = (0, 0, H_0)$ полагаем аксиальным. При этом учтем, что в результате деполяризирующего действия магнитных полюсов с поверхностей цилиндра и полости, а также под влиянием эффективного поля магнитной анизотропии, в цилиндре и внешней среде установятся в общем случае не одинаковые внутренние аксиальные магнитные поля $\mathbf{H}_i^{(j)}$, которые в силу предельной вытянутости цилиндра можно считать однородными.

Соответственно рис.1 падающая волна распространяется в плоскости (001) ферромагнетика и имеет аксиальную поляризацию смещений. Таким образом, мы ограничимся только нормальным падением SH-волн на рассеивающую неоднородность. Принятые условия и геометрия распространения SH-волн из-за аксиальной направленности образующих поверхности полости обеспечивают отражение/рассеяние SH-волн без изменения поляризации. Сдвиговые смещения u_j и магнитостатические потенциалы φ_j определяются из стандартных уравнений движения теории упругости (1) и уравнения движения магнитного момента в безобменном приближении (2):

$$\rho_j \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} = \lambda_j \nabla^2 u_j + \frac{\beta_j}{4\pi M_s^{(j)}} \nabla^2 \varphi_j, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_k^{(j)2}\right)\nabla^2\varphi_j = -4\pi\gamma\beta_j\omega_0^{(j)}\nabla^2u_j, \quad (2)$$

где $\omega_0^{(j)}$ – частота ферромагнитного (ФМР), а $\omega_k^{(j)} = [\omega_0^{(j)}(\omega_0^{(j)} + \omega_m^{(j)})]^{1/2}$ – магнитоакустического резонанса (МАР), $\omega_m^{(j)} = 4\pi\gamma M_s^{(j)}$ – частота намагничивания, M_s – намагниченность насыщения, γ – гиромагнитное отношение, ∇ – оператор Гамильтона в плоскости xOy , β_j – коэффициент магнитоупругого взаимодействия, λ_j – модуль сдвига, ρ_j – плотность.

Полярные координаты лабораторной системы отсчета (r, θ) и полярные координаты, привязанные к вращающемуся цилиндру $(\tilde{r}, \tilde{\theta})$, согласно рис. 2, свяжем равенствами: $r = \tilde{r}, \theta = \tilde{\theta} + \Omega t$, где Ω – угловая скорость вращения цилиндра. Для сдвиговых волн с аксиальной поляризацией смещений u имеем $u \parallel \Omega$. Поэтому вклад инерциальных сил (центробежной $\rho[\Omega \times (\Omega \times u)]$ и кориолисовой $2\rho(\Omega \times u)$) в уравнении движения упругой среды вращающегося цилиндра отсутствует.

Запишем уравнения (1), (2) в единой системе отсчета (r, θ) . Переход к ней в уравнениях (1), (2) можно осуществить, руководствуясь следующей заменой дифференциальных операторов:

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \rightarrow \frac{\partial}{\partial t} + \Omega \frac{\partial}{\partial \theta}; \quad \tilde{\nabla}^2 \rightarrow \nabla^2,$$

вместо (1), (2) в итоге получим:

$$\begin{aligned} \rho_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} &= \lambda_1 \nabla^2 u_1 + \frac{\beta_1}{4\pi M_s^{(1)}} \nabla^2 \varphi_1, \\ \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_k^{(1)2}\right)\nabla^2\varphi_1 &= -4\pi\gamma\beta_1\omega_0^{(1)}\nabla^2u_1, \text{ для } r \geq R; \\ \rho_2 \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega \frac{\partial}{\partial \theta}\right)^2 u_2 &= \lambda_2 \nabla^2 u_2 + \frac{\beta_2}{4\pi M_s^{(2)}} \nabla^2 \varphi_2, \\ \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega \frac{\partial}{\partial \theta}\right)^2 + \omega_k^{(2)2}\right]\nabla^2\varphi_2 &= -4\pi\gamma\beta_2\omega_0^{(2)2}\nabla^2u_2 \text{ для } r \leq R_0, \end{aligned} \quad (3)$$

Граничные условия, в сравнении с [1-9], претерпят изменения. Прежде всего, это коснется выбора точек границы $r = R$, вместо $y = 0$. Вообще, место y – координаты, нормальной к плоской границе в [1-10], займет радиальная координата r . Соответственно вместо сдвиговых напряжений $T_{yz}^{(j)}$ будут фигурировать напряжения $T_{rz}^{(j)}$

$$T_{rz}^{(j)} = \lambda_j \frac{\partial u_j}{\partial r} + \frac{\beta_j}{M_z^{(j)}} m_r^{(j)}, \quad (4)$$

а компоненты магнитной индукции $b_y^{(j)}$ соответственно заменятся компонентами $b_r^{(j)}$

$$b_r^{(j)} = 4\pi m_r^{(j)} - \frac{\partial \varphi_j}{\partial r}. \quad (5)$$

С учетом требования ограниченности сдвиговых смещений и потенциалов магнитных полей в кристаллах и вакуумном зазоре получим

$$u_1 = U \exp(-i\omega t) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n \exp(in\theta) \left[J_n(k_1 r) + H_n^{(1)}(k_1 r) a_n \right],$$

$$u_2 = U \exp(-i\omega t) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n \exp(in\theta) J_n(k_2 r) b_n,$$

$$\varphi_1 = \frac{4\pi\gamma\beta_1\omega_0^{(1)}}{\omega^2 - \omega_k^{(1)2}} u_1 + \exp(-i\omega t) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n \exp(in\theta) d_n ((R+h)/r)^{|n|}, \quad (6)$$

$$\varphi_2 = \frac{4\pi\gamma\beta_2\omega_0^{(2)}}{\omega^2 - \omega_k^{(2)2}} u_2 + \exp(-i\omega t) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n \exp(in\theta) c_n (r/R)^{|n|},$$

Магнитные поля в зазоре между кристаллами получаются из решения уравнения Лапласа и имеют вид

$$\varphi_0 = \exp(-i\omega t) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n \exp(in\theta) l_n (r/(R+h))^{|n|} + \exp(-i\omega t) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n \exp(in\theta) f_n (R/r)^{|n|},$$

где $k_j = \omega/c_{ij}$ имеют смысл волновых чисел для сдвиговых волн в материале ферромагнетика и цилиндра соответственно, $c_{ij} = (\lambda_j^* / \rho_j)^{1/2}$,

$$\lambda_j^* = \lambda_j + \frac{\gamma\beta_j^2 \omega_0^{(j)}}{M_s^{(j)} (\omega_j^2 - \omega_k^{(j)2})}, \quad \omega_1 = \omega, \quad \omega_2 = |\omega - n\Omega|.$$

В формулах (6), полученных с привлечением принципа излучения и требования ограниченности, использованы общепринятые обозначения функций Бесселя $J_n(x)$ и Ханкеля $H_n^{(1)}(x)$ целочисленного порядка $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ от положительных аргументов в которые входят сомножителями волновые числа $k_{1,2}$. Вторые слагаемые выражений (6) для потенциалов характеризуют приграничные магнитостатические колебания. Первые же члены, описывают поля, сопутствующие объемным SH-волнам и испытывающие МАР на парциальных частотах $\omega_k^{(j)}$.

Граничные условия на двух границах ($r = R + h$ и $r = R$) выражаются равенством нулю сдвиговых напряжений, непрерывностью магнитного потенциала и нормальной компоненты магнитной индукции:

$$\begin{aligned} T_{rz}^{(1)} \Big|_{r=R+h} = 0, \quad T_{rz}^{(2)} \Big|_{r=R} = 0, \\ \Phi_1 \Big|_{r=R+h} = \Phi_0 \Big|_{r=R+h}, \quad \Phi_0 \Big|_{r=R} = \Phi_2 \Big|_{r=R} \\ b_r^{(1)} \Big|_{r=R+h} = b_r^{(0)} \Big|_{r=R+h}, \quad b_r^{(0)} \Big|_{r=R} = b_r^{(2)} \Big|_{r=R} \end{aligned} \quad (7)$$

Величины, входящие в (7), определяются выражениями (5), (6), тогда как радиальная компонента намагниченности определяется равенством

$$m_r^{(j)} = \frac{\gamma}{\omega_j^2 - \omega_0^{(j)2}} \hat{L}_j (\beta_j u_j + M_s^{(j)} \varphi_j), \quad (8)$$

где линейно-дифференциальный оператор \hat{L}_j имеет в цилиндрических

координатах вид: $\hat{L}_j = \omega_0^{(j)} \frac{\partial}{\partial r} - i\omega_j \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}$. С учетом формул (4), (5), (8) имеем

$$\begin{aligned} m_r^{(1)} = \frac{\gamma \beta_1}{\omega^2 - \omega_k^{(1)2}} \left(\omega_0^{(1)} \frac{\partial u_1}{\partial r} - i\omega \frac{1}{r} \frac{\partial u_1}{\partial \theta} \right) + \\ + \gamma M_s^{(1)} \exp(-i\omega t) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n \exp(in\theta) (R+h)^{|n|} d_n \left(\frac{(-\omega_0^{(1)} |n| + n\omega)}{(\omega^2 - \omega_0^{(1)2})} \right) / r^{|n|+1}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 m_r^{(2)} &= \frac{\gamma\beta_2}{\omega_2^2 - \omega_k^{(2)2}} \left(\omega_0^{(2)} \frac{\partial u_2}{\partial r} - i\omega_2 \frac{1}{r} \frac{\partial u_2}{\partial \theta} \right) + \\
 &+ \gamma M_s^{(2)} \exp(-i\omega t) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n \exp(in\theta) (R)^{-|n|} c_n r^{|n|-1} \left(\frac{(\omega_0^{(2)} |n| + n\omega_2)}{(\omega_2^2 - \omega_0^{(2)2})} \right), \\
 b_y^{(1)} &= -\frac{i\omega}{\omega^2 - \omega_k^{(1)2}} \frac{4\pi\gamma\beta_1}{r} \frac{1}{\partial \theta} \frac{\partial u_1}{\partial \theta} + \\
 &+ \exp(-i\omega t) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n \exp(in\theta) (R+h)^{|n|} d_n \left(\frac{(\omega^2 - \omega_k^2) |n| + n\omega\omega_m^{(1)}}{(\omega^2 - \omega_0^{(1)2})} \right) / r^{|n|+1} \\
 b_y^{(2)} &= -\frac{i4\pi\omega_2\gamma\beta_2}{\omega_2^2 - \omega_k^{(2)2}} \frac{1}{r} \frac{\partial u_2}{\partial \theta} + \\
 &+ \exp(-i\omega t) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n \exp(in\theta) (R)^{-|n|} c_n \left(\frac{(\omega_k^2 - \omega_2^2) |n| + n\omega_2\omega_m^{(2)}}{(\omega_2^2 - \omega_0^{(2)2})} \right) r^{|n|-1} \\
 b_y^{(0)} &= \exp(-i\omega t) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n |n| \exp(in\theta) r^{-1} (-l_n(r/(R+h))^{|n|} + f_n(R/r)^{|n|}) \\
 T_{rz}^{(1)} &= \lambda_1^* \frac{\partial u_1}{\partial r} - \frac{i\omega}{M_s^{(1)}} \frac{\gamma\beta_1^2}{\omega^2 - \omega_k^{(1)2}} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_1}{\partial \theta} \right) + \\
 &+ \gamma\beta_1 \exp(-i\omega t) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n \exp(in\theta) (R+h)^{|n|} d_n \left(\frac{(-\omega_0^{(1)} |n| + n\omega)}{(\omega^2 - \omega_0^{(1)2})} \right) / r^{|n|+1} \\
 T_{rz}^{(2)} &= \lambda_2^* \frac{\partial u_2}{\partial r} - \frac{i\omega_2}{M_s^{(1)}} \frac{\gamma\beta_2^2}{\omega_2^2 - \omega_k^{(2)2}} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_2}{\partial \theta} \right) + \\
 &+ \gamma\beta_2 \exp(-i\omega t) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n \exp(in\theta) (R)^{-|n|} c_n r^{|n|-1} \left(\frac{(\omega_0^{(2)} |n| + n\omega_2)}{(\omega_2^2 - \omega_0^{(2)2})} \right)
 \end{aligned} \tag{9}$$

Распишем граничные условия (7), учитывая (6), (8),(9)

$$\begin{aligned}
 1) & \frac{4\pi\gamma\beta_1\omega_0^{(1)}}{\omega^2 - \omega_k^{(1)2}} \left[J_n(k_1(R+h)) + H_n^{(1)}(k_1(R+h))a_n \right] + d_n = l_n + f_n(R/R+h)^{|n|} , \\
 2) & \frac{4\pi\gamma\beta_2\omega_0^{(2)}}{\omega_2^2 - \omega_k^{(2)2}} J_n(k_2R)b_n + c_n = l_n(R/R+h)^{|n|} + f_n , \\
 & \lambda_1^* \left[J_n'(k_1(R+h)) + H_n^{(1)}(k_1(R+h))a_n \right] + \\
 3) & + \frac{\omega n}{(R+h)M_s^{(1)}} \frac{\gamma\beta_1^2}{\omega^2 - \omega_k^{(1)2}} \left[J_n(k_1(R+h)) + H_n^{(1)}(k_1(R+h))a_n \right] + \\
 & + \frac{1}{R+h} \gamma\beta_1 d_n \left(\frac{(-\omega_0^{(1)} |n| + n\omega)}{(\omega^2 - \omega_0^{(1)2})} \right) = 0 ,
 \end{aligned}$$

$$4) \lambda_2^* J'_n(k_2 R) b_n + \frac{\omega_2 n}{R M_s^{(2)}} \frac{\gamma \beta_2^2}{\omega_2^2 - \omega_k^{(2)2}} J_n(k_2 R) b_n + \frac{\gamma \beta_2}{R} \left(\frac{(\omega_0^{(2)} |n| + n \omega_2)}{(\omega_2^2 - \omega_0^{(2)2})} \right) c_n = 0, \quad (10)$$

$$\frac{4\pi\omega}{\omega^2 - \omega_k^{(1)2}} \left[J_n(k_1(R+h)) + H_n^{(1)}(k_1(R+h)) a_n \right] +$$

$$5) + d_n \left(\frac{(\omega^2 - \omega_k^2) |n| + n \omega \omega_m^{(1)}}{(\omega^2 - \omega_0^{(1)2})} \right) = |n| (-l_n + f_n(R/(R+h))^{|n|}),$$

$$|n| (-l_n(R/(R+h))^{|n|} + f_n) = \frac{4\pi\omega_2 n \gamma \beta_2}{\omega_2^2 - \omega_k^{(2)2}} J_n(k_2 R) b_n +$$

$$6) + c_n \left(\frac{(\omega_k^2 - \omega_2^2) |n| + n \omega_2 \omega_m^{(2)}}{(\omega_2^2 - \omega_0^{(2)2})} \right).$$

Амплитудные коэффициенты $a_n, b_n, c_n, d_n, f_n, l_n$ определяются решением алгебраических уравнений (10). Не вдаваясь в подробности, приведем окончательный результат для представляющей наибольший интерес величины a_n :

$$a_n = \frac{g W_1 + W_2}{g Z_1 + Z_2}, \quad g = \frac{\left(\frac{R}{R+h} \right)^{2|n|} - 1}{\left(\frac{R}{R+h} \right)^{2|n|} + 1}, \quad (11)$$

где

$$W_1 = \alpha_- (q_1 s_1 - n p_1 d_1 \omega) + \sigma n^2 (q_1 - p_1 d_1 \omega_0^{(1)}), \quad \alpha_{\pm} = \pm q_2 s_2 - n p_2 d_2 \omega_2$$

$$Z_1 = \alpha_+ (q_3 s_1 - n p_1 d_3 \omega) + \sigma n^2 (q_3 - p_1 d_3 \omega_0^{(1)}), \quad \sigma = q_2 - p_2 d_2 \omega_0^{(2)},$$

$$W_2 = -q_1 \eta + p_2 d_2 (n \omega_2 - s_1 \omega_0^{(2)}) - |n| p_1 d_1 (q_2 s_2 \omega_0^{(1)} - n q_2 \omega - n p_2 d_2 \mu),$$

$$Z_2 = q_3 \eta + p_1 d_3 (-n \omega + s_2 \omega_0^{(1)}) + |n| p_2 d_2 (-q_2 s_1 \omega_0^{(2)} + n q_3 \omega_2 - n p_1 d_3 \mu),$$

$$\eta = q_2 (s_1 - s_2), \quad \mu = \omega_2 \omega_0^{(1)} - \omega \omega_0^{(2)},$$

$$p_1 = \frac{\gamma \beta_1}{R+h} \left(\frac{(-\omega_0^{(1)} |n| + n \omega)}{(\omega^2 - \omega_0^{(1)2})} \right), \quad p_2 = \frac{\gamma \beta_2}{R} \left(\frac{(\omega_0^{(2)} |n| + n \omega_2)}{(\omega_2^2 - \omega_0^{(2)2})} \right), \quad (12)$$

$$q_1 = \lambda_1^* k_1 J'_n(k_1(R+h)) + \frac{\omega n}{(R+h) M_s^{(1)}} \frac{\gamma \beta_1^2}{\omega^2 - \omega_k^{(1)2}} J_n(k_1(R+h)),$$

$$q_2 = \lambda_2^* k_2 J'_n(k_2 R) + \frac{\omega_2 n}{R M_s^{(2)}} \frac{\gamma \beta_2^2}{\omega_2^2 - \omega_k^{(2)2}} J_n(k_2 R),$$

$$q_3 = \lambda_1^* k_1 H'_n(k_1(R+h)) + \frac{\omega n}{(R+h) M_s^{(1)}} \frac{\gamma \beta_1^2}{\omega^2 - \omega_k^{(1)2}} H_n^{(1)}(k_1(R+h)),$$

$$d_1 = \frac{4\pi\gamma\beta_1}{\omega^2 - \omega_k^{(1)2}} J_n(k_1(R+h)), \quad d_2 = \frac{4\pi\gamma\beta_2}{\omega_2^2 - \omega_k^{(2)2}} J_n(k_2 R),$$

$$d_3 = \frac{4\pi\gamma\beta_1}{\omega^2 - \omega_k^{(1)2}} H_n^{(1)}(k_1(R+h)),$$

$$s_1 = \frac{(\omega^2 - \omega_k^2) |n| + n\omega\omega_m^{(1)}}{(\omega^2 - \omega_0^{(1)2})}, \quad s_2 = \frac{(\omega_k^2 - \omega_2^2) |n| + n\omega_2\omega_m^{(2)}}{(\omega_2^2 - \omega_0^{(2)2})}.$$

Выражения (11), (12) показывают, что даже в случае исчезающе тонкого зазора $h \rightarrow 0$, когда в (11) $g \equiv 0$, коэффициенты $a_n = W_2/Z_2$ имеют все еще трудно обозримый, громоздкий вид. Для дополнительных упрощений выражений a_n , позволяющих делать предварительно (до численных расчетов по формулам (11),(12)) выводы относительно общих особенностей рассеяния, обратимся к случаю, когда вращение цилиндра в полости отсутствует ($\Omega=0, \omega_2=\omega$), а сами материалы цилиндра и внешней среды, не касаясь пока альтернативы параллельного ($M_s^{(1)} = M_s^{(2)} \equiv M_s, H_i^{(1)} = H_i^{(2)} \equiv H_i$) или антипараллельного ($M_s^{(1)} = -M_s^{(2)} \equiv M_s, H_i^{(1)} = -H_i^{(2)} \equiv H_i$) выстраивания в них намагниченностей и внутренних магнитных полей, одинаковы: $\lambda_1^* = \lambda_2^* \equiv \lambda^*$, $\beta_1 = \beta_2 \equiv \beta, \omega_k^{(1)} = \omega_k^{(2)} \equiv \omega_k, \rho_1 = \rho_2 \equiv \rho, k_1 = k_2 \equiv k$. В результате получим

$$a_n = -\frac{J_n(\xi)}{H_n^{(1)}(\xi)} \cdot \frac{\xi[\ln(J_n(\xi))]' + Q(n, \omega) |n|}{\xi[\ln(H_n^{(1)}(\xi))]' + Q(n, \omega) |n|}. \quad (13)$$

Здесь $\xi = kR$ – волновой размер цилиндра, а $Q(n, \omega)$ характеризует отклик магнитной подсистемы полями приграничных магнитостатических колебаний в актах парциального рассеяния:

$$Q(n, \omega) = (V_1 - V_2) + \frac{\beta(N_1 - N_2)}{2 + (L_1 - L_2)} \left(\frac{L_2}{M_s^{(2)}} - \frac{L_1}{M_s^{(1)}} \right),$$

$$V_j = \frac{\gamma\beta^2}{\lambda_1^* M_s^{(j)} (\omega^2 - \omega_k^2)} \left[\omega \cdot \text{sign}(n) - \frac{M_s^{(j)}}{M_s^{(2)}} L_2 \omega_0^{(j)} \zeta_j(n) \right],$$

$$N_j = \frac{\gamma\beta}{\lambda_1^* (\omega^2 - \omega_k^2)} [\omega \cdot \text{sign}(n) + \omega_0^{(j)} (1 - L_2)], \quad (14)$$

$$L_j = \omega_m^{(j)} \frac{\omega \cdot \text{sign}(n) + (-1)^j \omega_0^{(j)}}{\omega^2 - \omega_0^{(j)2}}, \quad \zeta_j(n) = \frac{\omega \cdot \text{sign}(n) + \omega_0^{(1)} \delta_{j2} + \omega_0^{(2)} \delta_{j1}}{\omega \cdot \text{sign}(n) + \omega_0^{(2)}}.$$

В формулах (14) использованы стандартные обозначения функции знака "сигнум" – sign и символов Кронекера.

Если абстрагироваться от специфики дисперсий SH-волн в ферромагнитных и пьезополупроводниковых средах, то можно отметить, что величина $Q(n, \omega)$ является аналогом величины $\mathcal{K}^2 F_n(\tau, \xi_1)$ в формулах для коэффициентов a_n работы [17]. Подобно тому, как в [17] неравенство $F_n(\tau, \xi_1)|_{n>0} \neq F_n(\tau, \xi_1)|_{n<0}$ отражает дрейфовую невзаимность рассеяния SH-волн пьезополупроводниковым цилиндром с азимутальным током носителей заряда, следующее из выражений (14) неравенство $Q(n, \omega)|_{n>0} \neq Q(n, \omega)|_{n<0}$ предопределяет неравенство амплитудных коэффициентов $a_n \neq a_{-n}$ в связи с невзаимностью рассеяния SH-волн ферромагнитным цилиндром в условиях ФМР на приграничных магнитостатических колебаниях.

Величина $Q(n, \omega)$ характеризует отклик магнитных подсистем цилиндра и охватывающей его ферромагнитной среды при преобразовании падающей волны в одну из возможных волн-гармоник рассеянного поля и, поэтому, определяется в итоге перепадом уровней спин-фононной связи материалов по разные стороны зазора. Соответственно, в (14) величины $Q(n, \omega)$ выражаются разностями коэффициентов V_j, N_j, L_j .

Из выражений (14) видно, что из-за присутствия в этих коэффициентах только функции $\text{sign}(n)$ резонансный отклик магнитных подсистем будет одинаков для парциальных гармоник рассеянного поля общего азимутального распространения: $Q(n, \omega)|_{n>0} = Q_+(\omega)$, $Q(n, \omega)|_{n<0} = Q_-(\omega)$. Таким образом, невзаимные решения проявляются как решения, относящиеся по отдельности к наборам парциальных волн прямого ($n>0$) или обратного ($n<0$) азимутального распространения.

2. Интегральные характеристики рассеяния SH-волны

В задачах рассеяния в качестве полных по всей совокупности парциальных рассеянных волн – интегральных характеристик рассеяния,

принято рассматривать [18] амплитудную характеристику рассеяния $\Phi_s(\theta)$ и полное поперечное сечение рассеяния $\sigma_s(\xi)$. Амплитудная характеристика рассеяния задается рядом Релея по азимутальным гармоникам $\Phi_s(\theta) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} a_n \exp(in\theta)$, в нашем случае с a_n из (13) в качестве весовых фурье-коэффициентов, позволяющих судить об усилении (ослаблении) рассеяния на отдельных гармониках за счет действия различных факторов.

Физически этот результат для парциальных гармоник можно объяснить тем, что возбуждаемые в процессе рассеяния магнитоупругие волны и магнитостатические колебания требуют на свое образование определенных энергетических затрат. Связывая, таким образом, часть энергии падающей волны, они в целом способствуют изменению рассеивающей способности цилиндра в полости по сравнению с обычными немагнитными средами. Данную трактовку тем более имеет смысл принимать во внимание, если рассматривать не амплитудную характеристику рассеяния, а среднюю рассеянную мощность или связанный с ней такой показатель рассеивающей способности, как полное сечение рассеяния σ_s .

По определению $\Phi_s(\theta)$ представляет комплексную амплитуду рассеянного поля в дальней волновой зоне. Она интересна, прежде всего, своей абсолютной величиной, характеризующая перераспределение рассеянной мощности по азимуту, тогда как σ_s позволяет проследить частотную зависимость мощности, рассеянной в локационном направлении. В определенном смысле $|\Phi_s(\theta)|$ – показатель эффективности рассеяния, оцениваемый по угловому (пространственному) спектру, а σ_s – такого же рода спектральный показатель, но только рассматриваемый в частотном (временном) представлении. Естественно, что указанные величины дополняют друг друга и для составления более целостного представления о рассеивающих свойствах неоднородности должны анализироваться совместно.

Величину $|\Phi_s(\theta)|$ нормируют на значение $|\Phi_s(\theta^*)| = \max|\Phi_s(\theta)|$, где $\theta^* = 0$ – локационное направление и тогда говорят о полярной характеристике (индикатрисе) рассеяния $\Gamma_s(\theta) = |\Phi_s(\theta)|/|\Phi_s(\theta^*)|$, а сами кривые зависимостей $\Gamma_s(\theta)$ в полярных координатах называют полярами. Итак напишем

$$\Gamma_s(\theta) = \frac{\left| \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} a_n \exp(in\theta) \right|}{\left| \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} a_n \right|}. \quad (15)$$

Другая рассчитываемая величина σ_s определяется отношением среднего радиального потока энергии, рассеянной полостью, к среднему потоку энергии волны, падающей на полость. Магнитостатические колебания как вне, так и внутри цилиндра, рассматриваемые в квазистатическом приближении, не переносят энергии в радиальном направлении. Поэтому для σ_s остается в силе обычное классическое представление

$$\sigma_s = \frac{4}{k_1} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} |a_n|^2. \quad (16)$$

3. Численный расчет спектра сечения рассеяния SH-волны

Для анализа магнитных резонансов при рассеянии SH-волн имеет смысл обратиться к спектральным зависимостям поперечного рассеяния, рассчитываемых по формуле (16) для ферромагнитных сред с параметрами кристалла железо-иттриевого граната (ЖИГ), приведенными в Таблице 1.

Таблица 1. Параметры кристалла ЖИГ.

$\gamma=2 \cdot 10^7 \text{ Э}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$	$\beta=7.4 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^3$
$\lambda=7.64 \cdot 10^{11} \text{ дин/см}^2$	$\omega_k \approx 2.619 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$
$c_t=3.8 \cdot 10^5 \text{ см/см}$	$4\pi M_s \approx 1760 \text{ Гс}$
$M_s = 140 \text{ Гс}$	$\gamma\beta^2/\lambda M_s \approx 1.023 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$
$H_i = 700 \text{ Э}$	$\omega_m \approx 3.5 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$
$\omega_0 = 1.4 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$	$\rho = 5.2 \text{ г/см}^3$

Частотная дисперсия SH-волн усложняет поведение величины σ_s и для того, чтобы в случае ферромагнетика располагать возможностью ее сопоставления спектрам сечения рассеяния SH-волн вращающимся цилиндром в пьезоэлектрике [10], в качестве независимой спектральной переменной необходимо рассматривать не фактический размер цилиндра $\xi = kR$, а $\xi_0 = \omega R / c_i$ – волновой размер цилиндра равновеликого радиуса в изотропной среде. Благодаря частотозависящему (резонансному) отклику спиновой подсистемы через посредство амплитудных коэффициентов a_n изменения ξ_0 с ростом R при фиксированном ω и, наоборот, при нарастании ω и фиксированном R , приводят к неодинаковым спектральным представлениям $\sigma_s = \sigma_s(\xi_0)$. В первом случае спектры сечения рассеяния аналогичны представленным в [10], так как при $\omega = \text{const}$ ферромагнетик подобен пьезоэлектрику с резонансно регулируемой электромеханической связью и возможной сменой типа пьезоактивности в резонансных точках. Во втором случае, если пытаться следовать аналогии ферромагнетика пьезокристаллу, "уровень пьезоактивности" не остается постоянным, а определяется частотной зависимостью амплитудных коэффициентов [10].

Вышеизложенное иллюстрируют рис. 3 и 4, на которых представлены спектры сечения рассеяния, рассчитанные по формулам (11), (12), (20) для статичного цилиндра в ЖИГе в условиях антипараллельных намагниченностей и внутренних магнитных полей в кристаллах: $M_s^{(1)} = -M_s^{(2)} \equiv M_s$, $H_i^{(1)} = -H_i^{(2)} \equiv H_i$. Соответственно этому в формулах (12), (14) следует принять $\omega_0^{(1)} = -\omega_0^{(2)} \equiv \omega_0$, $\omega_m^{(1)} = -\omega_m^{(2)} \equiv \omega_m$. Другой случай одинаково направленных намагниченностей и внутренних магнитных полей в ферромагнетиках $\omega_0^{(1)} = \omega_0^{(2)} \equiv \omega_0$, $\omega_m^{(1)} = \omega_m^{(2)} \equiv \omega_m$ не обсуждается по причине малых (при $h \neq 0$), либо вообще нулевых (при $h = 0$) значений $Q(n, \omega) = 0$. Последнее нетрудно установить, обращаясь к формулам (14), где из-за одинаковых значений частот $\omega_0^{(j)}$ и $\omega_m^{(j)}$ имеем $V_1 = V_2$, $N_1 = N_2$.

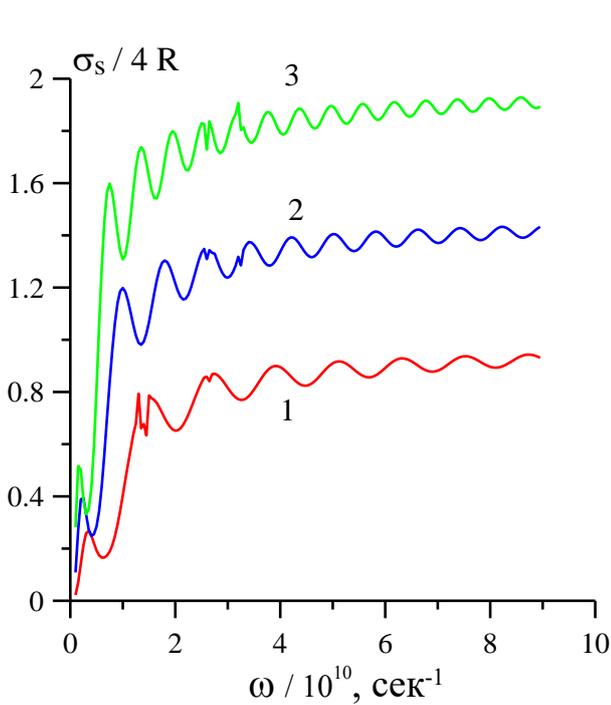


Рис. 3. Частотный спектр сечения рассеяния SH-волн ферромагнитным цилиндром ЖИГ радиуса $R=10^{-4}$ см для различных толщинах вакуумного зазора: 1 – $h=10^{-8}$ см, 2 – $h=5 \cdot 10^{-5}$ см, 3 – $h=10^{-4}$ см в отсутствии вращения цилиндра .

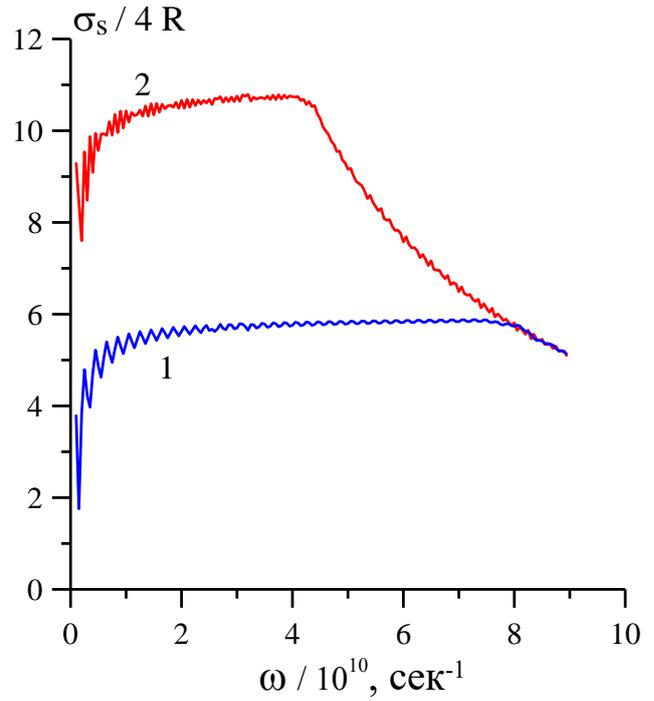


Рис. 4. Частотный спектр сечения рассеяния SH-волн ферромагнитным цилиндром ЖИГ радиуса $R=10^{-4}$ см для различных толщинах вакуумного зазора: 1 – $h=5 \cdot 10^{-4}$ см, 2 – $h=10^{-3}$ см в отсутствии вращения цилиндра.

Рис.3,4 дают общее представление о характере проявления резонансов. Можно предположить, что на резонансных частотах, для которых наблюдаются пики рассеяния, происходит эффективное возбуждение соответствующей моды щелевой магнитоакустической волны, благодаря которой акустическая волна может эффективно "туннелировать" через вакуумный зазор во второй кристалл [6]. Косвенно это подтверждается зависимостью кривых сечения рассеяния от толщины вакуумного зазора.

При малых и умеренных значениях толщины зазора (рис. 3) необходимость поддержки kh на оптимальном для туннелирования уровне по мере роста h способствует сжатию и сдвигу области резонансных пиков в сторону низких частот. Одновременно с этим происходит увеличение сечения

рассеяния за счет известного согласно [3] прироста числа магнитоакустических щелевых волн, пропорционального kh .

С последующим увеличением h (рис. 4) тенденция указанных изменений спектров сечения рассеяния сохраняется: основной максимум сдвигаясь в низкочастотную область испытывает сжатие и существенное возрастание, на фоне которого резонансные пики выглядят (см. кривую 1) как мелкомасштабные возмущения, переходящие и на спадающий участок. При больших h основной максимум спектра, как следствие прекращения эффективного сцепления ферромагнетиков магнитостатическими колебаниями через зазор, претерпевает настолько сильный подъем вверх и сдвиг-сжатие в низкочастотную область, что частотная зависимость поперечного сечения рассеяния принимает вид монотонно спадающей кривой 2 с погашенными мелкомасштабными возмущениями, которая в асимптоте устремляется к пределу геометрической оптики $\sigma_s / 4R = 1$.

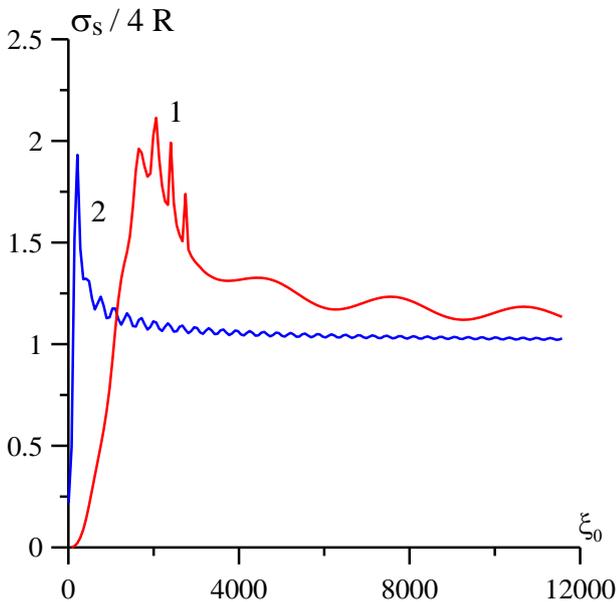


Рис.5. Спектр сечения рассеяния SH-волн ферромагнитным цилиндром ЖИГ в окрестности частоты МАР: 1 – $\omega = \omega_k$, 2 – $\omega = 1.00000001\omega_k$. $h = 10^{-8}$ см, $\Omega=0$.

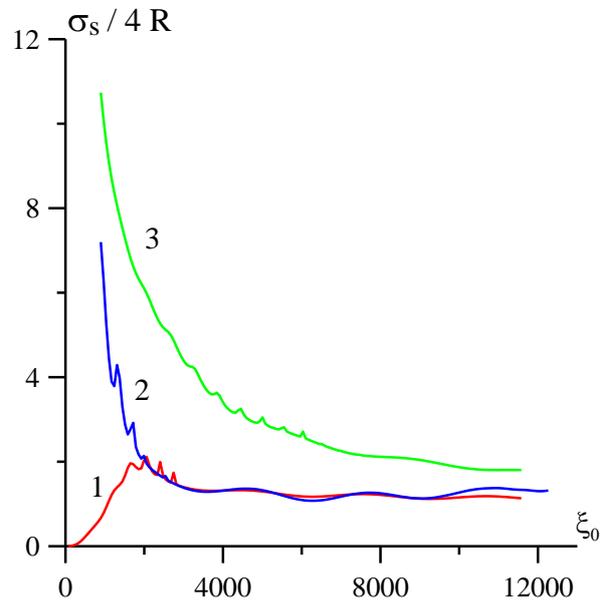


Рис.6. Спектр сечения рассеяния SH-волн ферромагнитным цилиндром ЖИГ для частоты МАР и различных толщинах зазора: 1 – $h = 10^{-8}$ см, 2 – $h = 10^{-2}$ см, 3 – $h = 10^{-1}$ см. $\Omega=0$.

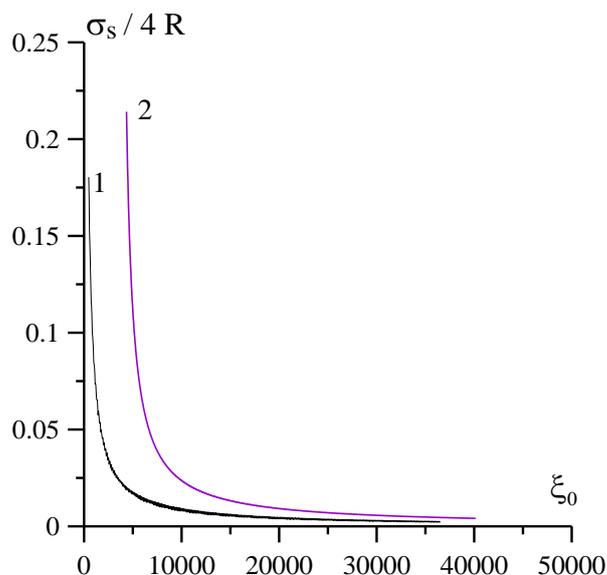


Рис.7. Спектр сечения рассеяния SH-волн ферромагнитным цилиндром ЖИГ для частоты ФМР и различных толщинах зазора: 1 – $h=10^{-8}$ см, 2 – $h=10^{-1}$ см. $\Omega=0$.

На рис. 5–7 представлены спектры сечения рассеяния SH-волны статичным цилиндром ферромагнетика типа ЖИГ для частот окрестности МАР (рис. 5,6) и ФМР (рис. 7) при использовании в качестве спектральной переменной волнового размера ξ_0 . В случае частот окрестности МАР (рис.5) на кривых имеет место наличие интерференционных осцилляций, которые модулируются по спектру благодаря разницы в скоростях прямого ($n>0$) и обратного ($n<0$) азимутального распространения рассеянных волн – эффект невзаимность. Кривая 2 соответствует частоте, превышающей ω_k , т.е. характеризует спектр сечения рассеяния SH-волн, принадлежащих высокочастотной дисперсионной ветви, тогда как кривая 1 представляет спектр сечения рассеяния для низкочастотной ветви. Это объясняет разницу в асимптотических уровнях кривых 1,2 при $\xi_0 \rightarrow \infty$. Видно также, что с ростом ξ_0 интерференционные осцилляции кривой 2 заметно ослабевают и с разворачиванием цилиндра в плоскость пропадают. Такое, критичное к кривизне удерживающей границы поведение свойственно быстрым периферическим волнам типа мод шепчущей галереи [20] и, напротив, нетипично для медленных поверхностных волн в случае кривой 1.

Из рис. 6 следует, что влияние толщины вакуумного зазора на поведение спектров сечения рассеяния в окрестности МАР аналогично отмечавшемуся на частотных зависимостях рис. 3,4. В частности, кривая 3 рис. 6 отличается от кривой 2 рис. 4 только более заметным проявлением мелкомасштабных осцилляций спектра сечения рассеяния из-за фиксированности положения частоты в окрестности МАР. В случае больших h влияние второго цилиндра магнитостатическими полями через зазор практически отсутствует, и рассеяние происходит по сути дела полостью. Интересно, что аналогичное монотонное спадание демонстрируют спектры сечения рассеяния на частоте ФМР (рис. 7). Однако в этом случае рассеяние существенно слабее и в асимптотическом пределе $\xi_0 \rightarrow \infty$ отсутствует полностью.

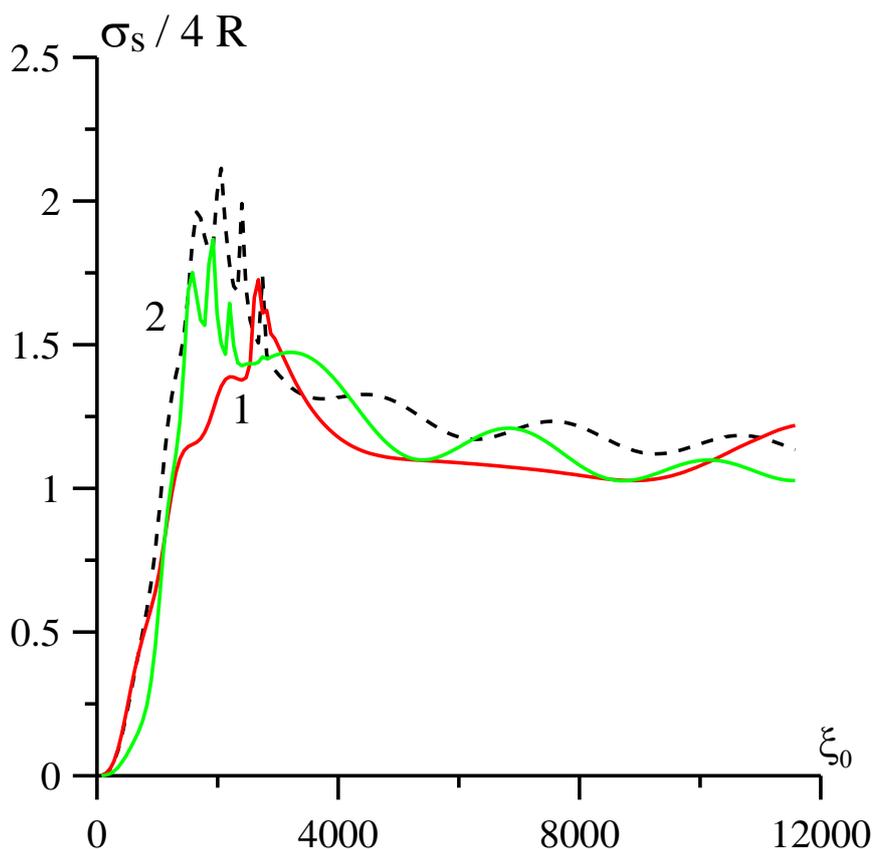


Рис.8. Спектр сечения рассеяния SH-волн ферромагнитным цилиндром ЖИГ радиуса $R=10^{-4}$ см и толщины зазора $h=10^{-8}$ см для окрестности частоты МАР для различных скоростей вращения: Штриховая кривая – $\Omega=0$ рад/сек $^{-1}$, 1 – $\Omega=10^{10}$ рад/сек $^{-1}$, 2 – $\Omega=-10^{10}$ рад/сек $^{-1}$.

Влияние вращения цилиндра на спектр сечения рассеяния для частоты МАР показывает рис. 8. Видно, что здесь вращение оказывается заметным в диапазоне $\xi_0 \leq 2 \cdot 10^4$, если угловая скорость Ω сопоставима с частотой волны (кривая 1). В области других частот сечение рассеяния слабо изменяется под влиянием вращения.

Из поведения кривой 1 рис. 8, например, следует, что вращение цилиндра вызывает (при $\xi_0 \leq 2 \cdot 10^4$) в целом ослабление рассеяния по плотности энергии волны. При этом при вращении цилиндра против часовой стрелки ($\Omega > 0$) резонансные пики сглаживаются и смещаются вправо. При $\Omega < 0$ резонансные пики более выражены, и они смещаются в противоположном направлении.

4. Численный расчет поляр рассеяния SH-волны

Поляры рассеяния SH-волн ферромагнитным цилиндром показывают зависимость нормированного по локационному направлению модуля амплитудной характеристики сдвиговых волн (15) от полярного угла θ . В расчетах поляр важно учитывать, уже отмечавшееся неравенство $a_n \neq a_{-n}$, выражающее невзаимность рассеяния ввиду того, что согласно (12), (14), $Q_+ \neq Q_-$. Этот эффект наиболее сильно выражен в условиях ФМР и, как покажут последующие расчеты, подобно дрейфовой невзаимности рассеяния [17], приводит к заметной асимметрии поляр рассеяния относительно локационного направления.

Другим проявлением невзаимности рассеяния оказывается то обстоятельство, что с обращением $H_0 \rightarrow -H_0$, $M_s \rightarrow -M_s$ коэффициенты Q_+ и Q_- , как следует из выражений (11),(12) ((13),(14) – при $\Omega=0$, $h=0$), переставляются местами. Поляра рассеяния для обращенного подмагничивающего поля предстанет при этом зеркальным отражением исходной поляры рассеяния относительно полярной оси.

Описанные закономерности рассеяния SH-волн цилиндром в ферромагнетике иллюстрируют картины поляр рассеяния на рис. 9–13, рассчитанные по формулам (11)(12),(15) для кристалла ЖИГ. Данные расчетов дополнительно

конкретизировались заданием частоты, Ω , h и радиуса цилиндра. Невзаимность рассеяния демонстрируется асимметрией поляр рассеяния в окрестности ФМР, представленных на рис. 9,10 соответственно для областей длинных и средних волн.

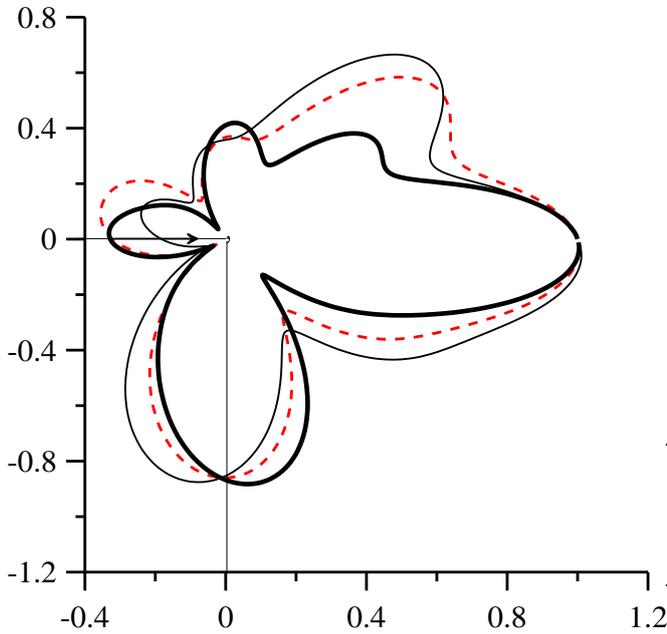


Рис.9. Поляры рассеяния SH-волны полостью в ЖИГ в окрестности частоты ФМР для $R=10^{-4}$ см при толщине зазора $h=10^{-7}$ см и $\Omega=0$. Штриховая линия – $-\omega=\omega_0$, тонкая линия – $\omega_0-\omega=10^9$ рад/с, утолщенная линия $\omega-\omega_0=10^9$ рад/с.

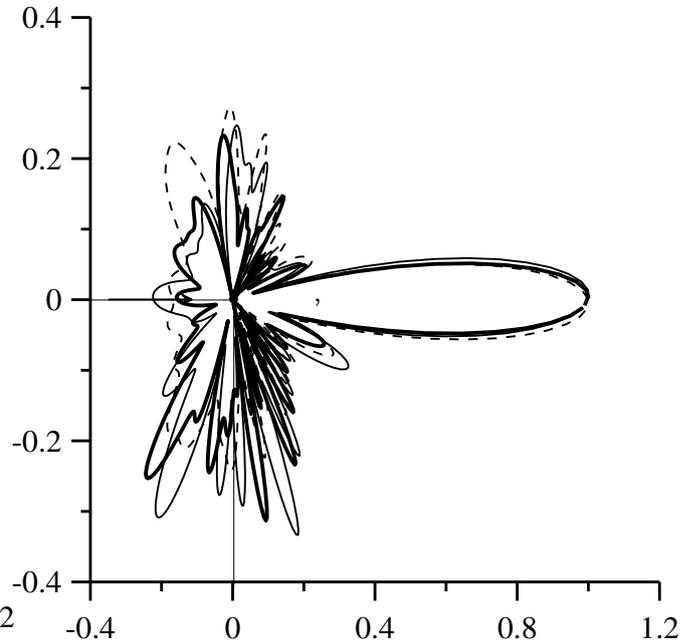


Рис.10. Поляры рассеяния SH-волны полостью в ЖИГ в окрестности частоты ФМР для $R=5 \cdot 10^{-4}$ см при толщине зазора $h=10^{-7}$ см и $\Omega=0$. Штриховая линия – $-\omega=\omega_0$, тонкая линия – $\omega_0-\omega=10^9$ рад/с, утолщенная линия – $\omega-\omega_0=10^9$ рад/с.

Согласно рис. 9, при используемых отстройках от ФМР поляра длинноволнового рассеяния преобразуется в искаженную поляру квазидипольного типа, повернутую по или против азимута. Примечательно, что обусловленные смене знака Q при переходе через резонансную точку противоположные "повороты" поляр сопровождаются существенным, причем неодинаковым изменением формы исходной штриховой поляры. Таким образом, невязимость рассеяния при ФМР в отличие от дрейфовой невязимости рассеяния SH-волн полупроводниковым цилиндром [17] не

ограничивается одним ротационным действием. Связано это с тем, что ФМР одинаково проявляется по всей совокупности парциальных волн заданного азимутального распространения, тогда как порождающее дрейфовую невзаимность акустоэлектронное усиление имеет в отношении азимутальных гармоник селективный характер.

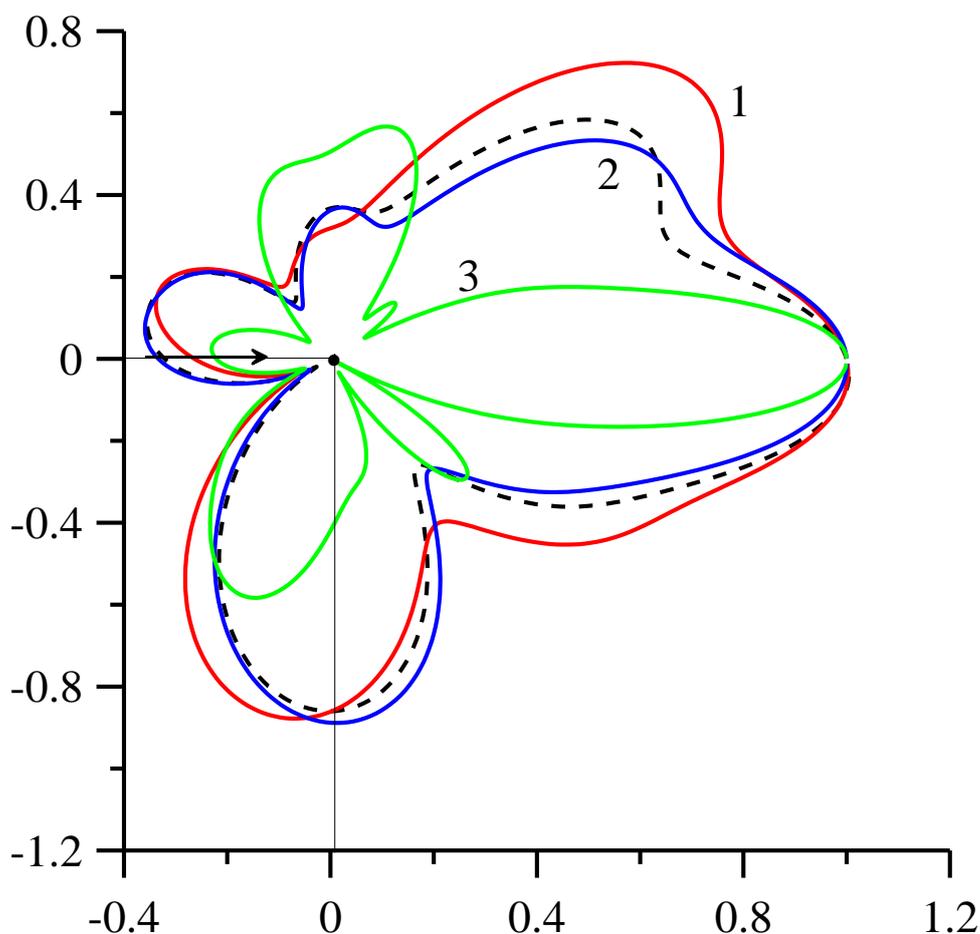


Рис.11. Поляры рассеяния SH-волны полостью в ЖИГ для частоты ФМР при $R=10^{-4}$ см, $\Omega=0$ и различных толщин зазора. Штриховая линия – $h=10^{-7}$ см, 1 – $h=10^{-6}$ см, 2 – $h=10^{-5}$ см, 3 – $h=10^{-4}$ см.

С сокращением длины волны в полярах (рис. 10) проявляется, естественно, большая лепестковость, а вдоль луча $\theta=0$ формируется тенеобразующий центральный максимум рассеяния. Он тем менее подвержен искажению за счет резонансной реакции полей приграничных магнитостатических колебаний, чем короче длина волны по сравнению с R . Видно, что при умеренных (рис. 9) и средних (рис. 10) длинах волн ФМР

способствует асимметричному усилению дифракционных осцилляций в переходных зонах "света-тени".

Повышение контрастности дифракционных картин коротковолнового рассеяния объясняется вкладом магнитоупругих поверхностных волн. Вдали от МАР поведение этих волн на искривленных ДГ будет практически бездисперсивным. При положительных значениях величин Q_{\pm} неравенство $Q_{+} \neq Q_{-}$ фактически показывает, что сосуществующие магнитоупругие сдвиговые поверхностные волны обратного (при знаке "-") и прямого (при знаке "+") азимутального распространения имеют неодинаковые фазовые скорости. Такие различия сильнее всего должны быть выражены в окрестности ФМР. Например, для поляр рис. 9 вследствие того, что $Q_{+} \cong 1$, а $Q_{-} \cong 10$, магнитоупругая сдвиговая поверхностная волна как типично замедленная мода колебаний, хорошо выражена только для обратного распространения. Прямая же магнитоупругая сдвиговая поверхностная волна слабо отличается от наинизшей нормальной сдвиговой волны-моды шепчущей галереи [20]. Согласно рис.10, чем меньше толщина вакуумного зазора, тем больше рассеяние магнитоупругой волны. Это можно объяснить тем, что при достаточно большом радиусе второй среды и малом вакуумном зазоре магнитоупругая волна туннелирует эффективно через зазор ферромагнитных кристаллов, тем самым способствуя более сильному рассеянию падающей волны.

На рис. 12 показано поляры рассеяния для окрестности частоты МАР. В отличие от окрестности частоты ФМР поляры рассеяния остаются симметричными относительно локационного направления в силу особенностей спектра магнитоупругих волн в окрестности МАР и слабых амплитуд приграничных магнитостатических колебаний, посредством которых и проявляется невзаимность магнитной подсистемы в окрестности частоты ФМР (см. рис 9,10,11).

На рис.13 показано влияние вращения цилиндра на поляры рассеяния SH-волн для окрестности частоты МАР. Направление вращения цилиндра положительно, если оно направлено против часовой стрелки (см. рис. 1, 2). При положительном вращении цилиндра происходит уменьшение поляр рассеяния по сравнению с полярами рассеяния на статичном цилиндре.

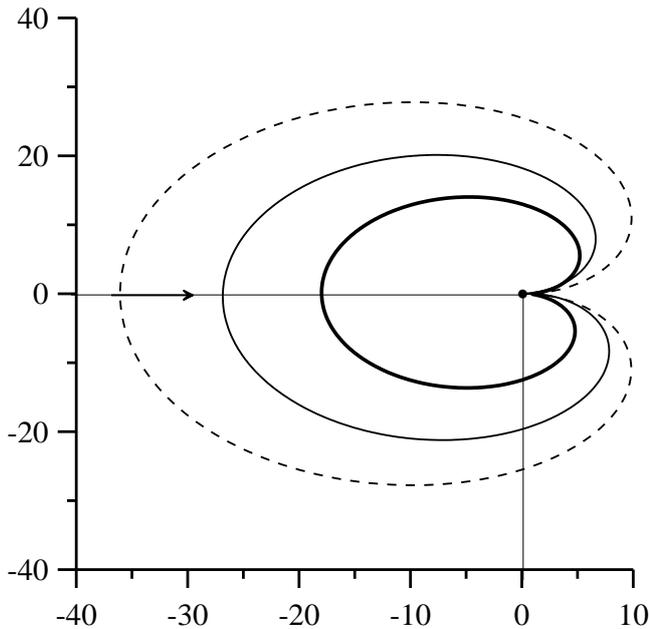


Рис.12. Поляры рассеяния SH-волны полостью в ЖИГ в окрестности частоты МАР для $R=10^{-4}$ см, толщины зазора $h=10^{-7}$ см и $\Omega=0$. Штриховая линия – $\omega = \omega_k$, тонкая линия – $\omega_k - \omega = 10^3$ рад/с, утолщенная линия $\omega - \omega_k = 10^3$ рад/с.

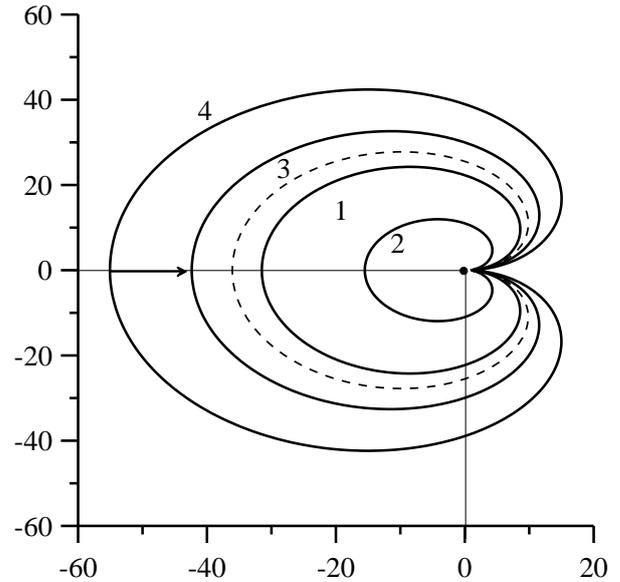


Рис.13. Поляры рассеяния SH-волны полостью в ЖИГ для частоты МАР для $R=10^{-4}$ см и толщины зазора $h=10^{-7}$ см. Штриховая линия – $\Omega=0$, 1 – $\Omega = 10^8$ рад/с, 2 – $\Omega = 10^9$ рад/с., 3 – $\Omega = -10^8$ рад/с, 4 – $\Omega = -10^9$ рад/с

Обратное соотношение имеет место при отрицательном вращении цилиндра, выражая невзаимность магнитной подсистемы к различным преобразованиям. Расчетом установлено, что заметное преобразование поляра рассеяния вращением цилиндра начинает происходить при скорости вращения цилиндра $|\Omega|$ порядка 10^7 рад/с, т.е. $\Omega/\omega \sim 10^{-3}$. Однако такое преобразование слабо отличается от статичного случая и его практически не видно на графиках. С увеличением скорости вращения, в диапазоне $10^9 < |\Omega| < 10^{10}$ рад/с,

происходит резкое увеличение (уменьшение) поляра рассеяния в десятки раз по сравнению с рассеянием без вращения цилиндра. Поскольку изменение рассеяния в полярах заметно как при высоких, так и малых Ω/ω , можно сделать вывод о возможности мониторинга вращения цилиндра по уровню прямо отраженного ($\theta = \pi$) сигнала.

Заключение

Рассмотрены особенности рассеяния плоской сдвиговой магнитоупругой волны вращающимся ферромагнитным цилиндром, который размещен без акустического контакта внутри ферромагнетика типа железиттриевого граната. Показано, что благодаря связи между вращающимся цилиндром и внешней магнитоактивной средой магнитными полями через зазор двух сред вращение цилиндра в полости способствует перераспределению энергии между парциальными волнами рассеянного поля, выражаемому существенной асимметрией поляра рассеяния в окрестности частоты ФМР.

Наиболее сильно влияние вращения ферромагнитного цилиндра на рассеяние магнитоупругих волн проявляется в окрестности частоты магнитоакустического резонанса. Это выражается заметным увеличением рассеяния в полярах. При этом амплитуда рассеянных волн растет с увеличением скорости вращения цилиндра по часовой стрелке. Обратное происходит при обращении направления вращения, что представляется дополнительным проявлением не взаимности рассеяния из-за вращения цилиндра. Таким образом, по изменению рассеяния в ходе эксперимента можно определить угловую скорость и направление вращения цилиндра, которая, как показано, может быть достаточно малой величиной по сравнению с частотой акустической волны.

Установлено, что вращение цилиндрической неоднородности, может рассматриваться как новый канал управления распространением и преобразованием магнитоупругих волн. Поэтому результаты рассеяния волн вращающейся цилиндрической неоднородностью в ферромагнетике могут

составить теоретическую основу для разработки систем мониторинга устройств, в которых вращение деталей положено в основу функционирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (18-07-00614 а).

Литература

1. Гуляев Ю.В., Марышев С.Н., Шевяхов Н.С. Электрорезонансная волна в зазоре пьезоэлектрической пары с относительным продольным перемещением // Письма в ЖТФ. 2006. Т.32. №20. С.18-26.
2. Марышев С.Н., Шевяхов Н.С. Электрорезонансная волна в зазоре осциллирующе перемещающихся пьезоэлектриков. // Письма в ЖТФ. 2017. Т.43. №22. С.32-39.
3. Марышев С.Н., Моисеев А.В., Вилков Е.А., Фомин Л.А. Спектр магнитоупругих волн в щелевой структуре ферромагнитных кристаллов при их дозвуковом относительном перемещении. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2018. №11. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2018.11.8>
4. Марышев С. Н., Моисеев А. В., Вилков Е. А., Фомин Л. А. Спектральные свойства магнитоупругих волн в щелевой структуре ферромагнитных пленок при их дозвуковом относительном перемещении. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2019. №7. <https://doi.org/30898/1684-1719.2019.7.8>
5. Вилков Е.А, Никитов С.А., Моисеев А.В. Магнитостатические волны в зазоре двух относительно перемещающихся ферромагнитных пленок. // РЭ. 2012. Т.57. №11. С.1–7.
6. Шавров В.Г, Вилков Е.А., Моисеев А.В. Туннелирование магнитоупругих волн через вакуумный зазор ферромагнитных кристаллов с относительным продольным перемещением. // Письма в ЖТФ. 2009. Т.35. №18. С.87-94.

7. Шавров В.Г., Вилков Е.А., Моисеев А.В. Туннелирование магнитоакустических волн через зазор ферромагнитных кристаллов с относительным продольным перемещением. // ФТТ. 2011. Т.53. №3. С.472-477.
8. Вилков Е.А., Моисеев А.В. Щелевые магнитостатические волны в зазоре ферромагнитных кристаллов с относительным продольным перемещением. // ЖТФ. 2010. Т.80., №6. С.138-140.
9. Марышев С.Н., Шавров В.Г., Шевяхов Н.С., Моды сдвиговых магнитоупругих волн в ферромагнитном цилиндре. // Акустический журнал. 2006. Т.52. №2. С.236-242.
10. Шевяхов Н.С., Марышев С.Н. Рассеяние сдвиговой волны полостью в пьезоэлектрике с вращающимся пьезоэлектрическим цилиндром. // Сборник трудов XXII сессии Российского акустического общества и Сессии Научного совета РАН по акустике. Т. 1. - М.: ГЕОС, 2010. 344 с. 245 – 249.
11. Игнатов Ю.А., Климов А.А., Никитов С.А. Аномальный эффект Доплера при распространении магнитостатических волн в ферромагнитных пленках и в структурах феррит–диэлектрик–металл // РЭ. 2010. Т.55. №4. С.480-487.
12. Daniel D. Stancil et al. Observation of an inverse Doppler shift from left-handed dipolar spin waves // Physical Review B. 2006. Vol.74. P.060404.
13. Reed E.J., Soljagic M. Jannopoulos J.D. Reversed Doppler Effect in Photonic Crystals // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol.91. No.13. P.133901.
14. Hu X., Hang Z., Li J., et al Anomalous Doppler effects in phononic band gaps // Phys. Rev. E. 2006. Vol.73. No.1. P.015602.
15. Вилков Е.А., Шавров В.Г., Шевяхов Н.С. Особенности взаимодействия сдвиговой волны с движущейся доменной границей феррит-гранатового кристалла // Акустический журнал. 2001. Т.47. №2. С.200-209.
16. Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: Советское радио, 1975. 360 с.

17. Шевяхов Н.С. Усиление и дрейфовая невязанность рассеяния сдвиговой волны полупроводниковым цилиндром в пьезоэлектрике // Акустический журнал. 2005. Т.51. №5. С.682-693.
18. Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. М.: Наука. 1982. 272 с.
19. Вилков Е.А., Шавров В.Г., Шевяхов Н.С. Эффективность преобразования сдвиговой поверхностной волны движением удерживающей доменной границы // ЖТФ., 2003. Т.73. №3. С.80-86.
20. Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твёрдых телах. М.: Наука, 1981. 287 с.

Для цитирования:

Марышев С.Н., Моисеев А.В., Вилков Е.А.. Рассеяние магнитоупругой волны полостью в ферромагнетике с вращающимся ферромагнитным цилиндром. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2020. №9. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.9.3>