

Н. Н. Белецкий, С. А. Борисенко, Н. И. Гвоздев

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины

12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина

E-mail: beletski@ire.kharkov.ua

ВЛИЯНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОСТОЯННОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ ПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЫ НА РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ДЕФЕКТНЫЙ ФОТОННЫЙ КРИСТАЛЛ–ПРОВОДНИК

Дефектные фотонные кристаллы, граничащие с твердотельными плазмоподобными средами, привлекают к себе большое внимание. Это связано с наличием в таких структурах плазменных и дефектных волн, которые могут резонансным образом взаимодействовать между собой. Эффект резонансного взаимодействия различных типов электромагнитных волн в дефектных фотонных кристаллах в научной литературе исследован еще недостаточно хорошо. В данной работе на основе численного решения дисперсионного уравнения исследовано резонансное взаимодействие плазменных и дефектных *TM*-электромагнитных волн в одномерном дефектном диэлектрическом фотонном кристалле, граничащим с твердотельной плазмоподобной средой. Изучены дисперсионные и энергетические свойства плазменных и дефектных волн в зависимости от величины диэлектрической постоянной кристаллической решетки твердотельной плазмоподобной среды. Найдено, что эффект резонансного взаимодействия плазменных и дефектных волн сильно зависит от типа твердотельной плазмоподобной среды. Установлено, что наилучшим образом эффект резонансного взаимодействия плазменных и дефектных волн проявляется в том случае, когда дефектный фотонный кристалл граничит с полупроводниковой плазмой. Показано, что эффект резонансного взаимодействия плазменных и дефектных волн исчезает, если дефектный фотонный кристалл граничит с металлом. Результаты исследования существенно расширяют наши знания о характере резонансного взаимодействия плазменных и дефектных волн в дефектных фотонных кристаллах. Полученные результаты могут использоваться для создания новых устройств микроэлектроники и фотоники. Ил. 4. Библиогр.: 13 назв.

Ключевые слова: диэлектрическая постоянная кристаллической решетки, дефектный фотонный кристалл, плазмоподобная среда, дефектные волны, резонансное взаимодействие.

Исследование физических эффектов, связанных с распространением электромагнитных волн в фотонных кристаллах [1–13], представляет собой актуальную задачу радиофизики твердого тела. Особый интерес вызывают дефектные фотонные кристаллы, граничащие с твердотельными плазмоподобными средами. В них существует ряд практически важных эффектов, связанных с распространением различных типов электромагнитных волн. Такими волнами являются объемные (дефектные) и поверхностные (плазменные) электромагнитные волны. При определенных условиях плазменные и дефектные волны могут резонансным образом взаимодействовать между собой [12, 13]. Эффект резонансного взаимодействия плазменных и дефектных волн зависит как от параметров дефектного фотонного кристалла, так и от свойств твердотельной плазмоподобной среды. В работах [12, 13] было показано, что эффект резонансного взаимодействия плазменных и дефектных волн наблюдается лишь в том случае, когда дефектный слой располагается внутри фотонного кристалла. Однако отметим, что этот вывод был получен лишь для некоторых значений параметров граничащих сред. Таким образом, возникает необходимость провести более детальное исследование эффекта резонансного взаимодействия плазменных и дефектных волн в структурах дефектный фотонный кристалл–твердотельная плазмоподобная среда. Наименее изученным является вопрос о влиянии диэлектрической постоянной кристаллической решетки твердо-

тельной плазмоподобной среды на эффект резонансного взаимодействия электромагнитных волн. Ответ на этот вопрос имеет большое значение, так как величина диэлектрической постоянной кристаллической решетки твердотельной плазмоподобной среды существенно отличается для разных твердотельных плазмоподобных сред. Так, например, в полупроводниках величина диэлектрической постоянной кристаллической решетки на порядок больше, чем в металлах.

В нашей работе исследуется влияние диэлектрической постоянной кристаллической решетки твердотельной плазмоподобной среды на спектральные характеристики электромагнитных волн в структуре дефектный фотонный кристалл–проводник. Особое внимание уделено изучению роли диэлектрической постоянной кристаллической решетки твердотельной плазмоподобной среды на условия возникновения эффекта резонансного взаимодействия плазменных и дефектных волн. Найдено, что возникновение эффекта резонансного взаимодействия плазменных и дефектных волн сильно зависит от величины постоянной кристаллической решетки твердотельной плазмоподобной среды. Установлено, что с уменьшением величины постоянной кристаллической решетки твердотельной плазмоподобной среды эффект резонансного взаимодействия плазменных и дефектных волн исчезает. Все численные расчеты проведены с учетом частотной дисперсии диэлектрической проницаемости твердотельной плазмоподобной среды. Кроме того, в

расчетах рассматривались безразмерные величины, что позволяет использовать наши результаты в различных областях частот.

1. Постановка задачи и основные уравнения. Рассмотрим геометрию задачи, изображенную на рис. 1 [12]. Граница раздела твердотельной плазмоподобной среды и дефектного фотонного кристалла расположена в плоскости x . Плазмоподобная среда с диэлектрической проницаемостью ε_s занимает полупространство $z < 0$, а дефектный фотонный кристалл – полупространство $z > 0$. Элементарная ячейка фотонного кристалла размером d состоит из двух немагнитных диэлектриков с положительными диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ и толщинами l_1, l_2 соответственно (рис. 1, $d = l_1 + l_2$). Дефектный слой с диэлектрической проницаемостью ε_d и толщиной l_d находится на расстоянии $N_d d$ от плазмоподобной среды (N_d – число элементарных ячеек между плазмоподобной средой и дефектным слоем).

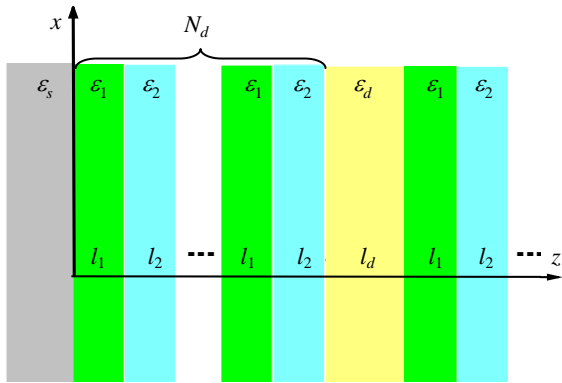


Рис. 1. Геометрия задачи

Предполагаем, что плазмоподобная среда обладает электронным типом проводимости, а ее диэлектрическая проницаемость зависит от частоты ω следующим образом:

$$\varepsilon_s(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right). \quad (1)$$

Здесь $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / (\varepsilon_0 m^*)}$ – плазменная частота; ε_0, e, n_0 и m^* – диэлектрическая постоянная кристаллической решетки, заряд, концентрация и эффективная масса электронов проводимости плазмоподобной среды. Потери энергии в плазмоподобной среде предполагаются равными нулю.

2. Спектр ТМ-электромагнитных волн. Будем считать, что электромагнитные волны имеют ТМ-поляризацию и у них отличны от нуля E_x -, E_z - и H_y - компоненты электромагнитного

поля. Предполагаем, что электромагнитные волны бегут вдоль оси x и их электромагнитные поля экспоненциально убывают при удалении от границы $z = 0$. Волновое число электромагнитных волн будем считать равным k_x .

Для исследования влияния диэлектрической постоянной кристаллической решетки проводящей плазмоподобной среды на спектральные характеристики электромагнитных волн в дефектном фотонном кристалле мы воспользовались дисперсионным уравнением, полученным нами с помощью метода матрицы распространения в работе [12]. При нахождении численных решений дисперсионного уравнения мы использовали безразмерные величины – частоту ξ , волновое число ζ и толщины слоев дефектной слоисто-периодической структуры $\delta_{1,2,d}$:

$$\xi = \frac{\omega}{\omega_p}, \quad \zeta = \frac{ck_x}{\omega_p}, \quad \delta_{1,2,d} = l_{1,2,d} \frac{\omega_p}{c}, \quad (2)$$

где c – скорость света.

В работе [12] анализ дисперсионного уравнения для электромагнитных волн в рассматриваемой структуре был проведен в случае, когда плазмоподобная среда представляет собой полупроводник типа InSb с $\varepsilon_0 = 16$. В настоящей работе рассмотрены плазмоподобные среды, имеющие различные величины ε_0 – от единицы до нескольких десятков. Результаты проведенного исследования представлены на рис. 2, который иллюстрирует спектр электромагнитных волн в дефектном фотонном кристалле при $N_d = 1$, $\delta_1 = \delta_2 = \delta_d = 3,0$, $\varepsilon_1 = 4,56$ (кварц), $\varepsilon_2 = 2,04$ (тефлон), $\varepsilon_d = 3,0$ (эбонит) для значений $\varepsilon_0 = 24, 8, 1$. Светлые области на рис. 2 соответствуют запрещенным зонам, а темные – зонам пропускания безграничного фотонного кристалла. Дисперсионные кривые электромагнитных волн находятся в запрещенных зонах фотонного кристалла и изображены жирными сплошными линиями. Для сравнения на этом же рисунке штриховыми линиями изображен спектр электромагнитных волн для случая $\varepsilon_0 = 16$, рассмотренного нами в работе [12]. Верхняя граница спектра электромагнитных волн определяется из условия экспоненциального убывания электромагнитного поля вглубь проводящей среды. На этой границе поперечное волновое число поверхностной электромагнитной волны обращается в ноль. Математически это условие определяется уравнением

$$\xi = \sqrt{1 + \frac{\zeta^2}{\varepsilon_0}}. \quad (3)$$

Граничные линии, определяемые уравнением (3), изображены на рис. 2 штрихпунктирными линиями.

ми. Исключением является случай, когда $\varepsilon_0 = 16$. Для этого случая верхняя граница спектра электромагнитных волн обозначена штриховой линией.

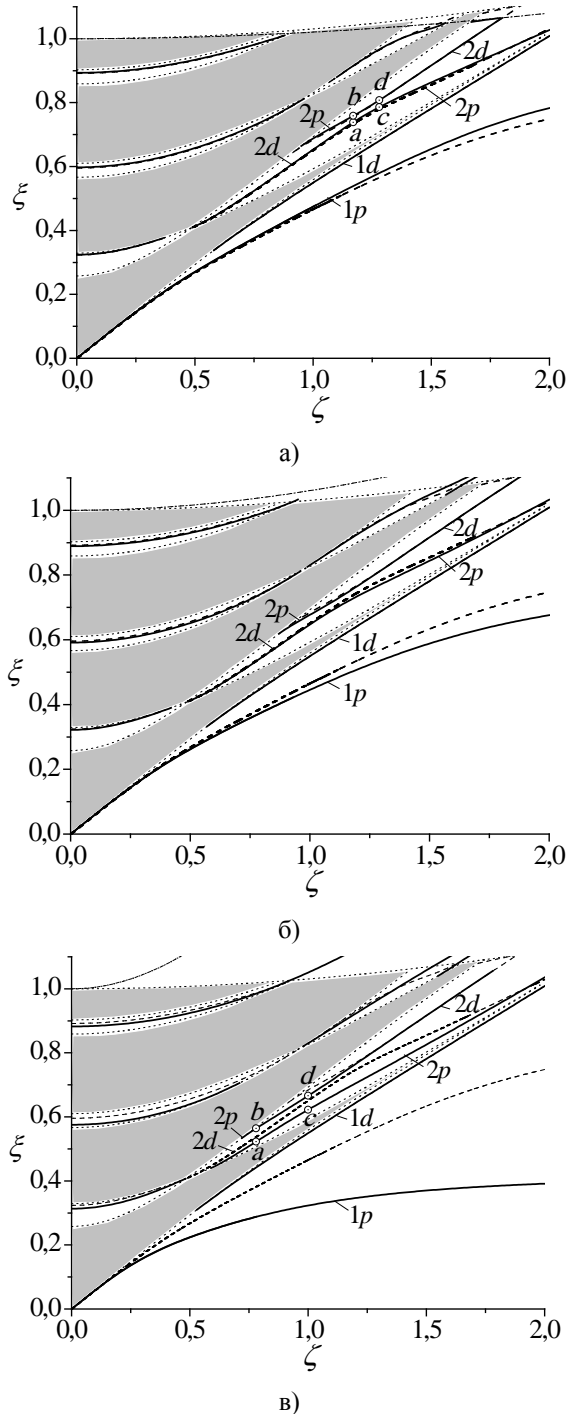


Рис. 2. Спектр электромагнитных волн при $N_d = 1$, $\delta_1 = \delta_2 = \delta_d = 3$ для различных ε_0 : а) – $\varepsilon_0 = 24$; б) – $\varepsilon_0 = 8$; в) – $\varepsilon_0 = 1$

Отметим, что в исследуемой структуре существует большое количество электромагнитных волн, однако нас будут интересовать лишь несколько низших мод электромагнитных волн,

для которых наиболее отчетливо проявляется резонансное взаимодействие. По этой причине мы рассмотрим только электромагнитные волны в первой (1) и во второй (2) запрещенных зонах. В этих зонах существуют два типа электромагнитных волн – плазменные и дефектные волны. Электромагнитные волны с символом p соответствуют плазменным волнам, локализованным вблизи границы проводящей среды. Электромагнитные волны с символом d – это дефектные волны, локализованные вблизи дефектного слоя.

Рассмотрим вначале случай, когда $\varepsilon_0 = 24$. Заметим, что это значение превышает значение ε_0 , рассмотренное в работе [12] (рис. 2, а). Отметим, что выбранное значение ε_0 соответствует полупроводникам типа теллура. Из рис. 2, а видно, что моды $2d$ и $2p$ имеют характерный изгиб дисперсионных кривых, соответствующий наличию области резонансного взаимодействия этих мод. Дисперсионная кривая $2d$ до области резонансного взаимодействия проходит ниже плазменной моды $2p$. В области резонансного взаимодействия моды $2d$ и $2p$ начинают взаимодействовать между собой, обмениваясь при этом энергиями и областями локализации электромагнитного поля. В результате этого резонансного взаимодействия дефектная мода $2d$ превращается в поверхностную плазменную моду $2p$, а поверхностная плазменная мода $2p$ превращается в дефектную моду $2d$. Таким образом, с ростом величины ε_0 область резонансного взаимодействия плазменной и дефектной мод в спектре электромагнитных волн становится более отчетливой.

Из рис. 2, б видно, что при $\varepsilon_0 = 8$ область резонансного взаимодействия плазменной $2p$ и дефектной $2d$ мод становится менее отчетливой, чем в случае $\varepsilon_0 = 16$, рассмотренном в работе [12]. Кроме того, эта область смещается к точке с нулевой шириной запрещенной зоны, расположенной в более низкочастотном интервале относительных частот.

Наименее отчетливо область характерного изгиба дисперсионных кривых $2p$ и $2d$ проявляется в случае, когда плазмоподобной средой, граничащей с дефектным фотонным кристаллом, является металл ($\varepsilon_0 = 1$). Это связано с тем, что в рассматриваемом случае точка начала плазменной моды $2p$ смещается в низкочастотную область к точке с нулевой шириной запрещенной зоны (рис. 2, в). При этом изгиб дисперсионных кривых, соответствующий резонансному взаимодействию плазменной $2p$ и дефектной $2d$ мод становится менее выраженным, чем для плазмоподобных сред с большими значениями ε_0 .

Таким образом, изменение дисперсионной зависимости для плазменной моды $2p$ при уменьшении величины ε_0 приводит к сдвигу области резонансного взаимодействия плазменной $2p$ и дефектной $2d$ мод к точке нулевой запрещенной зоны. Кроме того, характер поведения дисперсионных кривых $2p$ и $2d$ при $\varepsilon_0 = 1$ не позволяет говорить о наличии резонансного взаимодействия между плазменными и дефектными волнами.

3. Плотность потока энергии ТМ-электромагнитных волн. Рассмотрим теперь распределение плотности потока энергии электромагнитных волн $S_x(z)$ [12, 13] в дефектном фотонном кристалле для плазменной $2p$ и дефектной $2d$ мод вблизи области их резонансного взаимодействия. На рис. 3 и 4 приведены безразмерные зависимости $S_r(\chi) = S_x(\chi)/S_x^s(0)$, где $S_x^s(0)$ – плотность потока энергии на границе плазмоподобной среды, $\chi = z\omega_p/c$ – безразмерная координата по оси z . Перераспределение областей локализации взаимодействующих мод наглядно видно на зависимостях $S_r(\chi)$. Для иллюстрации такого перераспределения мы выделили по две точки на дисперсионных кривых $2p$ и $2d$ в окрестности их изгиба. Точки a и b лежат в начальной, а точки c и d – в конечной стадии изгиба дисперсионных кривых $2p$ и $2d$. При этом мы ограничились двумя случаями: $\varepsilon_0 = 24$ (рис. 2, а) и $\varepsilon_0 = 1$ (рис. 2, в).

Рассмотрим вначале случай, когда $\varepsilon_0 = 24$ (рис. 2, а). Соответствующие этому случаю зависимости $S_r(\chi)$ изображены на рис. 3. Для того чтобы наглядно изобразить эти зависимости на одном рисунке, нам пришлось уменьшить S_r для точки d в 3 раза.

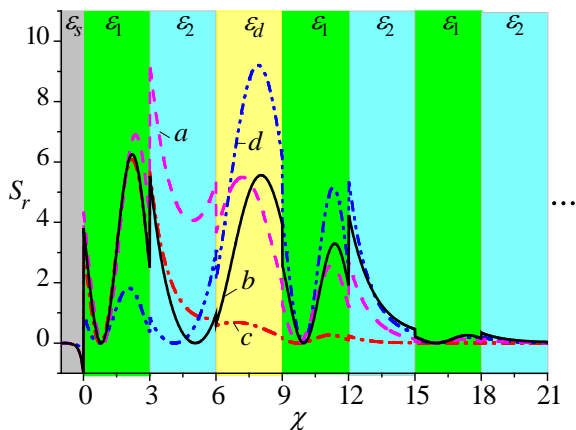


Рис. 3. Распределение относительной плотности потока энергии S_r при $\varepsilon_0 = 24$

Из рис. 3 видно, что точкам a и b соответствуют несколько максимумов относительной

плотности потока энергии S_r . Это означает, что в окрестности области резонансного взаимодействия энергия каждой из мод $2p$ и $2d$ не является локализованной в каком-либо определенном слое. Она переносится как вблизи границы плазмоподобной среды, так и в дефектном слое. Отметим, что в точке a имеется значительная концентрация плотности потока энергии в дефектном слое, а в точке b плотность потока энергии локализована в основном вблизи плазмоподобного слоя. В то же время вдали от области резонансного взаимодействия энергия мод $2p$ и $2d$ имеет вполне определенную локализацию. Так, в точке c , лежащей на дисперсионной кривой $2p$ за областью резонансного взаимодействия, энергия переносится вблизи границы плазмоподобной среды. Такой характер распределения плотности потока энергии соответствует плазменной моде. В точке d , лежащей на дисперсионной кривой $2p$, наблюдается сильная локализация плотности потока энергии в дефектном слое. Таким образом, точка d соответствует дефектной моде, которая характеризуется преимущественным переносом энергии вблизи дефектного слоя.

В другом случае, когда $\varepsilon_0 = 1$ (рис. 2, в) зависимости $S_r(\chi)$ изображены на рис. 4. Отметим, что для точки d величина S_r уменьшена в 3 раза.

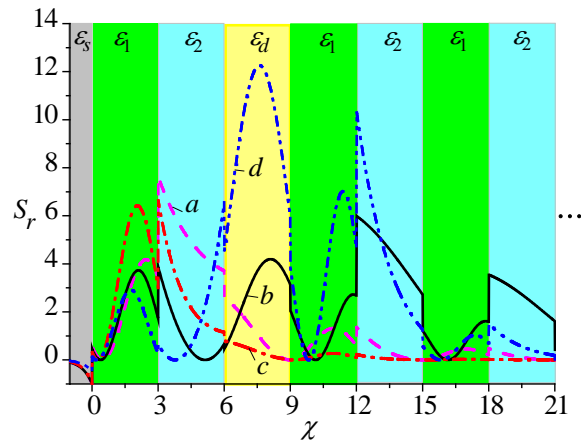


Рис. 4. Распределение относительной плотности потока энергии S_r при $\varepsilon_0 = 1$

Из рис. 4 следует, что как для точки a , так и для точки c зависимости $S_r(\chi)$ имеют качественно одинаковый вид. Эти зависимости свидетельствуют о том, что поток энергии в этих точках локализован в основном в первой элементарной ячейке, которая граничит с плазмоподобной средой. Таким образом, точки a и c принадлежат к одному и тому же типу электромагнитных волн – плазменным волнам. Точки b и d характеризуются преимущественной локализацией энер-

гии внутри дефектного слоя. Они соответствуют дефектным электромагнитным волнам. Таким образом, мы можем утверждать, что в дефектных фотонных кристаллах, граничащих с металлом ($\varepsilon_0 = 1$), резонансного взаимодействия плазменных и дефектных волн не существует. По нашему мнению, это происходит в результате того, что в рассматриваемом случае дисперсионные кривые для плазменных и дефектных волн располагаются в различных областях второй запрещенной зоны дефектного фотонного кристалла. Таким образом, мы установили, что нижняя дисперсионная кривая во второй запрещенной зоне на рис. 2, в полностью соответствует плазменной волне, а верхняя дисперсионная кривая – полностью принадлежит дефектной электромагнитной волне.

Выводы. Исследованы спектральные и энергетические свойства плазменных и дефектных электромагнитных волн в дефектных фотонных кристаллах, граничащих с твердотельной плазмподобной средой. Изучено влияние величины диэлектрической постоянной кристаллической решетки плазмподобной среды на эффект резонансного взаимодействия плазменных и дефектных волн. Найдено, что эффект резонансного взаимодействия плазменных и дефектных волн сильно зависит от типа твердотельной плазмподобной среды (величины диэлектрической постоянной кристаллической решетки плазмподобной среды). Установлено, что наилучшим образом эффект резонансного взаимодействия плазменных и дефектных волн проявляется в том случае, когда дефектный фотонный кристалл граничит с полупроводниковой плазмой. Показано, что эффект резонансного взаимодействия плазменных и дефектных волн исчезает, если дефектный фотонный кристалл граничит с металлом. В этом случае происходит настолько сильная деформация дисперсионных кривых для плазменных и дефектных волн, что они существуют в неперекрывающихся областях второй запрещенной зоны фотонного кристалла. Полученные результаты могут использоваться для создания новых устройств микроэлектроники и фотоники.

Библиографический список

1. *Surface state peculiarities in one-dimensional photonic crystal interfaces* / A. P. Vinogradov, A. V. Dorofeenko, S. G. Erokhin et al. // *Phys. Rev. B.* – 2006. – 74, N 4. – P. 045128 (8 p.).
2. *Optical Tamm States in One-Dimensional Magnetophotonic Structures* / T. Goto, A. V. Dorofeenko, A. M. Merzlikin et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – 101, N 11. – P. 113902 (3 p.).
3. *Поверхностные состояния в фотонных кристаллах* / А. П. Виноградов, А. В. Дорофеев, А. М. Мерзликин, А. А. Лисянский // *Успехи физ. наук.* – 2010. – 180, вып. 3. – С. 249–263.
4. *Tamm states in magnetophotonic crystals and permittivity of wire medium* / D. P. Belozorov, M. K. Khodzitskiy, S. I. Tarapov // *J. Phys. D.: Appl. Phys.* – 2009. – 42, N 5. – P. 055003 (5 p.).
5. *Bass F. G. High-frequency phenomena in semiconductor superlattices* / F. G. Bass, A. P. Teterov // *Phys. Rep.* – 1986. – 140, N 5. – P. 237–322.
6. *Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror* / M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand et al. // *Phys. Rev. B.* – 2007. – 76, N 16. – P. 165415 (5 p.).
7. *Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light* / M. E. Sasin, R. P. Seisyan, M. A. Kaliteevski et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – 92, N 25. – P. 251112 (3 p.).
8. *Tamm plasmon-polaritons: First experimental observation* / M. E. Sasin, R. P. Seisyan, M. A. Kaliteevski et al. // *Superlattices and Microstructures.* – 2010. – 47, N 1. – P. 44–49.
9. *Belozorov D. P. Tamm states in magnetophotonic crystals and permittivity of the wire medium* / D. P. Belozorov, M. K. Khodzitskiy, S. I. Tarapov // *J. Phys. D.* – 2009. – 42, N 5. – P. 055003 (5 p.).
10. *Аверков Ю. О. Зависимость частот поверхностных электромагнитных состояний в фотонных кристаллах от параметров двухслойной диэлектрической элементарной ячейки* / Ю. О. Аверков, Н. Н. Белецкий, В. М. Яковенко // *Радиофизика и электрон.* – 2011. – 2(16), № 2. – С. 40–47.
11. *Аверков Ю. О. Поверхностные электромагнитные волны в плазмподобной среде, граничащей со слоисто-периодической структурой* / Ю. О. Аверков, Н. Н. Белецкий, В. М. Яковенко // *Радиофизика и электрон.* – 2012. – 3(17), № 2. – С. 54–62.
12. *Белецкий Н. Н. Взаимодействие плазменных и дефектных мод в одномерной дефектной диэлектрической структуре, граничащей с плазмподобной средой* / Н. Н. Белецкий, С. А. Борисенко, Н. И. Гвоздев // *Радиофизика и электрон.* – 2013. – 4(18), № 3. – С. 55–63.
13. *Белецкий Н. Н. Резонансное взаимодействие электромагнитных волн в дефектной диэлектрической слоисто-периодической структуре, находящейся в плоскопараллельном волноводе* / Н. Н. Белецкий, С. А. Борисенко, Н. И. Гвоздев // *Радиофизика и электрон.* – 2014. – 5(19), № 2. – С. 61–67.

Рукопись поступила 15.12.2014.

N. N. Beletskii, S. A. Borysenko, N. I. Gvozdev

INFLUENCE OF THE CRYSTAL LATTICE DIELECTRIC CONSTANT OF CONDUCTIVE MEDIUM ON THE RESONANCE INTERACTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN THE DEFECT PHOTONIC CRYSTAL-CONDUCTOR STRUCTURE

The defect photonic crystals bordering on the solid-state plasma-like media are worthy of special attention. These structures are of interest due to the occurrence of the plasma and defective waves which can interact resonantly with each other. The effect of resonance interaction of different types of electromagnetic waves in defective photonic crystals is not adequately investigated. In this paper, the resonance interaction of plasma and defective TM-electromagnetic waves in a one-dimensional defect dielectric photonic crystal, bordering on the solid-state plasma-like medium, is studied on the basis of the numerical solution of the dispersion equation. The dispersive and energy properties of plasma and defective waves are investigated in accordance with the dielectric constant of the crystal lattice of the solid-state plasma-like medium. It is found that the resonance interaction of plasma and defective waves depends strongly on the type of solid-state plasma-like media. It is established that the effect of resonance interaction between the plasma and the defective waves takes place when the defective photonic crystal borders on the semiconductor plasma. It is shown that the resonance interaction of plasma and defective waves disappears in the case when the defective photonic

crystal borders on metal. The results of the study extend significantly our knowledge about the nature of the resonance interaction of plasma and defective waves in defect photonic crystals. The obtained results can be used in developing new devices of microelectronics and photonics.

Key words: dielectric constant of crystal lattice, defect photonic crystal, plasma-like medium, defect waves, resonance interaction.

М. М. Білецький, С. А. Борисенко, Н. І. Гвоздєв

ВПЛИВ ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ СТАЛОЇ
КРИСТАЛІЧНИХ ГРАТ СЕРЕДОВИЩА,
ЩО ПРОВОДИТЬ, НА РЕЗОНАНСНУ ВЗАЄМОДІЮ
ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ У СТРУКТУРІ
ДЕФЕКТНИЙ ФОТОННИЙ КРИСТАЛ–ПРОВІДНИК

Дефектні фотонні кристали, що межують з твердотільними плазмоподібними середовищами, привертають до себе велику увагу. Це пов'язано з наявністю у таких структурах плазмових і дефектних хвиль, які можуть резонансним чином взаємодіяти між собою. Ефект резонансної взаємодії різних типів електромагнітних хвиль у дефектних фотонних

кристалах у науковій літературі досліджений ще недостатньо добре. У даній роботі на основі числового розв'язку дисперсійного рівняння досліджено резонансну взаємодію плазмових і дефектних ТМ-електромагнітних хвиль в одновимірному дефектному діелектричному фотонному кристалі, що межує з твердотільним плазмоподібним середовищем. Вивчено дисперсійні й енергетичні властивості плазмових й дефектних хвиль у залежності від величини діелектричної сталої кристалічних ґрат твердотільного плазмоподібного середовища. Знайдено, що ефект резонансної взаємодії плазмових і дефектних хвиль значно залежить від типу твердотільного плазмоподібного середовища. Встановлено, що найкращим чином ефект резонансної взаємодії плазмових і дефектних хвиль проявляється в тому випадку, коли дефектний фотонний кристал межує з напівпровідниковим середовищем. Показано, що ефект резонансної взаємодії плазмових і дефектних хвиль зникає, якщо дефектний фотонний кристал межує з металом. Результати дослідження суттєво розширюють наші знання про характер резонансної взаємодії плазмових і дефектних хвиль у дефектних фотонних кристалах. Отримані результати можуть бути використані при створенні нових пристроїв мікроелектроніки та фотоніки.

Ключові слова: діелектрична стала кристалічних ґрат, дефектний фотонний кристал, плазмоподібне середовище, дефектні хвилі, резонансна взаємодія.