

УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫМИ СВОЙСТВАМИ ОДНОМЕРНОГО МАГНИТОФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С «ДЕФЕКТНЫМ» СЛОЕМ

Многослойные периодические структуры (так называемые одномерные фотонные кристаллы) привлекают внимание исследователей уже несколько десятилетий. Это обуславливается уникальными эффектами, которые они демонстрируют. Результатом исследований является широкий спектр применения этих структур в микро- и нанoeлектронике, электронике миллиметровых длин волн. Одним из наиболее интересных направлений является исследование способов управления спектральными свойствами таких структур в гигагерцовом и терагерцовом частотном диапазоне. В литературе описано большое количество способов управления спектральными свойствами периодических структур: с помощью постоянного тока, изменением температуры, микромеханическим воздействием, электрическим и магнитным полями [1-4].

Один из эффектов, демонстрируемых фотонными кристаллами, возникает при введении в периодическую структуру «дефектного» слоя, нарушающего периодичность. В спектре появляются резонансные линии пропускания на частотах, определяемых параметрами «дефектного» слоя. Использование магнитных веществ, в частности ферритов, в качестве материала для «дефектного» слоя даст возможность перестройки резонансной частоты с помощью внешнего магнитного поля в таких магнитофотонных кристаллах.

В данной работе рассматривается распространение плоской линейно поляризованной волны в структуре, состоящей из ферритового «дефектного» слоя, помещенного между двумя брегговскими отражателями.

Цель работы – исследование зависимости спектральной характеристики магнитофотонного кристалла от величины приложенного магнитного поля.

Постановка задачи

Рассмотрим периодическую структуру, состоящую из плоскопараллельных, бесконечных в направлениях x и z , чередующихся слоев с толщинами d_p и d_s и показателями преломления n_p и n_s соответственно (рис. 1). Один из центральных слоев замещен «дефектным» слоем с толщиной d_f и показателем преломления $n_f(H)$, зависящем от внешнего магнитного поля. На эту структуру перпендикулярно слоям падает плоская линейно поляризованная электромагнитная волна (\vec{k} – волновой вектор падающей волны, \vec{e} и \vec{h} – электрическая и магнитная компоненты волны). К структуре параллельно слоям приложено внешнее постоянное магнитное поле \vec{H} , при этом $\vec{H} \perp \vec{h}$.

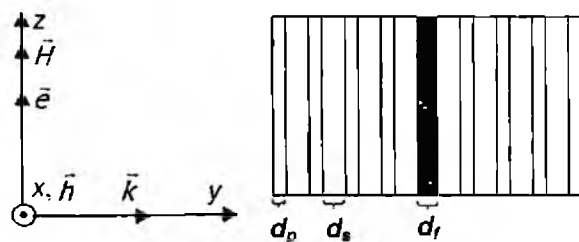


Рис. 1

Чередующиеся слои представляют собой два брегговских отражателя, то есть толщины и показатели преломления слоев подобраны таким образом, что для них выполняется условие $d_p n_p = d_s n_s \approx \lambda_0/4$. А для центрального «дефектного» слоя выполняется условие

$d_j n_j(H) = \lambda_0/2$. Исследуемую структуру можно рассматривать как интерферометр Фабри-Перо или двухзеркальный открытый резонатор, где брегговские отражатели являются зеркалами, а «дефектный» слой – внутренним объемом резонатора. В такой структуре, подобно открытому резонатору, могут возбуждаться резонансные колебания, локализованные в центральном «дефектном» слое. Спектр этих колебаний дискретен и при нормальном падении приближенно определяется соотношением [5]

$$d_j n_j(H) = m \lambda_0/2, \quad (1)$$

где m – целое. Из выражения (1) очевидно, что, изменяя показатель преломления «дефектного» слоя (например, с помощью магнитного поля), можно перестраивать частоту резонансных колебаний.

В качестве материала «дефектного» слоя был выбран феррит марки 1СЧ4, который обладает малыми диэлектрическими потерями в миллиметровом диапазоне длин волн и позволяет изменять показатель преломления в широких пределах, при относительно небольших вариациях магнитного поля. В качестве материалов для чередующихся слоев выбраны полистирол и воздух.

Теоретический анализ

Показатель преломления феррита определяется как

$$n_i(H) = \sqrt{\epsilon_i \mu_i(H)}, \quad (2)$$

где $\mu(H)$ и ϵ – магнитная и диэлектрическая проницаемости вещества.

Диэлектрическая проницаемость используемого феррита (марка 1СЧ4) – величина скалярная и в миллиметровом диапазоне длин волн равна $\epsilon_f \approx 11.1$. Высокочастотная магнитная проницаемость намагниченного феррита представляет собой тензор второго ранга следующего вида [6]:

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & i \cdot \mu_v & 0 \\ -i \cdot \mu_v & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Для намагниченного до насыщения бесконечного феррита выражения для компонент тензора с учетом процессов диссипации определяются из решения уравнения движения намагниченности Ландау-Лифшица и имеют известный вид [6]:

$$\mu = 1 + 4\pi \left(\frac{M_S}{H} \frac{\omega_H^2 + \omega_r^2 + i\omega_r \omega}{\omega_H^2 + \omega_r^2 - \omega^2 + 2i\omega_r \omega} \right), \quad (4)$$

$$\mu_v = 4\pi \left(\frac{\gamma M_S \omega}{\omega_H^2 + \omega_r^2 - \omega^2 + 2i\omega_r \omega} \right). \quad (5)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \omega_H &= \gamma H, \\ \omega_M &= \gamma 4\pi M_S, \\ \omega_r &= \gamma \Delta H_{1/2}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота переменного электромагнитного поля; H – внешнее постоянное магнитное поле; M_S – намагниченность насыщения феррита; γ – гиромагнитное отношение электрона; $\Delta H_{1/2}$ – полуширина резонансной кривой ферромагнитного резонанса. Величина μ_z близка к единице и не зависит от внешнего магнитного поля.

Выражение для эффективной магнитной проницаемости феррита при данной взаимной ориентации векторов \vec{k} , \vec{h} и \vec{H} (рис. 1) можно получить, решая уравнения Максвелла с учетом гиротропных свойств феррита [6, 7]:

$$\mu_j = \frac{\mu^2 - \mu_a^2}{\mu} \quad (7)$$

После подстановки выражения (7) в (2) и затем (2) в (1) при $m = 1$ получим

$$d_j \sqrt{\epsilon_f} \frac{\mu^2(H, f_0) - \mu_a^2(H, f_0)}{\mu(H, f_0)} = \frac{c}{2f_0}, \quad (8)$$

где f_0 – резонансная частота структуры; c – скорость света.

Таким образом, решая уравнение (8) относительно f_0 , можно определить резонансную частоту рассматриваемой структуры при различных значениях внешнего магнитного поля.

Диапазон перестройки резонансной частоты Δf_0 ограничен шириной запрещенной зоны брегговских отражателей $\Delta f_{гор}$ и диапазоном изменения показателя преломления «дефектного» слоя Δn_j в магнитном поле (диапазоном изменения оптической длины открытого резонатора).

Ширина запрещенной зоны брегговского отражателя определяется выражением [8]

$$\Delta f_{гор} = f_{гор} \frac{4n_p - n_s}{\pi n_p + n_s} = \frac{c}{d_s} \frac{n_p - n_s}{n_p + n_s}, \quad (9)$$

где $f_{гор}$ – центр запрещенной зоны, который определяется выражением $d_p n_p = d_s n_s = c/4f_{гор}$. В этом диапазоне брегговские отражатели имеют высокий коэффициент отражения (в эксперименте получено около 85 % для брегговского отражателя из четырех периодов), что является необходимым условием существования резонансных колебаний. Для рассматриваемой структуры $\Delta f_{гор} = 8.6$ ГГц (при $n_p = 1.6$, $d_p = 1.6$ мм, $n_s = 1$, $d_s = 2.56$ мм).

Величина Δn_j определяется из выражений (2) и (7) и при изменении магнитного поля с 1 кЭ до 7 кЭ составляет 0.95 (для 1СЧ4). Подставив это значение в выражение (1) получим $\Delta f_0 \leq 10$ ГГц.

Таким образом, для рассматриваемой структуры диапазон возможной перестройки резонансной частоты при изменении внешнего магнитного поля с 1 кЭ до 7 кЭ можно оценить как $\Delta f_0 = 8.6$ ГГц.

Моделирование структуры

Для расчета спектра пропускания исследуемой структуры воспользуемся методом матриц переноса [9, 10]. Этот метод основан на том, что электромагнитное поле может быть описано двумя линейно независимыми величинами, например, тангенциальными по отношению к границам слоев компонентами электрического и магнитного полей. Значения этих величин на противоположных границах слоя связаны матрицей переноса 2x2 следующим образом:

$$\begin{bmatrix} e_t(y_2) \\ h_t(y_2) \end{bmatrix} = \bar{T}(y_2, y_1) \begin{bmatrix} e_t(y_1) \\ h_t(y_1) \end{bmatrix}, \quad (10)$$

Матрица переноса через однородный i -й слой определяется его толщиной d_i и показателем преломления $n_i = \sqrt{\epsilon_i \mu_i}$.

Для однородного i -ого слоя матрица переноса имеет вид

$$\bar{T}_i = \begin{bmatrix} \cos f_i & -i \frac{\mu_i}{\epsilon_i} \sin f_i \\ -i \frac{\epsilon_i}{\mu_i} \sin f_i & \cos f_i \end{bmatrix}, \quad (11)$$

где $f_i = k_0 n_i d_i$ – фаза набранная волной при движении от одной границы слоя до другой.

Матрица переноса через границу слоев – единичная. Матрицей переноса через всю слоистую структуру \bar{M} является произведением матриц переноса через отдельные слои \bar{T}_r :

$$\bar{M} = \prod \bar{T}_r. \quad (12)$$

Амплитудный коэффициент пропускания всей структуры t связан с элементами матрицы переноса структуры выражением

$$t = \frac{2p_1}{(M_{11} + M_{12}p_1)p_1 + (M_{21} + M_{22}p_1)}, \quad (13)$$

где $p_1 = \sqrt{\epsilon_1/\mu_1}$; $p_l = \sqrt{\epsilon_l/\mu_l}$; ϵ_l и μ_l – материальные параметры среды, из которой на структуру падает волна; ϵ_L и μ_L – материальные параметры среды, в которую проходит волна из структуры.

Для рассматриваемого случая, когда исследуемая структура находится в воздушном пространстве, $\epsilon_1, \mu_1, \epsilon_L$ и μ_L равны единице и амплитудный коэффициент пропускания принимает вид

$$t = \frac{2}{(M_{11} + M_{12}) + (M_{21} + M_{22})}. \quad (14)$$

Энергетический коэффициент пропускания

$$T = |t|^2. \quad (15)$$

На основании такой модели рассчитан спектр структуры изображенной на рис. 1 со следующими параметрами: $n_p = 1.6$, $d_p = 1.6$ мм, $n_s = 1$, $d_s = 2.56$ мм, $d_f = 2$ мм. Параметры феррита 1СЧ4 взяты из [7]. Отметим, что модель с использованием этих параметров дала хорошее соответствие результатам предыдущих экспериментов [4]. На рис. 3 сплошными линиями изображены частотные зависимости коэффициента пропускания T структуры при 28 значениях магнитного поля от 1330 Э до 6890 Э с шагом около 230 Э. Пунктирной линией изображена частотная зависимость коэффициента отражения R_{BR} одного брегговского отражателя. На вставке изображена одна из зависимостей $T(f)$ при $H = 5050$ Э. В приведенном на графике частотном диапазоне наблюдается запрещенная зона, в которой структура практически не пропускает излучение. Вблизи частоты 36 ГГц находится высокочастотная граница запрещенной зоны. На частотах выше этой границы находится зона пропускания, где структура теряет свои селективные свойства, и резонансные колебания на этих частотах отсутствуют. Видно, что граница практически не смещается при изменении магнитного поля. Внутри запрещенной зоны видна резонансная линия пропускания, которая имеет лоренцеву форму и описывается выражением

$$T(f) = \frac{T_0}{1 + 4Q^2 \left(\frac{f}{f_0} - 1 \right)^2}, \quad (16)$$

где T_0 – коэффициент пропускания в максимуме резонансной линии; Q – добротность колебаний; f_0 – резонансная частота.

При магнитном поле, равном 1330 Э, резонансный пик находится на частоте 27.3 ГГц и с ростом магнитного поля монотонно смещается в высокочастотную область до 35.28 ГГц при магнитном поле 6890 Э. При этом изменяется добротность резонансных колебаний Q и коэффициент пропускания в максимуме резонансной линии T_0 демонстрирует максимум для Q и минимум для T_0 при частоте около 30.5 ГГц.

Это можно объяснить следующим образом: если принять, что поглощение в феррите слабо зависит от магнитного поля, то изменение величины T_0 в магнитном поле определяется, главным образом, коэффициентом отражения брегговских отражателей R_{BR} на резонансной частоте (рис. 3 пунктирная линия). Из рис. 3 видно, что T_0 минимален в центре запрещенной зоны (при максимальном значении R_{BR}) и увеличивается по мере приближения

резонансной линии к краю запрещенной зоны. Аналогично, добротность колебаний максимальна в случае, когда резонансный пик находится вблизи центра запрещенной зоны (R_{BR} – максимален), и уменьшается по мере смещения пика к краям запрещенной зоны. То есть изменение добротности колебаний в основном связано с зависимостью полезных потерь на излучение от магнитного поля.

Экспериментальные исследования. Обсуждение результатов

Экспериментально исследовалась структура, состоящая из двух брегговских отражателей, между которыми помещен «дефектный» слой представляющий собой диск из феррита 1СЧ4 толщиной $d_f = 2 \pm 0.03$ мм. Бреговские отражатели представляют собой четыре диска из полистирола толщиной $d_p = 1.6 \pm 0.03$ мм (показатель преломления $n_p = 1.6$) разделенных воздушными промежутками толщиной $d_s = 2.56 \pm 0.03$ мм. Диаметр дисков составляет несколько длин волн.

Схема эксперимента представлена на рис. 2. В качестве генератора и детектора излучения используется векторный анализатор спектра Agilent N5230A. Волноведущий тракт состоит из полых прямоугольных волноводов с рупорами на концах приемного и излучающего волноводов. Исследуемая структура помещается между рупорами и в зазор электромагнитмагнита. Между рупорами и исследуемой структурой также расположены фторопластовые линзы. Коэффициент пропускания структуры измеряли в диапазоне частот 23-40 ГГц. Величину внешнего постоянного магнитного поля варьировали в диапазоне 0-7150 Э.

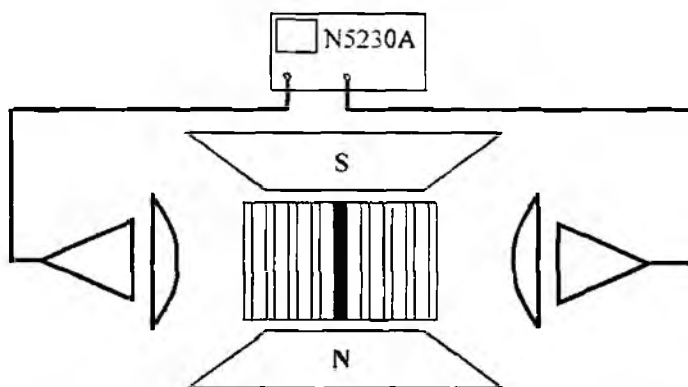


Рис. 2

На рис. 3 показан спектр пропускания структуры при различных значениях внешнего магнитного поля и спектр отражения одного брегговского отражателя (моделирование), на вставке спектр пропускания структуры при $H = 5050$ Э

Экспериментальные спектры пропускания изображены на рис. 4. Показаны коэффициенты пропускания структуры при 18 значениях магнитного поля от 3015 Э до 6890 Э с шагом около 230 Э. При магнитном поле 3015 Э резонансная линия находится на частоте 29.05 ГГц и монотонно смещается в высокочастотную область до 36.37 ГГц при магнитном поле 6890 Э. Результаты моделирования и эксперимента демонстрируют хорошее качественное совпадение. В эксперименте также наблюдается запрещенная зона с резонансной линией пропускания. Резонансная линия соответствует основному типу колебаний и хорошо аппроксимируется выражением (16) (рис. 5).

Отметим, что в отличие от результатов моделирования добротность колебаний в эксперименте не зависит от магнитного поля и составляет величину 70-100 (добротность определяли по ширине резонансной линии на уровне половины мощности $Q = f_0 / \Delta f_{0.5}$, рис. 6). Это различие можно объяснить тем, что данная математическая модель является приближенной и не описывает все процессы, происходящие в реальной структуре. А именно, как известно, суммарную добротность резонатора можно определить как

$$\frac{1}{Q} \approx \frac{1}{Q_{диф}} + \frac{1}{Q_{дис}} + \frac{1}{Q_{изл}} + \frac{1}{Q_{рас}}, \quad (17)$$

где $Q_{диф}$, $Q_{дис}$, $Q_{изл}$ и $Q_{рас}$ – добротность, связанная с дифракционными потерями, с диссипацией в феррите и полистироле, с потерями на полезное излучение и с потерями на рассеяние на неровностях слоев соответственно. Данная модель не учитывает дифракционные потери в резонаторе, т.е. слои считаются бесконечными в направлениях OX и OZ, потери на рассеяние на неровностях поверхностей и потери, связанные с отклонением геометрии слоев от заданной. Поэтому на фоне описанных выше потерь мы не видим в эксперименте изменение добротности, описанное моделью и связанное с зависимостью потерь на излучение от магнитного поля.

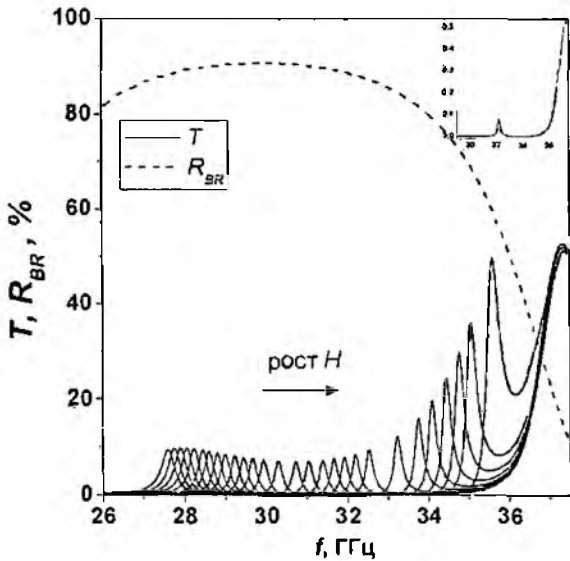


Рис. 3

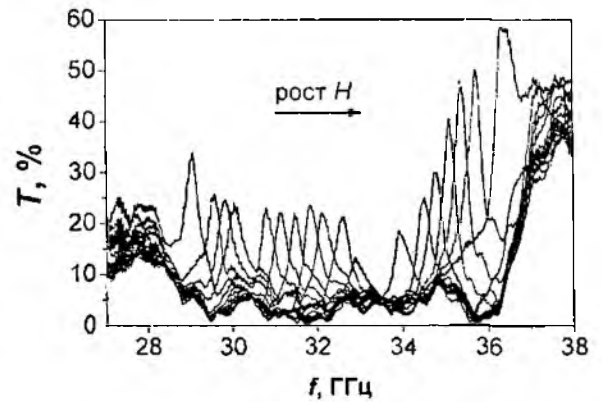


Рис. 4

Колебания высших мод в эксперименте не наблюдались. Высокочастотная граница запрещенной зоны, которая ограничивает диапазон перестройки резонансной частоты, также находится вблизи частоты 36 ГГц и ее положение практически не зависит от магнитного поля.

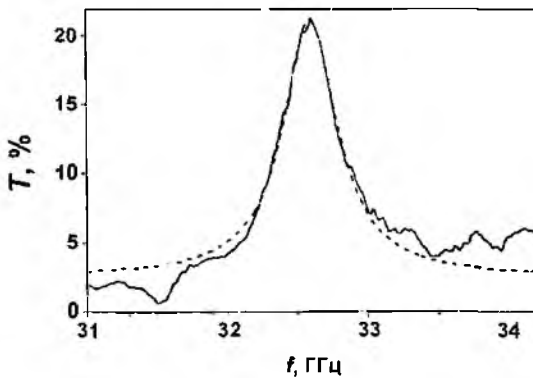


Рис. 5

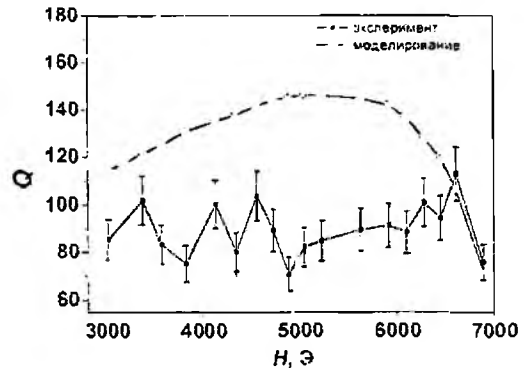


Рис. 6

Экспериментальная перестройка частоты резонансных колебаний f_0 составила более 7 ГГц в диапазоне магнитных полей 3015-7000 Э. Зависимость резонансной частоты от магнитного поля приведена на рис. 7. Характер экспериментальной и теоретических кривых качественно совпадает. В исследованном диапазоне магнитных полей расхождение между теоретическими и экспериментальными данными не превышает 1.7%. Различие в наклоне

кривых можно объяснить тем, что теоретическая зависимость магнитной проницаемости феррита от магнитного поля и частоты не точно описывает реальную зависимость, а также отмеченным уже несовершенством модели. Форма кривых близка к линейной. Отметим, специально, что это является позитивным фактором для практического применения таких структур в качестве перспективных элементов электронно-управляемых приборов миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн.

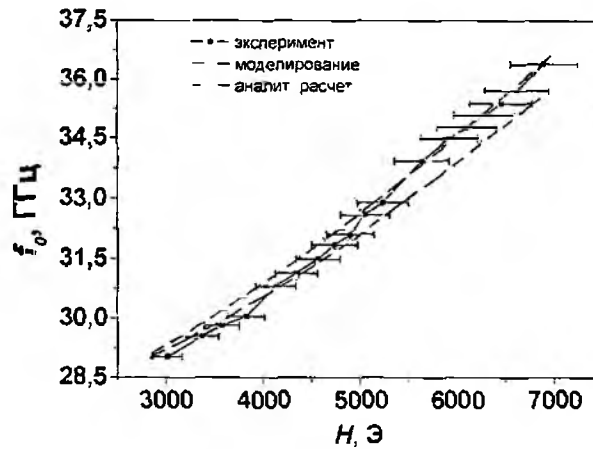


Рис. 7

Выводы

Таким образом, в данной работе теоретически и экспериментально продемонстрирована и исследована возможность управления резонансной частотой периодической структуры с ферритовым «дефектным» слоем посредством прикладывания магнитного поля в миллиметровом диапазоне длин волн. Показано, что приближенная математическая модель описывает основной эффект с точностью до 1,7%. Результаты исследований позволяют утверждать, что такие структуры могут быть использованы в качестве перспективных элементов электронно-управляемых приборов миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн.

Данная работа выполнялась в отделе радиоспектроскопии Института радиофизики и электроники НАН Украины

Автор выражает благодарность доктору физ.-мат. наук, проф. Таранову С.И. за консультации при выполнении этой работы.

Список литературы. 1. Saado Y., Golosovsky M., Davidov D and Frenkel A. Phys. Rev. B 66, 195108 (2002). 2. Peerlings J., Dehe A., Vogt A., Tilsch M., Hebelер C., Langenhan F., Meissner P., Hartnagel H L. GaAs/AlAs micromachined tunable Fabry-Perot filters with long resonant cavity. Proc. EUROSENSORS XI. Warsaw (Poland). Sept. 21-24 pp.1353-1356, 1997. 3. Manzanares-Martinez J. and Ramos-Mendieta F. Phys. Rev. B 72, 035336 (2005). 4. Chernovisev S.V., Belozorov D.P. and Tarapov S.I., J. Phys. D: Appl. Phys. 40 (2007) 295–299. 5. Иценко Е.Ф. Открытые оптические резонаторы. М.: Сов. радио, 1980. 207 с. 6. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с. 7. Абрамов В.П., Дмитриев В.А., Шелухин С.А. Невзаимные устройства на ферритовых резонаторах. М.: Радио и связь, 1989. 200 с. 8. Ярич А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с. 9. Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989. 288 с. 10. Борн М., Вольф Э. Основы оптики / Пер. с англ. М.:Наука, 1970. 855 с.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники,
Институт радиофизики и электроники НАН Украины

Поступила в редколлегию 25.06.2007