РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, 2020, том 65, № 3, с. 267–276

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 537.624;537.632

НЕВЗАИМНЫЕ СВОЙСТВА ОБРАТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН

© 2020 г. Э. Г. Локк*

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, Московской обл., 141196 Российская Федерация

**E-mail: edwin@ms.ire.rssi.ru*

Поступила в редакцию 26.03.2018 г.
После доработки 24.09.2019 г.
Принята к публикации 09.10.2019 г.

Исследованы невзаимные свойства мод обратной спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой пластине. Установлено, что на поверхности пластины отношение R нормированных амплитуд магнитного потенциала для двух волн с противоположно направленными волновыми векторами, ориентированными под углами φ и $\varphi - \pi$ относительно внешнего магнитного поля, существенно зависит от величины φ. Найдено, что существует значение частоты f_R, которое делит диапазон существования обратных спиновых волн на два частотных интервала: для частот, меньших f_R, зависимость $R(\varphi)$ является монотонной (величина R принимает минимальное и максимальное значения при углах, близких к углам отсечки волнового вектора), а для частот, больших f_R, – имеет точки экстремума (максимум и минимум) при значениях φ, равных максимальным углам отсечки поверхностной спиновой волны. Получена формула для ориентации волнового вектора, при которой на распределении амплитуды магнитного потенциала m-й моды волны в сечении ферритовой пластины возникает m-я точка экстремума, лежащая на одной из поверхностей пластины.

DOI: 10.31857/S0033849420030109

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, касательно намагниченная ферритовая пленка – одна из немногих реальных сред, в которой могут возбуждаться и распространяться с малыми потерями обратные волны. В работе [1] обратные спиновые волны (ОСВ) были описаны с использованием магнитостатического приближения, из-за чего их часто называют обратными объемными магнитостатическими волнами (МСВ). В дальнейшем многие свойства этих волн и различные устройства на их основе были исследованы и описаны в ряде монографий [2–9] и статей [10–23]. В частности, в работах [13, 16] теоретически и экспериментально установлено, что при возбуждении ОСВ линейным преобразователем возникают две волны, характеризующиеся противоположно направленными волновыми векторами и *различным*[1] распределением магнитного потенциала в сечении ферритовой пластины. Кроме того, в [16, 18] было найдено, что в зависимости от ориентации волнового вектора (или возбуждающего преобразователя) наибольшее значение магнитного потенциала может находиться как на поверхности, так и внутри ферритовой пластины.

Очевидно, что для разработки спин-волновых устройств необходимо знать, при какой ориентации волнового вектора распределение магнитного потенциала ОСВ имеет точку экстремума непосредственно на поверхности ферритовой пластины и при какой ориентации волнового вектора на поверхности пластины реализуется наибольшее отношение амплитуд магнитных потенциалов, описывающих две волны с противоположно направленными волновыми векторами. Ответы на эти вопросы дают представленные ниже исследования, являющиеся логическим продолжением работ [16, 21].

1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ. ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ НОРМИРОВАННОЙ АМПЛИТУДЫ МАГНИТНОГО ПОТЕНЦИАЛА $\Psi_0^{\text{н}}(x)$

Рассмотрим бесконечную пластину *2* толщиной s из изотропного феррита (рис. 1а). Пластина *2*, окруженная полупространствами вакуума *1* и *3*, намагничена до насыщения касательным однородным магнитным полем $\overrightarrow{H_0}$ и характеризуется тензором магнитной проницаемости $\overleftrightarrow{\mu}_2$. Исполь-

[1] Исключением является случай, когда обе волны распространяются параллельно вектору внешнего магнитного поля в противоположных направлениях. Только в этом случае обе волны обладают *одинаковым* распределением магнитного потенциала в сечении ферритовой пластины и поэтому возбуждаются с одинаковой амплитудой.

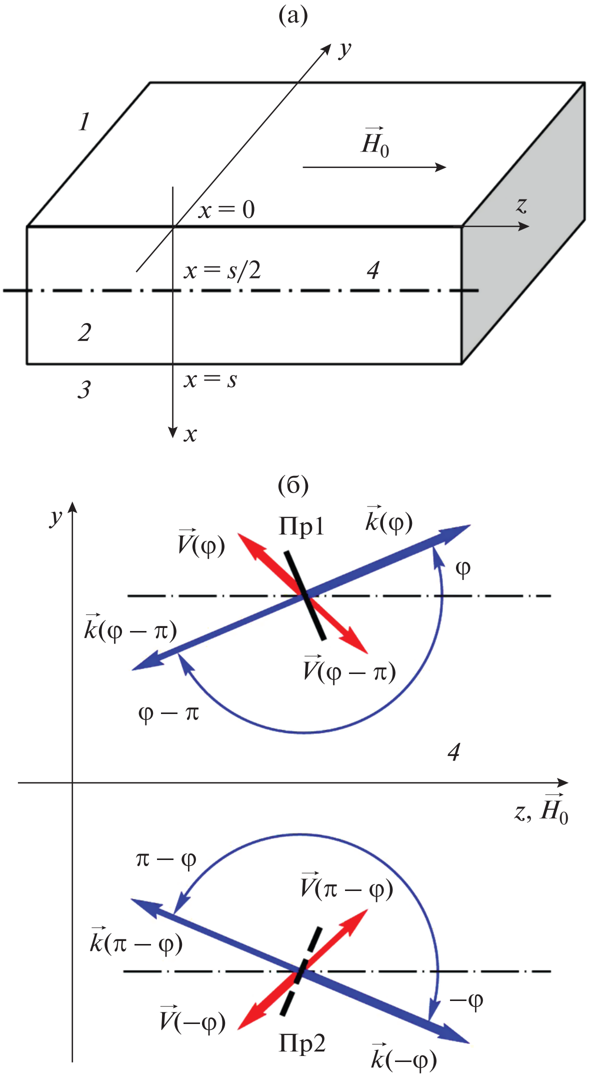

Рис. 1. Геометрия задачи в пространстве (а) и в плоскости ферритовой пластины (б) (вид со стороны поверхности $x = 0$): *1* и *3* – полупространства вакуума, *2* – ферритовая пластина (пленка); *4* – ось симметрии бесконечной касательно намагниченной ферритовой пластины; Пр1 и Пр2 – симметричные друг другу при повороте относительно оси *4* преобразователи, лежащие соответственно на поверхностях $x = 0$ и $x = s$. Изображены волновые векторы $\vec{k}(\varphi)$ и $\vec{k}(\varphi - \pi)$, $\vec{k}(-\varphi)$ и $\vec{k}(\pi - \varphi)$, их ориентации φ и φ – π, –φ и π–φ и соответствующие векторы групповой скорости $\vec{V}(\varphi)$ и $\vec{V}(\varphi - \pi)$, $\vec{V}(-\varphi)$ и $\vec{V}(\pi - \varphi)$ для волн, возбуждаемых преобразователями Пр1 и Пр2 соответственно ($\vec{k}$ и $\vec{V}$ для полезных волн показаны жирными векторами).

зуя уравнения Максвелла в магнитостатическом и безобменном приближениях и вводя магнитный потенциал Ψ по аналогии с работой [1], можно получить уравнения для потенциала Ψ_2 и потенциалов Ψ_1 и Ψ_3 внутри и вне ферритовой пластины. Подставляя решение для магнитного потенциала

$$\begin{cases} \Psi_1 = C\exp(-k_{1x}x - ik_y y - ik_z z) \\ \Psi_2 = (A\sin(k_{2x}x) + B\cos(k_{2x}x))\times \\ \times \exp(-ik_y y - ik_z z) \\ \Psi_3 = D\exp(k_{3x}x - ik_y y - ik_z z) \end{cases} \quad (1)$$

в граничные условия (определяемые непрерывностью нормальной компоненты СВЧ магнитной индукции и потенциала на границах сред), получим систему уравнений

$$\begin{cases} A\cos(k_{2x}s) - B\sin(k_{2x}s) + \dfrac{\nu k_y}{\mu k_{2x}}\times \\ \times\left(A\sin(k_{2x}s) + B\cos(k_{2x}s)\right) = -\dfrac{k_{1x}C\exp(k_{1x}s)}{\mu k_{2x}} \\ \mu k_{2x}A + \nu k_y B = k_{1x}D \\ A\sin(k_{2x}s) + B\cos(k_{2x}s) = C\exp(k_{1x}s) \\ B = D \end{cases}, \quad (2)$$

где $\mu = 1 + \omega_M\omega_H/(\omega_H^2 - \omega^2)$ и $\nu = \omega_M\omega/(\omega_H^2 - \omega^2)$ – компоненты тензора магнитной проницаемости феррита, $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, $\omega = 2\pi f$, γ – гиромагнитная постоянная, $4\pi M_0$ – намагниченность насыщения феррита, f – частота волны, A, B, C, D – произвольные коэффициенты, а k_{1x}, k_{2x}, k_{3x}, k_y и k_z – компоненты волнового вектора (причем k_{1x}, k_{2x} и k_{3x} – положительные числа), связанные соотношениями $k_{1x} = k_{3x} = (k_y^2 + k_z^2)^{1/2}$, $k_{2x} = (-k_y^2 - k_z^2/\mu)^{1/2}$.

Для описания ОСВ в полярной системе координат воспользуемся соотношениями $y = -r\sin\varphi$, $z = r\cos\varphi$ и введем волновой вектор $\vec{k}$, модуль которого k связан с волновыми числами k_y, k_z, k_{1x} и k_{2x} соотношениями $k_y = -k\sin\varphi$, $k_z = k\cos\varphi$, $k_{2x} = \alpha k$ и $k_{1x} = k$, где

$$\alpha = \sqrt{-\frac{\cos^2\varphi}{\mu} - \sin^2\varphi}, \quad (3)$$

а φ – угол, задающий ориентацию вектора $\vec{k}$ относительно оси z (углы при исследовании ОСВ удобно отсчитывать от оси z, являющейся для этой волны осью коллинеарного распространения). В полярной системе координат связь между коэффициентами A, B, C и D, следующая из системы (2), и дисперсионное уравнение ОСВ, полученное в результате решения (2), имеют вид

$$A = \frac{1 + \nu\sin\varphi}{\alpha\mu}B,$$
$$C = \left(\frac{1 + \nu\sin\varphi}{\alpha\mu}\sin(\alpha ks) + \cos(\alpha ks)\right)B\exp(ks), \quad (4)$$
$$D = B,$$

$$\frac{1}{\mu} + \cos^2\varphi + \mu_\perp\sin^2\varphi + 2\alpha\,\mathrm{ctg}(\alpha ks) = 0, \quad (5)$$

где введено обозначение $\mu_\perp = (\mu^2 - \nu^2)/\mu$. Из уравнения (5) величину k можно явно выразить через угол φ и параметры ферритовой пластины

$$k = \Phi(\varphi, f) = \\ = \frac{1}{\alpha s}\left[(m-1)\pi + \operatorname{arcctg}\left(\frac{1/\mu + \cos^2\varphi + \mu_\perp \sin^2\varphi}{-2\alpha}\right)\right], \quad (6)$$

где номер моды m принимает значения натуральных чисел (m = 1, 2, 3, ...).

Подставляя (4) в (1), запишем магнитный потенциал Ψ_j внутри и вне пленки (j = 1, 2 или 3) в виде $\Psi_j = \Psi_{j0}\exp(-ikr)$, где амплитуды потенциала Ψ_{j0} в каждой среде определяются выражениями

$$\begin{gathered} \Psi_{10} = B\left[\frac{1+\nu\sin\varphi}{\alpha\mu}\sin(\alpha ks) + \cos(\alpha ks)\right]\times \\ \times\exp(ks - kx), \\ \Psi_{20} = B\left[\frac{1+\nu\sin\varphi}{\alpha\mu}\sin(\alpha kx) + \cos(\alpha kx)\right], \\ \Psi_{30} = B\exp(kx). \end{gathered} \quad (7)$$

Для краткости амплитуду потенциала, состоящую из трех функций Ψ_{10}, Ψ_{20} и Ψ_{30} обозначим Ψ_0. Точно также, через $\Psi_0^{\text{н}}$ обозначена *нормированная* амплитуда потенциала

$$\Psi_0^{\text{н}} = \Psi_0 / (B\Psi_{0\text{макс}}(\varphi)), \quad (8)$$

где *нормировочная величина* $\Psi_{0\text{макс}}(\varphi)$ представляет собой максимальное значение модуля функции Ψ_{20}/B на отрезке $0 \le x \le s$. (Выражение для величины $\Psi_{0\text{макс}}(\varphi)$ получено далее, см. формулу (11).)

Распределение амплитуды $\Psi_0^{\text{н}}(x)$, рассчитанное в соответствии с (8) при различных значениях φ для первой и второй мод ОСВ, показано на рис. 2. Расчеты выполнены для частоты ОСВ f = 2000 МГц и параметров поля и пленки, использованных в [16, 21, 22]: H_0 = 367 Э, $4\pi M_0$ = 1870 Гс, s = 82 мкм.

Поясним, чем отличаются нормированные и ненормированные зависимости $\Psi_0^{\text{н}}(x,\varphi)$ и $\Psi_0(x,\varphi)$. Поскольку *касательно* намагниченная ферритовая пластина симметрична самой себе при повороте на 180° вокруг единственной оси симметрии (см. рис. 1, ось *4*), параллельной вектору $\overrightarrow{H_0}$ и проходящей через середину пластины, а одинаковые линейные преобразователи Пр1 и Пр2 (см. рис. 1б), расположенные на поверхностях пластины $x = 0$ и $x = s$, отображаются при данном повороте друг на друга[2], то и зависимости волн $\Psi_0^{\text{н}}(x,\varphi)$ и $\Psi_0^{\text{н}}(x,-\varphi)$, возбуждаемых этими преобразователями, должны быть симметричны. Действительно, из рис. 2 видно, что эти зависимости либо *центрально симметричны* (для нечетных мод), либо *зеркально симметричны* (для четных мод). Для ненормированных зависимостей $\Psi_0(x,\varphi)$ и $\Psi_0(x,-\varphi)$ такая симметрия не имеет места[3], поэтому они неадекватно описывают соотношение амплитуд при тождественных геометриях возбуждения волн, хотя и могут использоваться для вычислений.

[2] Фактически речь идет о тождественных геометриях возбуждения волн.

2. УГЛЫ $\varphi_{\text{экст}}$, ПРИ КОТОРЫХ ЗАВИСИМОСТЬ $\Psi_0^{\text{н}}(x)$ ИМЕЕТ ТОЧКУ ЭКСТРЕМУМА НА ПОВЕРХНОСТИ ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЫ ДЛЯ ВСЕХ МОД ОСВ

Как видно из рис. 2, при $\varphi = 0$ и $\varphi = 180°$ распределение потенциала $\Psi_0^{\text{н}}(x)$ имеет одинаковую (по абсолютной величине) амплитуду на обеих поверхностях пластины (кривые *1*), причем это распределение имеет $m - 1$ точек экстремума, в которых $\partial\Psi_0^{\text{н}}/\partial x = 0$. То есть для первой моды зависимость $\Psi_0^{\text{н}}(x)$ не имеет точек экстремума, для второй моды имеет одну точку экстремума и т.д. С изменением угла φ (в любую сторону от направлений $\varphi = 0$ и $\varphi = 180°$) при некоторых значениях $\varphi = \pm\varphi_{\text{экст}}$ и $\varphi = \pi \pm \varphi_{\text{экст}}$ на зависимости $\Psi_{20}^{\text{н}}(x)$ возникает *еще одна m-я точка экстремума*, *локализованная на одной из поверхностей пластины*. При дальнейшем изменении угла φ эта m-я точка экстремума смещается от поверхности к середине пластины (см. рис. 2, кривые *2*–*7*).

Для вычисления угла $\varphi_{\text{экст}}$ найдем вначале координату $x = x_{\text{экст}}$, которая соответствует точке экстремума на зависимости $\Psi_{20}^{\text{н}}(x)$. Чтобы определить эту координату найдем производную $\partial\Psi_0^{\text{н}}/\partial x$, продифференцировав выражение (8) и приравняем ее нулю:

$$\frac{1+\nu\sin\varphi}{\mu}\cos(\alpha k x_{\text{экст}}) - \alpha\sin(\alpha k x_{\text{экст}}) = 0. \quad (9)$$

[3] Кратко это можно объяснить так: полагая, например, в (7) B = 0.86 для приведенных выше параметров и φ = 23.9° получим кривую *3* на рис. 2а, для которой в точке G $\Psi_{20}(x = 0)$ = = 0.86. Однако чтобы при φ = −23.9° мы получили бы в точке L на кривой *6* рис. 2б $\Psi_{20}(x = s)$ = −0.86, необходимо в (7) положить B = 0.298 (если же оставить B = 0.86 при φ = = −23.9°, то получим в точке L на кривой *6* $\Psi_{20}(x = s)$ = −2.49, а в точке H – $\Psi_{20}(x = 0)$ = 0.86). Таким образом, нормировка обеспечивает необходимую симметрию кривых $\Psi_0^{\text{н}}(x,\varphi)$ и $\Psi_0^{\text{н}}(x,-\varphi)$ и удобство отображения всех кривых на одном рисунке.

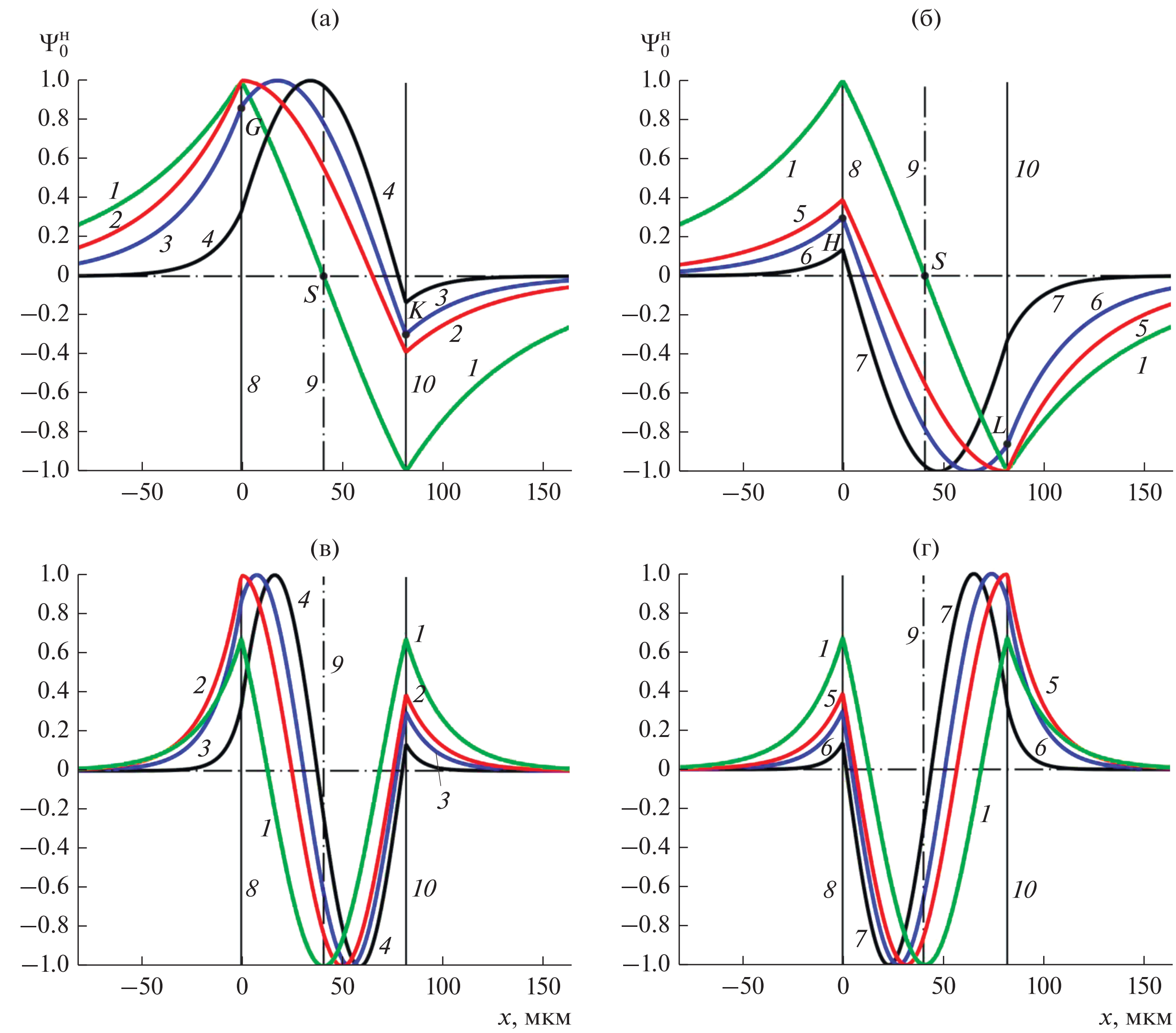

Рис. 2. Нормированное распределение амплитуды магнитного потенциала $\Psi_0^{н}(x)$ для первой (а и б) и второй (в и г) мод ОСВ при $f = 2000$ МГц и следующих положительных (а и в) и отрицательных (б и г) значениях угла φ: 0° и 180° (*1*), $\varphi_{экст1} = 16.3°$ и $\varphi_{экст2} = 163.7°$ (*2*), $\varphi_{R1} = 23.9°$ и $\varphi_{R2} = 156.1°$ (*3*), 40° и 160° (*4*), $\varphi_{экст4} = -16.3°$ и $\varphi_{экст3} = -163.7°$ (*5*), $\varphi_{R4} = -23.9°$ и $\varphi_{R3} = -156.1°$ (*6*), $-40°$ и $-160°$ (*7*). Координаты $x = 0$, $x = s/2 = 41$ мкм и $x = s = 82$ мкм обозначены прямыми *8–10*, причем прямая *9* является осью зеркальной симметрии, при которой кривые $\Psi_0^{н}(x)$ на рис. 2в симметричны кривым $\Psi_0^{н}(x)$ на рис. 2г. Для первой моды ОСВ точками *G*, *H*, *K* и *L* отмечены значения $\Psi_0^{н}(x = 0)$ и $\Psi_0^{н}(x = s)$ на кривых *3* и *6*, а точкой *S* – центр симметрии, при которой кривые $\Psi_0^{н}(x)$ на рис. 2а симметричны кривым $\Psi_0^{н}(x)$ на рис. 2б.

Из уравнения (9) легко найти координату $x_{экст}$:

$$x_{экст} = \frac{1}{\alpha k}\operatorname{arctg}\left(\frac{1 + \nu \sin\varphi}{\alpha\mu}\right). \quad (10)$$

Получим также выражение для нормировочной величины $\Psi_{0макс}(\varphi)$, стоящей в формуле (8). Подставляя $\sin(\alpha k x_{экст})$ из соотношения (9) в (7), используя соотношение $\cos(\alpha k x_{экст}) = 1/(1 + \operatorname{tg}^2(\alpha k x_{экст}))^{1/2}$ и учитывая (10), можно найти значение зависимости $\Psi_{20}(x)$ в точке экстремума при $x = x_{экст}$ и записать следующее выражение для нормировочной величины $\Psi_{0макс}(\varphi)$:

$$\Psi_{0макс}(\varphi) = \sqrt{1 + \frac{(1 + \nu\sin\varphi)^2}{\alpha^2\mu^2}}. \quad (11)$$

Отметим, что зависимость $\Psi_{20}(x)$ для первой моды ОСВ не имеет точек экстремума для углов φ из интервалов значений $-\varphi_{экст1} < \varphi < \varphi_{экст1}$ и $\pi - \varphi_{экст1} <$

$< \varphi < \pi + \varphi_{\text{экст1}}$. Поэтому, чтобы получить нормированное распределение $\Psi^{\text{н}}_{20}(x)$ для таких углов φ, необходимо нормировать зависимость $\Psi_{20}(x)$ на максимальное значение, реализующееся на одной из поверхностей пленки.

Найдем теперь из выражения (9) параметры волны, при которых зависимость $\Psi^{\text{н}}_{20}(x)$ имеет точку экстремума (максимум) прямо на поверхности ферритовой пленки при $x = 0$ (рис. 2а, кривая *2*). Полагая в (9) $x_{\text{экст}} = 0$, получим простое уравнение для вычисления угла $\varphi_{\text{экст}}$

$$1 + \nu \sin \varphi_{\text{экст}} = 0. \qquad (12)$$

В интервале значений $-\pi < \varphi_{\text{экст}} \le \pi$ уравнение (12) имеет два решения, $\varphi_{\text{экст1}}$ и $\varphi_{\text{экст2}} = \pi - \varphi_{\text{экст1}}$, причем величина $\varphi_{\text{экст1}}$ определяется выражением

$$\varphi_{\text{экст1}} = -\arcsin(1/\nu). \qquad (13)$$

Поскольку $\nu < 0$ во всем диапазоне существования ОСВ, то угол $\varphi_{\text{экст1}}$ – величина положительная.

Из справедливости уравнения (12) следует, что при $\varphi = \varphi_{\text{экст}}$ коэффициент A в (4) равен нулю, нормировочная величина в (11) $\Psi_{0\text{макс}}(\varphi_{\text{экст}})$ равна единице, а зависимость $\Psi^{\text{н}}_{20}(x, \varphi_{\text{экст}})$, определяемая выражением (8), представляет собой обычную косинусоиду

$$\Psi^{\text{н}}_{20}(x, \varphi_{\text{экст}}) = \cos(\alpha k x), \qquad (14)$$

где следует использовать значения α и k при $\varphi = \varphi_{\text{экст}}$.

Для нахождения угла $\varphi_{\text{экст}}$, при котором зависимость $\Psi^{\text{н}}_{20}(x)$ имеет точку экстремума[4] на поверхности $x = s$, положим в (9) $x_{\text{экст}} = s$. В итоге получим

$$\operatorname{tg}(\alpha k s) = (1 + \nu \sin \varphi)/\alpha\mu. \qquad (15)$$

Находя величину $\operatorname{tg}(\alpha k s)$ из соотношения (5) и подставляя ее в (15), получим уравнение

$$(1 + \nu \sin \varphi)\left(1/\mu + \cos^2 \varphi + \mu_\perp \sin^2 \varphi\right) + 2\alpha^2\mu = 0. \qquad (16)$$

Раскрывая скобки, учитывая (3) и приводя подобные, можно разложить уравнение (16) на множители, одним из которых является множитель $1 - \nu \sin \varphi_{\text{экст}}$. То есть для вычисления угла $\varphi_{\text{экст}}$ получаем простое уравнение

$$1 - \nu \sin \varphi_{\text{экст}} = 0. \qquad (17)$$

В интервале значений $-\pi < \varphi_{\text{экст}} \le \pi$ уравнение (17) имеет два решения, $\varphi_{\text{экст3}} = \varphi_{\text{экст1}} - \pi$ и $\varphi_{\text{экст4}} = -\varphi_{\text{экст1}}$, где величина $\varphi_{\text{экст1}}$ определяется выражением (13).

Таким образом, зависимость $\Psi^{\text{н}}_{0}(x)$ имеет точку экстремума непосредственно на одной из поверхностей ферритовой пластины при четырех углах $\varphi_{\text{экст1}} = -\arcsin(1/\nu)$, $\varphi_{\text{экст2}} = \pi - \varphi_{\text{экст1}}$, $\varphi_{\text{экст3}} = \varphi_{\text{экст1}} - \pi$ и $\varphi_{\text{экст4}} = -\varphi_{\text{экст1}}$.

Следует отметить, что все формулы, приведенные в этом разделе, справедливы *для всех мод* ОСВ.

Зависимости углов $\varphi_{\text{экст1}} \ldots \varphi_{\text{экст4}}$ от частоты волны f удобно изображать в полярной системе координат вместе с зависимостями углов отсечки ОСВ $\varphi^{\text{ОСВ}}_{\text{отс}}(f)$ и углов отсечки поверхностной спиновой волны (ПСВ) $\varphi^{\text{ПСВ}}_{\text{отс}}(f)$ (рис. 3, кривые *1–4*, *5–8* и *9–12* соответственно). Напомним, что углами отсечки спиновой волны называют углы, при которых $k \to \infty$, т.е. углы наклона асимптот изочастотной зависимости[5]. Таким образом, каждый угол отсечки определяет предельную ориентацию волнового вектора при данной частоте.

На рис. 3 также отмечены области $\varphi_{\text{ОСВ}}$ и $\varphi_{\text{ПСВ}}$, соответствующие всем возможным ориентациям волнового вектора для ОСВ и ПСВ в ферритовой пластине (подробнее см. [21]). Анализируя рис. 2 и 3, можно отметить следующие свойства и особенности представленных зависимостей.

Зависимости $\varphi_{\text{экст1}}(f) - \varphi_{\text{экст4}}(f)$ (см. рис. 3 кривые *1–4*) и зависимости углов отсечки ПСВ $\varphi^{\text{ПСВ}}_{\text{отс1}}(f) - \varphi^{\text{ПСВ}}_{\text{отс4}}(f)$ (кривые *9–12*) имеют с окружностью $f_\perp = \omega_\perp/2\pi = \sqrt{\omega_{\text{H}}^2 + \omega_{\text{H}}\omega_{\text{M}}}/2\pi = 2539$ МГц (см. рис. 3, *18*) общие точки при значениях углов $\varphi^{\text{ПСВ}}_{\text{отс1}}(f_\perp)$, $\varphi^{\text{ПСВ}}_{\text{отс2}}(f_\perp) = \pi - \varphi^{\text{ПСВ}}_{\text{отс1}}(f_\perp)$, $\varphi^{\text{ПСВ}}_{\text{отс3}}(f_\perp) = \varphi^{\text{ПСВ}}_{\text{отс1}}(f_\perp) - \pi$ и $\varphi^{\text{ПСВ}}_{\text{отс4}}(f_\perp) = -\varphi^{\text{ПСВ}}_{\text{отс1}}(f_\perp)$, где $\varphi^{\text{ПСВ}}_{\text{отс1}}(f_\perp)$ называют *максимальным* углом отсечки ПСВ при $f \to f_\perp$ и находят по формуле[6], полученной в [1]

$$\varphi^{\text{ПСВ}}_{\text{отс1}}(f_\perp) = \pi/2 - \operatorname{arctg}\sqrt{\omega_M/\omega_H}. \qquad (18)$$

Поскольку при заменах φ на $\pi - \varphi$ и $-\varphi$ на $\varphi - \pi$ выражения (3), (6), (8) и (11) не меняются, то любой точке $N(f, \varphi)$ из областей $\varphi_{\text{ОСВ}}$ или $\varphi_{\text{ПСВ}}$ и точке $N_y(f, \pi - \varphi)$, симметричной точке N относительно оси y, соответствуют волны с *одинаковыми*

[4] Имеется в виду точка минимума на кривой *5* рис. 2б.

[5] Напомним, что изочастотная зависимость волны представляет собой сечение дисперсионной поверхности волны $f(k_y, k_z)$ или $f(k, \varphi)$ плоскостью постоянной частоты $f = \text{const}$. Поскольку изочастотные зависимости ОСВ и ПСВ похожи на гиперболы (см., например, [17]), то эти зависимости характеризуются асимптотами. Подробнее термины “изочастотная зависимость” и “угол отсечки” обсуждаются в [17], а применительно к ОСВ – в [21]. Зависимость углов отсечки от частоты впервые получена для ПСВ в работе [24], а для ОСВ – в [21, 22], где в обеих работах в формуле для угла отсечки ОСВ, к сожалению, опечатка (ниже приведена корректная формула (32)).

[6] Слагаемое $\pi/2$ появилось из-за отсчета углов относительно оси z. В литературе же выражение (18) обычно записывают без этого слагаемого [1, 4–6], поскольку при описании ПСВ углы принято отсчитывать от оси y.

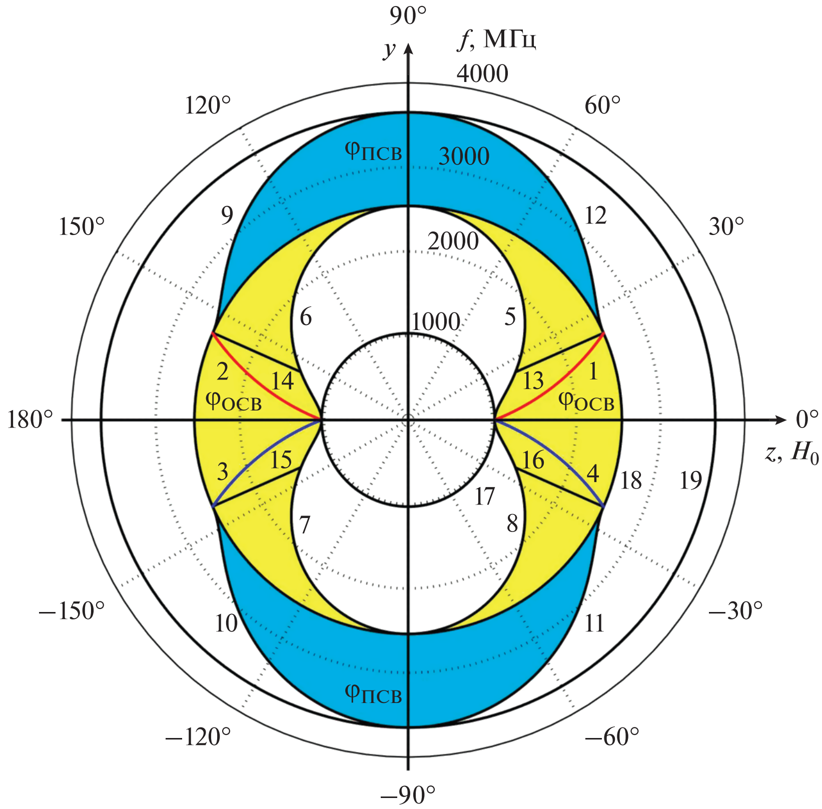

Рис. 3. Зависимости углов $\varphi_{экст1}$–$\varphi_{экст4}$ (кривые *1–4*), углов отсечки волнового вектора ОСВ $\varphi^{ОСВ}_{отс1}-\varphi^{ОСВ}_{отс4}$ (кривые *5–8*) и углов отсечки волнового вектора ПСВ $\varphi^{ПСВ}_{отс1}-\varphi^{ПСВ}_{отс4}$ (кривые *9–12*) от частоты волны *f*. Отрезки *13–16* соответствуют значениям углов максимальной невзаимности ОСВ φ_{R1}–φ_{R4}, а окружности *17*, *18* и *19* соответствуют значениям частот $f_H = \omega_H/2\pi$ = 1029 МГц, $f_\perp = \omega_\perp/2\pi$ = 2539 МГц и $f = (\omega_Н + \omega_М/2)/2\pi$ = 3649 МГц. На диаграмме показаны области $\varphi_{ОСВ}$ и $\varphi_{ПСВ}$, соответствующие множеству всех возможных ориентаций волнового вектора обратной и поверхностной волн в ферритовой пластине.

зависимостями амплитуды магнитного потенциала, т.е.

$$\Psi^{н}_{0}(x,f,\varphi) = \Psi^{н}_{0}(x,f,\pi-\varphi)$$
$$\text{и}\quad \Psi^{н}_{0}(x,f,-\varphi) = \Psi^{н}_{0}(x,f,\varphi-\pi). \tag{19}$$

В то же время точке $N(f, \varphi)$ и точке $N_z(f, -\varphi)$, симметричной точке N относительно оси z, соответствуют волны с *разными*, *хотя и симметричными* (как показано в разделе 1) зависимостями амплитуд $\Psi^{н}_{0}(x,f,\varphi)$ и $\Psi^{н}_{0}(x,f,-\varphi)$.

Из симметрии зависимостей $\Psi^{н}_{0}(x,f,\varphi)$ и $\Psi^{н}_{0}(x,f,-\varphi)$ *и равенств* (19) *следует*, что *соотношения между четырьмя зависимостями* $\Psi^{н}_{0}(x,\varphi)$, $\Psi^{н}_{0}(x,\pi-\varphi)$, $\Psi^{н}_{0}(x,-\varphi)$ и $\Psi^{н}_{0}(x,\varphi-\pi)$ *фиксированы*, и этот факт позволяет найти отношение между амплитудами двух волн с противоположно направленными волновыми векторами (см. разд. 3).

3. УГЛЫ МАКСИМАЛЬНОЙ НЕВЗАИМНОСТИ ОСВ φ_R

При возбуждении волн линейным преобразователем, может потребоваться осуществить эксперимент, в котором невзаимное свойство ОСВ проявляется в максимальной степени, т.е. когда на одной из поверхностей ферритовой пластины реализуется *наибольшее* отношение R амплитуд потенциалов $\Psi^{н}_{0}$ двух волн с противоположно направленными волновыми векторами. Для расчета таких геометрий возбуждения обозначим амплитуды потенциала $\Psi^{н}_{20}$ при некоторых *произвольных* ориентациях волнового вектора φ и $\varphi-\pi$ точками G и H на поверхности пластины $x = 0$ и точками K и L на поверхности $x = s$ (см. рис. 2 кривые *3* и *6*).

Так как зависимости $\Psi^{н}_{0}(x,f,\varphi)$ и $\Psi^{н}_{0}(x,f,\varphi-\pi)$ центрально симметричны (для нечетных мод) либо зеркально симметричны (для четных мод), то искомое отношение R для поверхностей $x = 0$ и $x = s$ можно записать соответственно в виде[7]

$$R = \frac{\Psi_{20}^{\text{н}}(G)}{\Psi_{20}^{\text{н}}(H)} = \frac{\Psi_{20}^{\text{н}}(x = 0, \varphi)}{\Psi_{20}^{\text{н}}(x = 0, \varphi - \pi)}, \tag{20}$$

$$\frac{1}{R} = \frac{\Psi_{20}^{\text{н}}(K)}{\Psi_{20}^{\text{н}}(L)} = \frac{\Psi_{20}^{\text{н}}(x = s, \varphi)}{\Psi_{20}^{\text{н}}(x = s, \varphi - \pi)}. \tag{21}$$

Отношение амплитуд $\Psi_{20}^{\text{н}}$ при *ориентации* вектора $\vec{k}$ под углом φ на поверхностях пластины $x = 0$ и $x = s$ в соответствии с выражением (8) имеет вид

$$\begin{gathered}\frac{\Psi_{20}^{\text{н}}(G)}{\Psi_{20}^{\text{н}}(K)} = \frac{\Psi_{20}^{\text{н}}(x = 0, \varphi)}{\Psi_{20}^{\text{н}}(x = s, \varphi)} = \\ = \left(\frac{1 + \nu \sin\varphi}{\alpha\mu}\sin(\alpha k s) + \cos(\alpha k s)\right)^{-1}.\end{gathered} \tag{22}$$

Для противоположной ориентации волнового вектора $\varphi - \pi$ отношение амплитуд потенциала $\Psi_{20}^{\text{н}}$ на поверхностях пластины $x = s$ и $x = 0$ будет равно

$$\begin{gathered}\frac{\Psi_{20}^{\text{н}}(L)}{\Psi_{20}^{\text{н}}(H)} = \frac{\Psi_{20}^{\text{н}}(x = s, \varphi - \pi)}{\Psi_{20}^{\text{н}}(x = 0, \varphi - \pi)} = \\ = \frac{1 - \nu \sin\varphi}{\alpha\mu}\sin(\alpha k s) + \cos(\alpha k s).\end{gathered} \tag{23}$$

Так как зависимости $\Psi_0^{\text{н}}(x, \varphi)$ и $\Psi_0^{\text{н}}(x, \varphi - \pi)$ симметричны, то левые части выражений (22) и (23) равны, а их разность равна нулю[8], т.е.

$$\begin{gathered}\frac{\Psi_{20}^{\text{н}}(G)}{\Psi_{20}^{\text{н}}(K)} = \frac{\Psi_{20}^{\text{н}}(L)}{\Psi_{20}^{\text{н}}(H)} \\ \text{или} \quad \frac{\Psi_{20}^{\text{н}}(x = 0, \varphi)}{\Psi_{20}^{\text{н}}(x = s, \varphi)} = \frac{\Psi_{20}^{\text{н}}(x = s, \varphi - \pi)}{\Psi_{20}^{\text{н}}(x = 0, \varphi - \pi)}.\end{gathered} \tag{24}$$

Поделив выражения (20) и (21), с учетом соотношений (22)–(24), получим

$$\begin{gathered}R^2 = \frac{(1 - \nu\sin\varphi)\sin(\alpha k s) + \alpha\mu\cos(\alpha k s)}{(1 + \nu\sin\varphi)\sin(\alpha k s) + \alpha\mu\cos(\alpha k s)} = \\ = \frac{1 - \nu\sin\varphi + \alpha\mu\,\mathrm{ctg}(\alpha k s)}{1 + \nu\sin\varphi + \alpha\mu\,\mathrm{ctg}(\alpha k s)}.\end{gathered} \tag{25}$$

Найдя величину $\mathrm{ctg}(\alpha k s)$ из уравнения (5) и подставив ее в (25), имеем

$$R = \sqrt{\frac{1 - \mu - 2\nu\sin\varphi + \left(\mu - \mu^2 + \nu^2\right)\sin^2\varphi}{1 - \mu + 2\nu\sin\varphi + \left(\mu - \mu^2 + \nu^2\right)\sin^2\varphi}}. \tag{26}$$

Вычислим угол φ_R, при котором $\partial R/\partial\varphi = 0$. Дифференцируя выражение (26) по φ, приравнивая нулю числитель полученного выражения и приводя подобные, получим уравнение

$$1 - \mu - \left(\mu - \mu^2 + \nu^2\right)\sin^2\varphi_R = 0, \tag{27}$$

из которого, используя выражения для μ и ν, можно вывести соотношения

$$\begin{gathered}\sin^2\varphi_R = \frac{1 - \mu}{\mu - \mu^2 + \nu^2} = \frac{\omega_H}{\omega_H + \omega_M} \\ \text{или} \quad \cos^2\varphi_R = \frac{\omega_M}{\omega_H + \omega_M}.\end{gathered} \tag{28}$$

Решениями уравнения (28) являются четыре угла φ_{R1}, $\varphi_{R2} = \pi - \varphi_{R1}$, $\varphi_{R3} = \varphi_{R1} - \pi$ и $\varphi_{R4} = -\varphi_{R1}$, где величина φ_{R1} определяется выражениями

$$\begin{gathered}\varphi_{R1} = \arcsin\sqrt{\omega_H/(\omega_H + \omega_M)} \\ \text{или} \quad \varphi_{R1} = \arccos\sqrt{\omega_M/(\omega_H + \omega_M)}.\end{gathered} \tag{29}$$

Очевидно, что в силу справедливости соотношения (см. § 2.5.2.1.7 в [25])

$$\pi/2 - \mathrm{arctg}\sqrt{\theta} = \arccos\left[\theta\big/\sqrt{1 + \theta^2}\right], \tag{30}$$

углы, определяемые выражениями (29) и (18), тождественны:

$$\varphi_{R1} \equiv \varphi_{\text{отс}1}^{\text{ПСВ}}(f_\perp), \tag{31}$$

причем при выбранных параметрах $\varphi_{R1} = 23.9°$.

Таким образом, показано, что на обеих поверхностях ферритовой пластины $x = s$ и $x = 0$ отношение нормированных амплитуд потенциалов *двух волн*, характеризующихся *противоположно* направленными волновыми векторами, имеет точки экстремума при *максимальных углах отсечки* ПСВ $\varphi_{\text{отс}1}^{\text{ПСВ}}(f_\perp) \ldots \varphi_{\text{отс}4}^{\text{ПСВ}}(f_\perp)$, которые применительно к ОСВ можно кратко называть *углами максимальной невзаимности* $\varphi_{R1} \ldots \varphi_{R4}$.

Отметим, что ранее [18] отмечалось следующее: “Вблизи критического угла[9] α_c значение пространственной фазы объемных МСВ на верхней поверхности близко к значению $\pi/2$, при котором магнитостатический потенциал Ψ достигает своего макси-

[7] В работе [13] отмечалось, что для отношения амплитуд потенциала на поверхностях ферритовой пластины (это отношение в [13] обозначено через α) справедливо соотношение $\alpha\left(\overrightarrow{-H_0}\right) = \alpha^{-1}\left(\overrightarrow{H_0}\right)$, хотя формула для расчета величины α в [13] не приведена.

[8] Это можно доказать и математически, для чего надо вычесть правые части выражений (22) и (23), привести их к общему знаменателю и, найдя величину $\mathrm{ctg}(\alpha k s)$ из уравнения (5), подставить ее в результирующее выражение.

[9] В работе [18] угол $\varphi_{\text{отс}1}^{\text{ПСВ}}(f_\perp)$, описываемый формулой (18), обозначен через α_c.

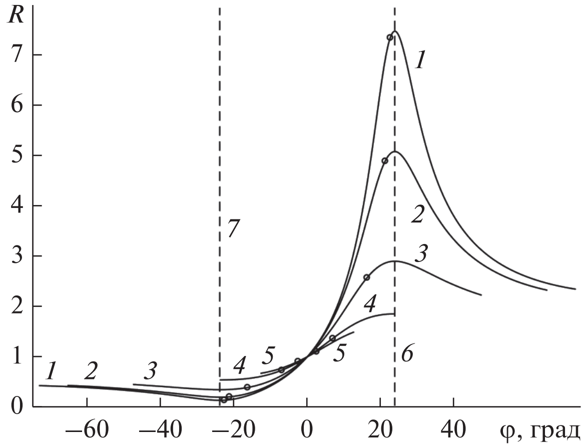

Рис. 4. Отношение нормированных амплитуд потенциала R двух ОСВ, характеризующихся противоположно направленными волновыми векторами, на поверхности $x = 0$ в зависимости от ориентации φ волнового вектора для следующих значений частоты: $f =$ = 2450 (*1*), 2350 (*2*), 2000 (*3*), $f_R = 1393.6$ (*4*), 1150 МГц (*5*). Углы максимальной невзаимности: $\varphi_{R1} = 23.9°$ (*6*) и $\varphi_{R4} = -23.9°$ (*7*). Значения, соответствующие углам $\varphi_{\text{экст}1}$ и $\varphi_{\text{экст}4}$ для соответствующих частот, отмечены на кривых кружочками.

мума. Это соответствует наибольшей невзаимности (т.е. наибольшей асимметрии распределения функции Ψ по толщине пленки)". Эти утверждения не совсем корректны: на поверхности пленки магнитостатический потенциал $\Psi_0^{\text{н}}$ достигает своего максимума для первой моды ОСВ в интервале углов $0 \le \varphi \le \varphi_{\text{экст}1}$ (см. рис. 2а), а для второй моды – при угле $\varphi = \varphi_{\text{экст}1}$ (см. рис. 2в), но не при $\varphi = \varphi_{R1}$ (как утверждают авторы [18]); наибольшая асимметрия распределения функции $\Psi_0^{\text{н}}$ имеет место не "вблизи", а точно при $\varphi = \varphi_{R1}$. В аннотации же работы [18] написано, что "направление волнового вектора ..., которое совпадает с углом отсечки для поверхностных МСВ, ... соответствует наибольшей асимметрии распределения магнитостатического потенциала по толщине пленки". Поскольку в работе [18] это утверждение не доказано, то следует считать его предположением, которое, тем не менее, оказалось справедливым и доказано в данной работе.

Вернемся к обсуждению полученных результатов. Как видно из рис. 3, отрезки *13–16*, соответствующие углам $\varphi_{R1}...\varphi_{R4}$, пересекают кривые *5–8*, описывающие углы отсечки ОСВ $\varphi_{\text{отс}1}^{\text{ОСВ}}...\varphi_{\text{отс}4}^{\text{ОСВ}}$, на некоторой граничной частоте f_R. Очевидно, возникают следующие вопросы: чему равна величина f_R и имеет ли зависимость $R(\varphi)$ точки экстремума на частотах, меньших значения f_R. Ответить можно, анализируя зависимости $R(\varphi)$, рассчитанные по формулам (20) и (26) при различных значениях частоты f (рис. 4): для частот $f > f_R$ зависимости $R(\varphi)$ (кривые *1 – 3*) имеют максимум при $\varphi = \varphi_{R1} = 23.9°$ и минимум при $\varphi = \varphi_{R4} = -23.9°$. Однако с уменьшением f интервал углов, в котором существуют ОСВ, тоже уменьшается и при $f = f_R$ зависимость $R(\varphi)$ имеет экстремумы при значениях φ, равных одновременно углам φ_{R1}, φ_{R4} и углам отсечки ОСВ $\varphi_{\text{отс}1}^{\text{ОСВ}}$, $\varphi_{\text{отс}4}^{\text{ОСВ}}$ (см. рис. 4 кривая *4*), описываемым выражениями [21]

$$\varphi_{\text{отс}1}^{\text{ОСВ}} = \operatorname{arctg}\sqrt{-\frac{1}{\mu}} = \operatorname{arctg}\sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_H^2}{\omega_\perp^2 - \omega^2}}$$
$$\text{или} \quad \varphi_{\text{отс}1}^{\text{ОСВ}} = \arcsin\sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_H^2}{\omega_M\omega_H}}. \tag{32}$$

Таким образом, из условия $\varphi_{R1} = \varphi_{\text{отс}1}^{\text{ОСВ}}$ легко вычислить значение граничной частоты f_R. Приравнивая выражения (29) и (32) найдем

$$\omega_R = 2\pi f_R = \omega_H\sqrt{1 + \frac{\omega_M}{\omega_H + \omega_M}}. \tag{33}$$

При используемых параметрах пластины и поля получим $f_R = 1393.6$ МГц.

Для частот $f < f_R$ зависимость $R(\varphi)$ не имеет точек экстремума (кривая *5* на рис. 4) и величина R принимает наибольшее и наименьшее значения при углах близких к углам отсечки ОСВ $\varphi \to \varphi_{\text{отс}}^{\text{ОСВ}}$.

Таким образом, как видно из рис. 4, отношение R нормированных амплитуд потенциалов двух волн с противоположными ориентациями волновых векторов φ_{R1} и $\varphi_{R1} - \pi$ максимально, а при ориентациях φ_{R4} и $\varphi_{R4} - \pi$ – минимально. Для сравнения на зависимостях $R(\varphi)$ отмечены значения $R(\varphi_{\text{экст}1})$ и $R(\varphi_{\text{экст}4})$, при которых величина $\Psi_0^{\text{н}}$ на одной из поверхностей ферритовой пластины максимальна (см. рис. 4, кружочки). Как видно, для частот, лежащих вблизи начальной частоты спектра ОСВ $f_\perp = \omega_\perp/2\pi$, значения углов $\varphi_{\text{экст}1}$, $\varphi_{\text{экст}4}$ и φ_{R1}, φ_{R4} близки (что видно из сравнения кривых *1–4* и *13–16*).

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВОЗМОЖНОСТИ ИХ ПРАКТИЧЕСКОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ

Полученные выше результаты могут быть использованы на практике для возбуждения в ферритовой пластине ОСВ с определенными свойствами. Поэтому рассмотрим кратко *особенности возбуждения* спиновых волн *линейным преобразователем*. Пусть на поверхности пластины $x = 0$ расположен линейный преобразователь, у которого одна (любая) из нормалей параллельна[10] волновому вектору $\vec{k}$ и наклонена к вектору $\overrightarrow{H_0}$ под углом φ. Как известно, лишь часть СВЧ-энергии, подводимая к преобразователю, расходуется на возбуждение "полезной" волны с ориентацией вектора $\vec{k}$ под углом φ, другая же часть энергии тратится на возбуждение "побочной" волны с противоположной ориентацией вектора $\vec{k}$ под углом $\varphi - \pi$.

На практике важно уметь определять направления распространения полезной и побочной волн. Из рис. 2 видно, что волнам, у которых абсолютное значение амплитуды потенциала на поверхности $x = 0$ *больше*, чем на поверхности $x = s$ (т.е. $\left|\Psi_0^{\text{н}}(x=0,f,\varphi)\right| > \left|\Psi_0^{\text{н}}(x=s,f,\varphi)\right|$), соответствуют точки области $\varphi_{\text{ОСВ}}$, лежащие *выше* оси z на рис. 3. Очевидно, что если на поверхности $x = 0$ расположить линейный преобразователь, то возбуждаемой им полезной волне на рис. 3 будут соответствовать именно эти точки области $\varphi_{\text{ОСВ}}$, а побочной волне – точки, лежащие *ниже* оси z. При этом ориентации φ, описывающие полезную волну, лежат в интервалах значений $0 < \varphi < \varphi_{\text{отс1}}^{\text{ОСВ}}$ и $\varphi_{\text{отс2}}^{\text{ОСВ}} < \varphi < \pi$, а ориентации φ, описывающие побочную волну – в интервалах значений $-\pi < \varphi < \varphi_{\text{отс3}}^{\text{ОСВ}}$ и $\varphi_{\text{отс4}}^{\text{ОСВ}} < \varphi < 0$. Точно также волнам, у которых амплитуда на поверхности $x = s$ *больше*, чем на поверхности $x = 0$ (т.е. $\left|\Psi_0^{\text{н}}(x=s,f,\varphi)\right| > \left|\Psi_0^{\text{н}}(x=0,f,\varphi)\right|$), соответствуют точки области $\varphi_{\text{ОСВ}}$, лежащие *ниже* оси z на рис. 3. Очевидно, что если возбуждать ОСВ со стороны поверхности $x = s$, то все будет наоборот: полезной волне будут соответствовать точки области $\varphi_{\text{ОСВ}}$, лежащие *ниже* оси z, а побочной – точки, лежащие *выше* оси z на рис. 3 (и соответствующие интервалы значений φ, лежащие ниже или выше оси z).

Отмеченные выше свойства ОСВ наглядно отображает также рис. 1б, где волновые векторы $\vec{k}$ и соответствующие им векторы групповой скорости $\vec{V}$, изображенные жирными стрелками, описывают полезные волны, возбуждаемые преобразователями Пр1 и Пр2. Напомним, что для приема волн в анизотропных средах именно в направлении вектора $\vec{V}$ следует располагать приемный преобразователь, но ориентировать его необходимо так же, как возбуждающий преобразователь.

[10] Здесь предполагается, что линейный преобразователь является синфазным возбудителем и возбуждает спиновую волну, у которой волновой вектор ориентирован нормально линии преобразователя. В действительности это предположение справедливо лишь приближенно (подробнее об этом см. раздел 9 в [26]).

Следует также отметить, что в соответствии с работой [16], *отношение амплитуд полезной и побочной волн* $R_{\text{эксп}}$ в эксперименте примерно *равно*[11] *отношению амплитуд магнитного потенциала этих волн R на поверхности ферритовой пластины, где расположен преобразователь.*

Таким образом, из сказанного следует, что, например, для первой моды ОСВ с частотой $f = 2000$ МГц при ориентации преобразователя под углом $\varphi = \varphi_{R1} = 23.9°$ кроме полезной волны (соответствующей ориентации волнового вектора φ_{R1}) возбудится еще и побочная волна с ориентацией волнового вектора $\varphi - \pi = \varphi_{R3} = -156.1°$, причем отношение амплитуд полезной и побочной волн должно быть примерно равно отношению нормированных амплитуд их потенциалов $R(\varphi_{R1} = 23.9°) = \Psi_0^{\text{н}}(G)/\Psi_0^{\text{н}}(H) = 0.865/0.298 = 2.9$ (см. рис. 2 и кривую *3* на рис. 4). Для частоты ОСВ $f = 2450$ МГц и той же ориентации преобразователя получим $R(\varphi_{R1} = 23.9°) = 7.5$ (см. рис. 4 кривая *1*). То есть можно осуществлять возбуждение ОСВ с различным отношением амплитуд полезной и побочной волн или же с разной степенью невзаимности.

Кроме того, на практике может возникнуть необходимость передать энергию ОСВ с возбуждающего преобразователя на приемный при минимальных потерях. Пусть, для определенности, ОСВ возбуждается со стороны поверхности $x = 0$. В этом случае для первой моды ОСВ при изменении угла φ от 0 до угла отсечки $\varphi_{\text{отс1}}^{\text{ОСВ}}$ амплитуда *побочной* волны $\Psi_0^{\text{н}}(x = 0, \varphi - \pi)$ уменьшается (см. рис. 2б кривые *1*, *5*–*7*), тогда как аналогичная амплитуда *полезной* волны $\Psi_0^{\text{н}}(x = 0, \varphi)$ максимальна в интервале углов $0 \le \varphi \le \varphi_{\text{экст1}}$ (см. рис. 2а кривые *1*–*4*). То есть если сориентировать преобразователь под углом $\varphi = \varphi_{\text{экст1}}$, то амплитуда возбуждающейся полезной волны на поверхности $x = 0$ будет *максимальна*, а амплитуда побочной волны – достаточно мала. Например, для первой моды ОСВ при частоте $f = 2450$ МГц получим $R(\varphi_{\text{экст1}}) = 7.3$ (см.

[11] В разделе 3 работы [16] отмечалось, что потери на возбуждение (или прием) полезной ОСВ (по измерениям коэффициента передачи по мощности) при $f = 2350$ МГц, $\varphi = -21.5°$ и приведенных выше параметрах ферритовой пленки составили $\delta = -6.53$ дБ, тогда как потери на возбуждение побочной ОСВ (при $\varphi = 159.5°$) составили $\delta = -19.43$ дБ. Отсюда находим измеренное отношение амплитуд двух этих волн $R_{\text{эксп}} = 10^{-6.53/20}/10^{-19.43/20} = 4.415$, что примерно (с точностью ~10%) соответствует отношению амплитуд потенциала этих волн для данной частоты $R = 4.89$ на поверхности $x = 0$ (см. [16] рис. 4б, 4в, кривые *2* и *5*). Кроме того, при $\varphi = 0°$ оба указанных отношения были равны единице. Очевидно, что отношения амплитуд полезной и побочной волн могут быть рассчитаны более точно на основе вычисления для каждой из волн интеграла перекрытия, который будет зависеть от параметров преобразователя и от распределения потенциала волны по толщине ферритовой пластины. Однако вычисление таких интегралов выходит за рамки данной работы.

рис. 4 кружочек на кривой *1*), вдобавок к этому получим минимальные потери при передаче энергии полезной волны.

Таким образом, в ферритовой пластине, как и в случае с ПСВ (см., например, [6, рис. 6.14]), можно реализовать *невзаимное* возбуждение ОСВ с противоположно направленными волновыми векторами, причем степень невзаимности, определяемая величиной R, существенно зависит от ориентации преобразователя φ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы невзаимные свойства мод обратной спиновой волны, распространяющейся в касательно намагниченной ферритовой пластине. В частности, предложена нормировка амплитуд магнитного потенциала, при которой зависимости $\Psi_0^{\text{н}}(x,\varphi)$ и $\Psi_0^{\text{н}}(x,-\varphi)$, рассчитанные при ориентациях волнового вектора под углами φ и $-\varphi$, симметричны для всех мод волны. Рассмотрено, как на поверхности ферритовой пластины изменяются амплитуды потенциала $\Psi_0^{\text{н}}(x,\varphi)$ и $\Psi_0^{\text{н}}(x,\varphi-\pi)$ двух волн с противоположно направленными волновыми векторами, ориентированными под углами φ и $\varphi-\pi$. Установлено, что отношение R амплитуд потенциалов этих двух волн существенно зависит от величины φ, причем экстремальные значения величины R для всех мод волны имеют место при значениях φ_{R1} ... φ_{R4}, равных максимальным углам отсечки поверхностной спиновой волны $\varphi_{\text{отс1}}^{\text{ПСВ}}(f_\perp)$ ... $\varphi_{\text{отс4}}^{\text{ПСВ}}(f_\perp)$. Найдено, что если на одной поверхности пластины отношение R максимально, то на другой поверхности пластины это отношение минимально и равно $1/R$. Обнаружено, что существует значение частоты f_R, которое делит диапазон существования обратных спиновых волн на два частотных интервала: в интервале $f_H < f < f_R$ зависимость $R(\varphi)$ является монотонной (т.е. величина R принимает максимальное и минимальное значения при углах, близких к углам отсечки волнового вектора), а в интервале $f_R < f < f_\perp$ зависимость $R(\varphi)$ имеет точки экстремума (максимум и минимум). Получено аналитическое выражение для ориентации $\varphi_{\text{экст1}}$ волнового вектора, при которой на распределении амплитуды магнитного потенциала m-й моды волны $\Psi_0^{\text{н}}(x)$ в сечении ферритовой пластины возникает m-я точка экстремума, лежащая на одной из поверхностей пластины. Найдено, что для *первой моды* волны амплитуда потенциала максимальна на поверхности пластины при ориентациях волнового вектора, лежащих в интервале значений $0 \le \varphi \le \varphi_{\text{экст1}}$. Сформулированы рекомендации по практическому использованию полученных результатов при возбуждении обратных спиновых волн с невзаимными свойствами.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Damon R.W., Eshbach J.R.* // J. Phys. Chem. Sol. 1961. V. 19. № 3/4. P. 308.
2. *Лакс Б., Баттон К.* Сверхвысокочастотные ферриты и ферромагнетики. М.: Мир, 1965.
3. *Вапнэ Г.М.* СВЧ устройства на магнитостатических волнах. Сер. 1, Электроника СВЧ. 1984. Вып. 8.
4. *Данилов В.В., Зависляк И.В., Балинский М.Г.* Спинволновая электродинамика. Киев: изд. Либідь, 1991.
5. *Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П.* Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1993.
6. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994.
7. *Stancil D.D., Prabhakar A.* Spin Waves: Theory and applications, Business Media. N.-Y.: Springer Science, 2009.
8. Topics in Applied Physics. V. 125. Magnonics: From Fundamentals to Applications / Ed. S.O. Demokritov, A.N. Slavin. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 2013.
9. *Шавров В.Г., Щеглов В.И.* Магнитостатические волны в неоднородных полях. М.: Физматлит, 2016.
10. *Вашковский А.В., Гречушкин К.В., Стальмахов А.В., Тюлюкин В.А.* // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 8. С. 487.
11. *Вашковский А.В., Валявский А.Б., Стальмахов А.В., Тюлюкин В.А.* // РЭ. 1987. Т. 32. № 11. С. 2450.
12. *Валявский А.Б., Вашковский А.В., Стальмахов А.В., Тюлюкин В.А.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 6. С. 51.
13. *Вугальтер Г.А., Коровин А.Г.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 21. С. 73.
14. *Анненков А.Ю., Герус С.В.* // ЖТФ. 1999. Т. 69. № 1. С. 82.
15. *Локк Э.Г.* // РЭ. 2003. Т. 48. № 12. С. 1484.
16. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // Успехи физ. наук. 2006. Т. 176. № 4. С. 403.
17. *Локк Э.Г.* // Успехи физ. наук. 2008. Т. 178. № 4. С. 397.
18. *Анненков А.Ю., Герус С.В.* // Изв. РАН. Серия физическая. 2010. Т. 74. № 10. С. 1416.
19. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // РЭ. 2012. Т. 57. № 5. С. 541.
20. *Локк Э.Г.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 1. С. 102.
21. *Локк Э.Г.* // РЭ. 2018. Т. 63. № 8. С. 350.
22. *Локк Э.Г.* // Изв. РАН. Серия физическая. 2018. Т. 82. № 8. С. 1034.
23. *Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H.* // EPJ Web of Conf. 2018. V. 185. P. 02006.
24. *Беспятых Ю.И., Зубков В.И., Тарасенко В.В.* // ЖТФ. 1980. Т. 50. № 1. С. 140.
25. *Бронштейн И.Н., Семендяев К.А.* Справочник по математике. М.: Наука, 1986.
26. *Локк Э.Г.* // Успехи физ. наук. 2012. Т. 182. № 12. С. 1327.