

## Магнитоуправляемое туннелирование ТЕ-волны через структуру „феррит—слой с отрицательной диэлектрической проницаемостью“

© С.А. Афанасьев, Д.И. Семенцов, И.В. Фёдорова

Ульяновский государственный университет,  
432017 Ульяновск, Россия  
e-mail: asa\_gpe@mail.ru

(Поступило в Редакцию 28 февраля 2017 г. В окончательной редакции 10 мая 2017 г.)

Рассмотрено туннелирование нормально падающей электромагнитной волны через двуслойную структуру, состоящую из слоя феррита и прилегающего к нему слоя с отрицательной диэлектрической проницаемостью. Слой феррита поперечно намагничен внешним магнитным полем, отвечающим области отрицательных значений эффективной магнитной проницаемости. Показано, что можно в широких пределах управлять пропускательной способностью структуры за счет изменения внешнего магнитного поля. В частности, можно добиться туннелирования, близкого к идеальному, т.е. реализовать безотражательное прохождение падающего излучения.

DOI: 10.21883/JTF.2017.12.45208.2199

### Введение

Среди современных искусственных метаматериалов имеются среды с различными комбинациями знаков действительных частей диэлектрической и магнитной проницаемостей (ДП и МП)  $\epsilon$  и  $\mu$ . Наиболее перспективными для приложений считаются метаматериалы с отрицательными вещественными частями ДП  $\text{Re } \epsilon$  и МП  $\text{Re } \mu$ . Первоначально они были известны под названием „левых сред“ или „сред с отрицательным показателем преломления“ [1,2], однако наиболее точное их название — DNG (double-negative) среды. Для „правых“ или DPS (double-positive)-сред  $\text{Re } \epsilon > 0$  и  $\text{Re } \mu > 0$ . Если на частотных зависимостях материальных параметров наблюдаются области с отрицательным значением лишь одной из величин  $\text{Re } \epsilon$  или  $\text{Re } \mu$ , то это SNG (single-negative)-среды. Среду с  $\text{Re } \epsilon < 0$ ,  $\text{Re } \mu > 0$  принято называть  $\epsilon$ -отрицательной (или ENG-средой), а среду с  $\text{Re } \epsilon > 0$ ,  $\text{Re } \mu < 0$  —  $\mu$ -отрицательной (или MNG-средой).

Практическое применение SNG-сред ограничено их непрозрачностью для электромагнитного излучения, поскольку в пределе пренебрежимо малых потерь электромагнитная волна в SNG-среде является эванесцентной (нераспространяющейся) с равной нулю интенсивностью. Однако встречные эванесцентные волны переносят энергию через SNG-слой конечной толщины благодаря эффекту электромагнитного туннелирования [3,4]. Пропускательная способность одиночных SNG-слоев обычно невелика и быстро уменьшается с ростом толщины слоя. Многослойные структуры с контактирующими SNG-слоями при выполнении определенных „условий согласования“ в случае отсутствия потерь могут обеспечить полное, т.е. безотражательное прохождение излучения. В этом случае говорят об „идеальном“ туннелировании (ИТ) [2,5–8]. Идеальное туннелирование можно наблюдать для волн любой физической природы в

структурах без потерь, поддерживающих эванесцентные волны [7]. Эффект ИТ имеет резонансный характер и связан с возбуждением поверхностных волн на границах раздела сред [5,6].

Впервые возможность ИТ структур с SNG-слоями была показана в работе [5] для случая наклонного падения плоской волны из вакуума на структуру, содержащую чередующиеся слои MNG- и ENG-сред. Здесь же показано, что подобные эффекты могут наблюдаться в многослойных структурах с чередованием DPS- и DNG-слоев. К настоящему времени предложены разнообразные плоскостойкие структуры, содержащие различные комбинации SNG-, DPS- или DNG-сред, в которых может наблюдаться ИТ при условии отсутствия потерь [2,9–17].

Простейшей структурой для наблюдения ИТ является двуслойная структура ENG–MNG. Перспективным представляется использование магнитоуправляемого MNG-слоя, например, пленки СВЧ-феррита, МП которого отрицательна в дорезонансной (по полю) области. Так как условия распространения электромагнитной волны в ферритовой среде зависят от величины помагающего поля, появляется возможность добиться выполнения условия согласования для наблюдения туннелирования, близкого к идеальному. Для этого необходимо использовать пленки монокристаллических ферритов-гранатов с минимальным уровнем потерь [18].

В настоящей работе исследуется возможность туннелирования плоской монохроматической волны при нормальном ее падении на структуру MNG–ENG, содержащую намагниченный феррит в качестве MNG-среды. Ферритовый слой поперечно намагничен (по отношению к направлению распространения волны) в своей плоскости внешним полем, обеспечивающим отрицательное значение его эффективной МП. На основе решения граничной электродинамической задачи в работе проводится компьютерный эксперимент по определению

пропускательной способности структуры в зависимости от толщины слоев и величины подмагничивающего поля, ищутся условия безотражательного прохождения падающего излучения.

## Геометрия задачи. Основные соотношения

Рассмотрим расположенную в вакууме двуслойную структуру, занимающую область пространства  $0 < x < d$ . Структура состоит из MNG-слоя толщиной  $d_1$  и соприкасающегося с ним ENG-слоя толщиной  $d_2 = d - d_1$ . В направлениях осей  $y$  и  $z$  слои считаются бесконечно протяженными. Материальные параметры слоев  $\varepsilon_1, \mu_1$  и  $\varepsilon_2, \mu_2$ . В качестве MNG-слоя рассматривается СВЧ-феррит, обладающий как электрическими, так и магнитными потерями, поэтому его ДП  $\varepsilon_1$  и МП  $\mu_1$  — комплексные величины. Потерями в ENG-слое будем пренебрегать, поэтому  $\varepsilon_2, \mu_2$  — вещественные величины. Феррит намагничен до насыщения внешним магнитным полем  $H_0$ , приложенным в плоскости слоев вдоль оси  $z$ . Его высокочастотные свойства характеризуется следующим тензором МП:

$$\begin{pmatrix} \mu & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\mu = \frac{\omega_H(\omega_M + \omega_H) - \omega^2}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \mu_a = \frac{\omega\omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad (2)$$

где введены обозначения:  $\omega_H = \gamma H_0$ ,  $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$ ,  $M_0$  — намагниченность насыщения,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение [19]. Для учета магнитных потерь в (2) проводится замена переменной  $\omega_H \rightarrow \gamma(H_0 + i\Delta H)$ , где  $\Delta H$  — ширина линии ферромагнитного резонанса.

Пусть из области  $x < 0$  на структуру нормально падает плоская волна с частотой  $\omega$ , распространяющаяся в положительном направлении оси  $x$ , электрический вектор которой линейно поляризован вдоль оси  $z$ . Волновые числа  $k_j$  и импедансы  $Z_j$  для MNG- и ENG-слоев определяются выражениями

$$k_j = k_0\sqrt{\varepsilon_j\mu_j}, \quad Z_j = \sqrt{\mu_j/\varepsilon_j}, \quad j = 1, 2, \quad (3)$$

где  $k_0 = \omega/c$ ,  $c$  — скорость света в вакууме. Для феррита заданная поляризация электрического поля соответствует ТЕ-волне с компонентами поля ( $H_x, H_y, E_z$ ) и резонансной эффективной МП, имеющей вид

$$\mu_1 = \mu_{\perp} = \mu - \mu_a^2/\mu. \quad (4)$$

Считая волновые поля пропорциональными временному множителю  $\exp(-i\omega t)$ , запишем выражения для  $z$ -компоненты электрического поля волн во всех четырех

пространственных областях:

$$E_z(x) = \begin{cases} \exp(ik_0x) + r \exp(-ik_0x), & x < 0, \\ a_1 \exp(ik_1x) + b_1 \exp(-ik_1x), & 0 < x < d_1, \\ a_2 \exp(ik_2x) + b_2 \exp(-ik_2x), & d_1 < x < d, \\ t \exp(ik_0x), & x > d, \end{cases} \quad (5)$$

где  $r$  и  $t$  имеют смысл амплитудных коэффициентов отражения и прохождения. За исключением области  $x > d$ , где существует только одна прошедшая через структуру волна, волновые поля (5) являются суперпозицией полей двух встречных волн. Согласно уравнениям Максвелла, поперечные компоненты магнитных волновых полей для вакуума равны  $H_y^{\pm} = \mp E_z^{\pm}$ , а для MNG- и ENG-слоев —  $H_y^{\pm} = \mp Z_j^{-1} E_z^{\pm}$  ( $j = 1, 2$ ), где верхние знаки относятся к вперед бегущим волнам, а нижние — к назад бегущим. В феррите существует также продольная компонента  $H_x$  волнового магнитного поля, связанная с поперечной компонентой соотношением  $H_x = (\mu_a^2/\mu)H_y$ .

Из равенства тангенциальных компонент волновых полей на границах раздела сред ( $x = 0, d_1, d$ ) получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} 1 + r &= a_1 + b_1, \\ Z_1(1 - r) &= a_1 - b_1, \\ a_1 \exp(ik_1d_1) + b_1 \exp(-ik_1d_1) &= a_2 \exp(ik_2d_1) + b_2 \exp(-ik_2d_1), \\ Z_2(a_1 \exp(ik_1d_1) - b_1 \exp(-ik_1d_1)) &= Z_1(a_2 \exp(ik_2d_1) - b_2 \exp(-ik_2d_1)), \\ a_2 \exp(ik_2d) + b_2 \exp(-ik_2d) &= t \exp(ik_0d), \\ a_2 \exp(ik_2d) - b_2 \exp(-ik_2d) &= Z_2 t \exp(ik_0d). \end{aligned} \quad (6)$$

Численное решение этой системы позволяет найти амплитудные коэффициенты  $a_j, b_j$  для вперед и назад бегущих волн в каждом слое, а также амплитудные коэффициенты отражения  $r$  и прохождения  $t$ . Пропускательная способность, т.е. энергетический коэффициент прохождения для структуры, расположенной между двумя одинаковыми средами, может быть найден далее как  $T = |t|^2$ .

Известно, что ИТ через двуслойную MNG–ENG-структуру без потерь возможно при выполнении следующих условий [5,11]:

$$X_{\text{MNG}} = -X_{\text{ENG}}, \quad \beta_{\text{MNG}}d_{\text{MNG}} = \beta_{\text{ENG}}d_{\text{ENG}}, \quad (7)$$

где  $X$  — импедансы слоев,  $\beta$  — продольные волновые числа в слоях,  $d_{\text{MNG}}$  и  $d_{\text{ENG}}$  — их толщины. Следствием (7) является соотношение

$$\frac{d_{\text{MNG}}}{d_{\text{ENG}}} = \frac{\mu_{\text{ENG}}}{-\mu_{\text{MNG}}} = \frac{-\varepsilon_{\text{ENG}}}{\varepsilon_{\text{MNG}}} = \eta \quad (\eta = \text{const}). \quad (8)$$

При учете поглощения, которое имеет место в рассматриваемой нами структуре, соотношение (8) переписывается в виде

$$\frac{d_1}{d_2} = \frac{\mu_2}{-\text{Re } \mu_1} = \frac{-\varepsilon_2}{\text{Re } \varepsilon_1} = \eta. \quad (9)$$

Частный случай  $\eta = 1$  соответствует так называемому условию „строгого согласования“, при выполнении которого ИТ происходит при любом угле падения волны на структуру, а также при любой поляризации падающей волны [2,5,9,11].

### Численный анализ

Ниже представлены результаты компьютерного эксперимента по определению пропускательной способности исследуемой структуры. В качестве MNG-слоя мы используем монокристаллический железо-иттриевый гранат (ЖИГ) с комплексной ДП  $\varepsilon_1 = 14.8 + 0.11i$  на частоте  $f = (\omega/2\pi) = 1 \text{ GHz}$  и намагниченностью насыщения  $4\pi M_0 = 1750 \text{ Gs}$ . Такой материал на данной частоте обладает также минимально возможными для ферритов магнитными потерями: ширина линии ФМР  $\Delta H = 0.6 \text{ Oe}$  [18]. На рис. 1 представлена полевая зависимость вещественной и мнимой частей эффективной МП (4) такого феррита. Действительная часть проницаемости  $\text{Re } \mu_{\perp}$  отрицательна в области  $H_0 < H_{\text{res}} \approx 71 \text{ Oe}$ , где резонансное значение магнитного поля для слоя феррита в рассматриваемой геометрии определяется выражением

$$H_{\text{res}} = 2\pi M_0 \left[ \sqrt{1 + (f/\gamma M_0)^2} - 1 \right]. \quad (10)$$

Нас будут интересовать значения МП именно из этой области, но вдали от  $H_{\text{res}}$ , где поглощение практически отсутствует (см. вставку).

Вначале рассмотрим случай „строгого согласования“ слоев структуры, т.е.  $\eta = 1$ . Для этого параметры ENG-слоя выберем следующим образом:  $\varepsilon_2 =$

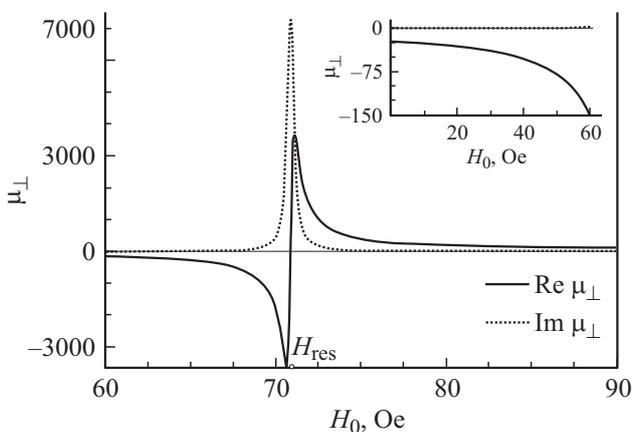


Рис. 1. Зависимость эффективной МП феррита от подмагничивающего поля.

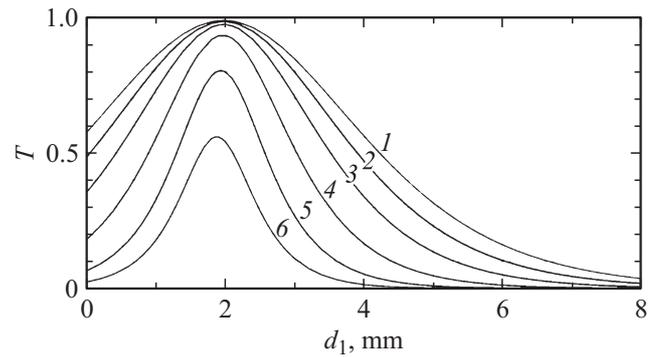


Рис. 2. Зависимость пропускательной способности структуры MNG–ENG от толщины  $d_1$  MNG-слоя при  $d_2 = 2 \text{ mm}$ ,  $H_0 = 0, 15, 30, 45, 55, 60 \text{ Oe}$  (кривые 1–6).

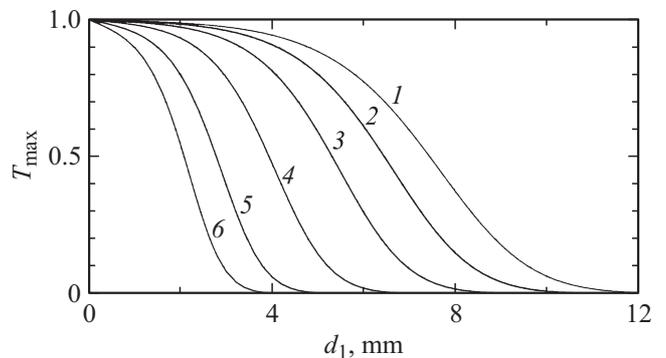
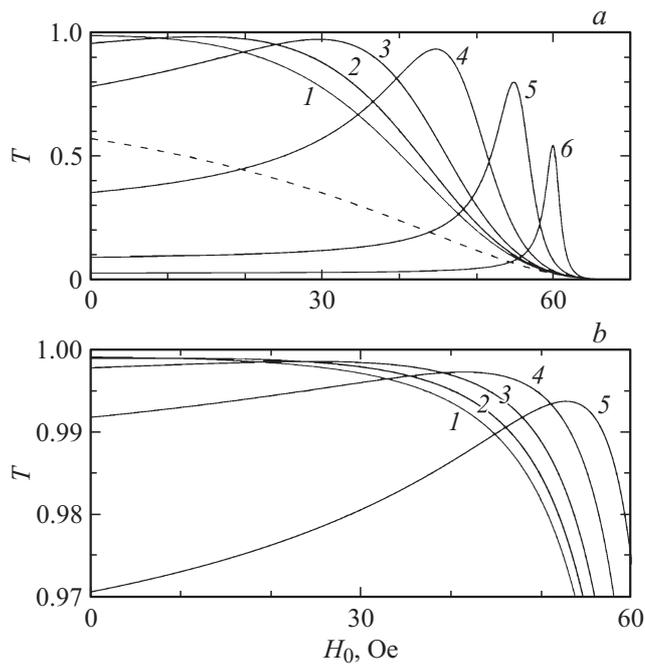


Рис. 3. Зависимость пропускательной способности структуры MNG–ENG от толщины  $d_1$  MNG-слоя при  $d_2 = d_1$ ,  $H_0 = 0, 15, 30, 45, 55, 60 \text{ Oe}$  (кривые 1–6).

$= -\text{Re } \varepsilon_1 = -14.8$ , а положительную МП  $\varepsilon_2$  зададим равной модулю вещественной части МП феррита при определенном значении поля  $H_0$ , т.е.  $\mu_2 = -\text{Re } \mu_1(H_0)$ . На рис. 2 представлена зависимость пропускательной способности структуры  $T = |t|^2$  от толщины слоя феррита  $d_1$  при фиксированном значении толщины ENG-слоя  $d_2 = 2 \text{ mm}$  и подмагничивающего поля  $H_0 = 0, 15, 30, 45, 55, 60 \text{ Oe}$  (кривые 1–6). Значения вещественной части эффективной МП феррита, отвечающие указанным значениям поля, равны  $\text{Re } \mu_1 = -22, -29, -40, -63, -104, -153$ . Наблюдается выраженный пик пропускательной способности с максимальным значением  $T_{\text{max}}$ . Для полей, далеких от резонансного значения,  $T_{\text{max}}$  близко к единице. Максимум приходится на толщину  $d_1 \approx d_2$ , что находится в соответствии с условием „строгого согласования“. По мере приближения  $H_0$  к резонансному значению растут магнитные потери и значение  $T_{\text{max}}$  резко уменьшается, а пик пропускания наблюдается при  $d_1 < d_2$ . Это связано с тем, что условия (7)–(9) получены без учета потерь, которыми в окрестности резонансной области полей пренебрегать нельзя.

В связи с наличием потерь в феррите „пиковая“ величина пропускания  $T_{\text{max}}$  должна уменьшаться с ростом толщины ферритового слоя. На рис. 3 приведены



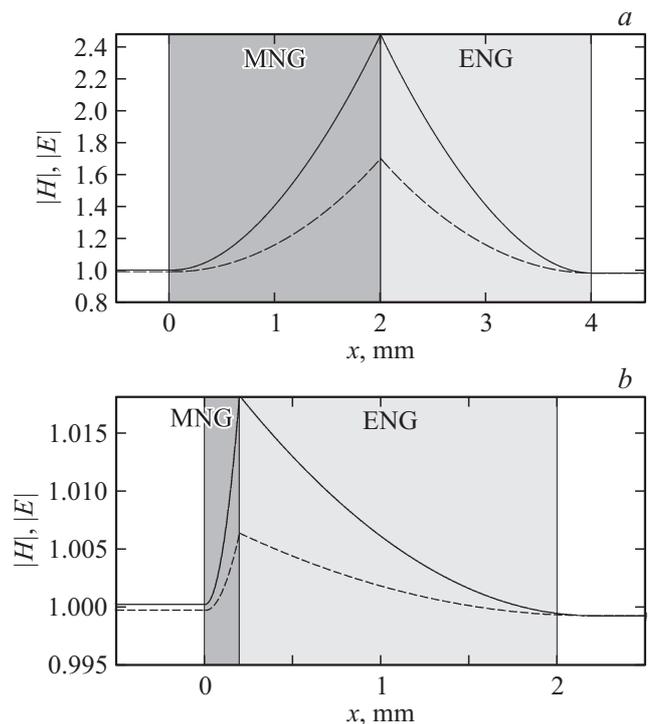
**Рис. 4.** Полевые зависимости пропускательной способности структуры MNG–ENG при  $\eta = 1$  (a) и 0.1 (b). Согласование МП слоев осуществляется для значений  $H_{\text{match}} = 0, 15, 30, 45, 55, 60$  Oe (кривые 1–6). Штриховая линия — пропускательная способность одиночного слоя феррита толщиной  $d_1 = 2$  mm.

зависимости пропускательной способности от толщины слоя феррита  $d_1$  при точном выполнении условия „строгого согласования“, т.е. при  $d_2 = d_1$ ,  $\epsilon_2 = -\text{Re } \epsilon_1$ ,  $\mu_2 = -\text{Re } \mu_1(H_0)$  и значениях  $H_0 = 0, 15, 30, 45, 55, 60$  Oe (кривые 1–6). Видно, что для полей, достаточно далеких от  $H_{\text{res}}$ , величина пропускания при небольших  $d_1$  слабо зависит от толщины, а затем наблюдается достаточно резкий спад с дальнейшим стремлением величины  $T$  к нулю. Это также объясняется тем, что с ростом толщины поглощающего слоя усиливается влияние потерь и условие  $d_2 = d_1$  уже не обеспечивает строгого согласования слоев структуры.

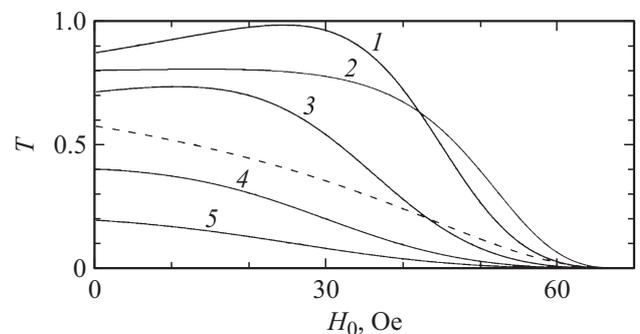
На рис. 4 представлены полевые зависимости пропускательной способности  $T(H_0)$  структуры MNG–ENG. На рис. 4, a эти зависимости получены при условии  $d_2 = d_1 = 2$  mm,  $\epsilon_2 = -\text{Re } \epsilon_1 = 14.8$ , а МП ENG-слоя принимает значения  $\mu_2 = 22, 29, 40, 63, 104, 153$  (кривые 1–6). Для сравнения приведена зависимость пропускательной способности одиночного слоя феррита толщиной  $d_1 = 2$  mm. При величине поля  $H_0 = H_{\text{match}}$ , для которой  $\text{Re } \mu_1(H_{\text{match}}) = -\mu_2$ , структура оказывается строго согласованной и величина  $T$  имеет максимум. Для полей, далеких от  $H_{\text{res}}$ , (кривые 1–3) величина  $T_{\text{max}}$  близка к единице, причем слева от пика величина пропускания слабо зависит от внешнего поля. Если же пиковое значение  $T$  приходится на поля, близкие к резонансному (кривые 4–6), пик становится более выраженным, но его высота понижается. Наиболее эффективное управление пропускательной способностью

структуры возможно, если пик пропускания приходится на середину области отрицательных значений  $\text{Re } \mu_1$  (кривые 3, 4). Тогда при сравнительно небольшой вариации поля  $H_0$  справа от пика  $T$  изменяется от величины, близкой к единице, до величины, близкой к нулю. Так, если параметры структуры соответствуют кривой 4 на рис. 4, a, то при изменении  $H_0$  от 45 до 57 Oe величина  $T$  изменяется от 0.93 до 0.10.

Значения  $\mu_2$ , необходимые для выполнения условия „строгого согласования“, могут оказаться трудно достижимыми для реальных ENG-сред. Использование обще-



**Рис. 5.** Распределение амплитуд электрического (сплошные линии) и магнитного (штриховые линии) полей по координате  $x$  для структуры MNG–ENG при  $\eta = 1$  (a) и 0.1 (b). Согласование МП слоев осуществляется для значения  $H_{\text{match}} = 30$  Oe.



**Рис. 6.** Полевые зависимости пропускательной способности структуры MNG–ENG при  $d_2 = d_1 = 2$  mm и различных значениях параметра  $\xi = 0.1, 1, 2, 3, 4$  (кривые 1–5). Согласование МП слоев осуществляется для значения  $H_{\text{match}} = 30$  Oe.

го условия согласования (9) при  $\eta < 1$  позволяет уменьшить эту величину, а заодно  $\varepsilon_2$  и толщину слоя феррита  $d_1$ . Последнее важно для уменьшения влияния потерь. В качестве примера на рис. 4, *b* представлены результаты расчетов пропускательной способности структуры, согласованной при  $\eta = 0.1$ . Расчеты проведены для следующих параметров:  $d_2 = 2 \text{ mm}$ ,  $d_1 = 0.1d_2 = 0.2 \text{ mm}$ ,  $\varepsilon_1 = -0.1 \text{ Re } \varepsilon_1 = -1.48$ ,  $\mu_2 = -0.1 \text{ Re } \mu_1(H_{\text{match}})$ , где  $H_{\text{match}} = 0, 15, 30, 45, 55, 60 \text{ Oe}$ . Ввиду того, что толщина слоя феррита в 10 раз меньше, чем для кривых на рис. 4, *a*, значения  $T_{\text{max}}$  оказываются ближе к единице. При этом величина  $T$  слабо зависит от внешнего поля вплоть до значений  $H_0 \sim 40\text{--}50 \text{ Oe}$ .

На рис. 5 представлены распределения амплитуды электрического и магнитного волновых полей по сечению структур с параметрами, соответствующими кривым 3 на рис. 4 при значении внешнего поля  $H_0 = H_{\text{match}} = 30 \text{ Oe}$ , которое отвечает пику пропускательной способности. Величины амплитуд нормированы на значения амплитуд полей падающей волны. Видно, что величины амплитуд слева и справа от структуры (на входе и выходе) близки к единице, т.е. туннелирование близко к безотражательному, т.е. к идеальному. Как для симметричной ( $d_2 = d_1 = 2 \text{ mm}$ , *a*), так и для асимметричной структур ( $d_1 = 0.2 \text{ mm}$ ,  $d_2 = 2 \text{ mm}$ , *b*) на границе раздела MNG- и ENG-сред амплитуда поля имеет четко выраженный максимум, указывающий на возникновение резонансного поверхностного состояния [8].

Проведенный анализ показывает, что согласования МП сред MNG и ENG можно добиться соответствующим подбором значения внешнего магнитного поля. При этом должны быть по возможности точно согласованы толщины слоев и их ДП. Влияние рассогласования толщин слоев на пропускательную способность структуры было рассмотрено выше (рис. 2). Теперь рассмотрим влияние рассогласования ДП. На рис. 6 представлены полевые зависимости пропускательной способности  $T(H_0)$ , полученные при значениях параметра  $\xi = |\varepsilon_2|/\text{Re } \varepsilon_1 = 0.1, 1, 2, 3, 4$  (кривые 1–5), где  $\varepsilon_2$  — варьируемая ДП ENG-слоя,  $\varepsilon_1$  — фиксированная ДП MNG-слоя; штриховая линия соответствует одиночному слою феррита толщиной  $d_1 = 2 \text{ mm}$ . Для кривой 2 структура строго согласована и при  $H_0 = 25 \text{ Oe}$  наблюдается максимум пропускания. При нарушении условия согласования за счет изменения ДП слоя ENG-пик пропускания исчезает и величина  $T$  заметно уменьшается.

На основе проведенного в работе анализа можно сделать вывод, что при согласовании параметров двуслойной MNG–ENG-структуры, состоящей из слоев феррита и метаматериала, ее пропускательная способность может быть повышена до значений, близких к единице. Добиться необходимого согласования МП слоев структуры можно путем определения соответствующей величины магнитного поля, намагничивающего ферритовый слой. Однако при этом требуется возможно более точное согласование толщин и ДП слоев структуры. Вблизи значения подмагничивающего поля, обеспечивающего

согласование слоев структуры, возможно эффективное управление пропускательной способностью с помощью внешнего магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания № 3.6825.2017/ПЧ и проекта 14.Z50.31.0015.

## Список литературы

- [1] Веселаго В.Г. // УФН. 1967. Т. 92. № 7. С. 517–526.
- [2] Marqués R., Martín F., Sorolla M. *Metamaterials with negative parameters: theory, design, and microwave applications*. N Y.: John Wiley & Sons, Inc., 2008. 309 p.
- [3] Колоколов А.А., Скроцкий Г.В. // УФН. 1992. Т. 162. № 12. С. 165–174.
- [4] Афанасьев С.А., Семенов Д.И. // УФН. 2008. Т. 178. № 4. С. 377–384.
- [5] Alù A., Engheta N. // IEEE Trans. Anten. Propag. 2003. Vol. 51. N 10. P. 2558–2571.
- [6] Kim K.-Y., Lee B. // Phys. Rev. A. 2008. Vol. 77. N 2. P. 023822.
- [7] Jelinek L., Baena J.D., Voves J., Marques R. // New J. Phys. 2011. Vol. 13. N 8. P. 083011.
- [8] Zheng J., Chen Y., Chen Z., Wang X., Han P., Yong Z., Wang Y., Leung C.W., Soukoulis C.M. // Opt. Express. 2013. Vol. 21. N 14. P. 16742–16752.
- [9] Baena J.D., Jelinek L., Marqués R., Medina F. // Phys. Rev. E. 2003. Vol. 72. N 7. P. 075116.
- [10] Zhou L., Wen W., Chan C.T., Sheng P. // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 94. N 24. P. 243905.
- [11] Cojocarú E. // Prog. Electromagn. Res. 2011. Vol. 113. P. 227–249.
- [12] Castaldi G., Galdi V., Alù A., Engheta N. // J. Opt. Soc. Am. B. 2011. Vol. 28. N 10. P. 2362–2368.
- [13] Liu C.-H., Behdad N. // Prog. Electromagn. Res. B. 2012. Vol. 42. P. 1–22.
- [14] Chen Y., Huang S., Yan X., Shi J. // Chin. Opt. Lett. 2014. Vol. 12. N 10. P. 101601.
- [15] Sabah C., Tugrul Tastan H., Dincer F., Delihacioglu K., Karaaslan M., Unal E. // Prog. Electromagn. Res. 2013. Vol. 138. P. 293–306.
- [16] Афанасьев С.А., Семенов Д.И., Якимов Я.В. // РЭ. 2014. Т. 59. № 7. С. 631–638.
- [17] Afanas'ev S.A., Sementsov D.I., Yakimov Y.V. // Opt. Commun. 2016. Vol. 369. P. 164–170.
- [18] Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: Сов. радио, 1975. 232 с.
- [19] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.