



УДК 537.8:537.9

© 2012

Ю. О. Аверков

Влияние дефектного слоя на границе фотонного кристалла и плазмоподобной среды на свойства поверхностных электромагнитных состояний

(Представлено академиком НАН Украины В. М. Яковенко)

Исследовано влияние параметров дефектного слоя на границе плазмоподобной среды и фотонного кристалла на свойства поверхностных электромагнитных состояний. Показано, что наличие дефектного слоя приводит к возникновению новых состояний, уменьшению частоты ранее существовавших состояний и способствует увеличению степени локализации их электромагнитного поля на границе раздела сред.

В последнее время большое внимание уделяется исследованию свойств поверхностных электромагнитных состояний (ПЭС), теоретически предсказанных и экспериментально обнаруженных в работах [1–3]. Такие состояния представляют собой однородные вдоль поверхности электромагнитные колебания, не переносящие энергию [2]. ПЭС могут существовать как на границе однородной среды и фотонного кристалла (ФК), так и на границе двух ФК. В первом случае однородная среда должна обладать отрицательной диэлектрической (или магнитной) проницаемостью. Спадание электромагнитного поля по направлению внутрь ФК связано с существованием запрещенных зон. ПЭС представляют интерес не только с теоретической, но и с практической точки зрения. Например, такие состояния и структуры, в которых они реализуются, могут быть использованы для создания резонансных оптических фильтров [3], поляритонных лазеров [4] и устройств оптической логики [5]. Важно отметить, что ПЭС являются прямым электромагнитным аналогом предсказанных И. Е. Таммом в 1932 г. поверхностных электронных состояний [6]. Это еще раз подчеркивает фундаментальную физическую природу ПЭС и указывает на необходимость их дальнейшего исследования.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование влияния параметров дефектного слоя на границе ФК и плазмоподобной среды (ПС) на свойства ПЭС. ФК представляет собой периодическую последовательность диэлектрических и плазмоподоб-

ных слоев. Предполагается, что толщина диэлектрических слоев ФК намного превышает толщину его плазмopodobных слоев, а также толщину дефектного слоя. Это позволяет рассматривать плазмopodobные слои ФК и дефектный слой в качестве электромагнитного аналога δ -образных потенциальных барьеров (потенциальных ям) в задаче об электронных поверхностных состояниях и применить подход Кронига-Пенни для вывода уравнений, описывающих ПЭС.

Постановка задачи и основные уравнения. Пусть область $y < 0$ занимает ПС с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_p(\omega)$, область $y > 0$ занимает ФК, состоящий из диэлектрических слоев с проницаемостью ε_d и плазмopodobных слоев с проницаемостью $\varepsilon_b(\omega)$. Пусть также на границе $y = 0$ находится тонкий дефектный плазмopodobный слой с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_\ell(\omega)$. Запишем зависимость диэлектрической проницаемости исследуемой структуры от координаты y следующим образом:

$$\varepsilon(y) = \begin{cases} \varepsilon_p(\omega) & \text{при } y < 0, \\ \varepsilon_\ell(\omega)a\delta(y) & \text{при } y = 0, \\ \varepsilon_d & \text{при } (N-1)d < y < Nd, \\ \varepsilon_b(\omega)b\delta(y - Nd) & \text{при } y = Nd, \end{cases} \quad (1)$$

где $N = 1, 2, \dots$, $\delta(y)$ — дельта-функция Дирака; $\varepsilon_j(\omega) = \varepsilon_{0j}(1 - \omega_j^2/\omega^2)$; $\omega_j = \sqrt{4\pi e^2 n_j / (\varepsilon_{0j} m_j)}$ — плазменная частота; ε_{0j} — диэлектрическая постоянная решетки; n_j и m_j — концентрация и эффективная масса электронов соответственно, $j = p, \ell, b$.

Рассмотрим электромагнитную волну с компонентами полей $(E_x, 0, 0)$ и $(0, 0, H_z)$, распространяющуюся вдоль оси y . В ПС ($y < 0$) выражения для компонент E_x и H_z имеют следующий вид:

$$E_{px} = F \exp(\kappa_p y), \quad H_{pz} = \frac{ic\kappa_p}{\omega} F \exp(\kappa_p y), \quad (2)$$

где $\kappa_p = \omega \sqrt{-\varepsilon_p(\omega)}/c$, $\varepsilon_p(\omega) < 0$. В области ФК в интервале $0 < y < d$ выражения для компонент полей запишем в виде

$$E_{1x} = A \exp(ik_d y) + B \exp(-ik_d y), \quad H_{1z} = -\frac{ck_d}{\omega} [A \exp(ik_d y) - B \exp(-ik_d y)], \quad (3)$$

где $k_d = \omega \sqrt{\varepsilon_d}/c$. В интервале $d < y < 2d$ выражения для компонент полей запишутся аналогичным образом:

$$E_{2x} = C \exp(ik_d y) + D \exp(-ik_d y), \quad H_{2z} = -\frac{ck_d}{\omega} [C \exp(ik_d y) - D \exp(-ik_d y)]. \quad (4)$$

Для того чтобы получить уравнения, позволяющие определить значения частот ПЭС, необходимо удовлетворить следующим граничным условиям:

$$E_{px}(0) = E_{1x}(0), \quad (5)$$

$$H_{1z}(0) - H_{pz}(0) = -\frac{i\omega}{c} \lim_{\eta \rightarrow 0} \int_{-\eta}^{+\eta} \varepsilon(y) E_x(y) dy, \quad (6)$$

$$E_{1x}(d) = E_{2x}(d), \quad (7)$$

$$H_{2z}(d) - H_{1z}(d) = -\frac{i\omega}{c} \lim_{\eta \rightarrow 0} \int_{d-\eta}^{d+\eta} \varepsilon(y) E_x(y) dy, \quad (8)$$

$$E_{1x}(0) \exp(iqd) = E_{2x}(d), \quad (9)$$

$$H_{1z}(0) \exp(iqd) = H_{2z}(d). \quad (10)$$

Здесь условия (9), (10) описывают свойства периодичности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей в ФК, а величина q является постоянной распространения электромагнитной волны в ФК. Граничные условия (5)–(10) представляют собой электромагнитный аналог квантово-механических граничных условий, налагаемых на волновую функцию электрона в решетке в рамках модели Кронига-Пенни [7, 8]. Подставив (3), (4) в условия непрерывности (7), (8) и условия периодичности (9), (10), получим электромагнитный аналог уравнения Кронига-Пенни:

$$\cos \psi_q = \cos \psi + p\psi \sin \psi, \quad (11)$$

где $\psi_q = qd$, $\psi = k_d d$, $p = -b\varepsilon_b(\omega)/(2d\varepsilon_d)$. Заметим, что при $\varepsilon_b(\omega) < 0$ плазмopodobные слои ФК непрозрачны для электромагнитной волны и являются аналогом потенциальных барьеров решетки в квантово-механической задаче, а при $\varepsilon_b(\omega) > 0$ — аналогом потенциальных ям. Подставив (3), (4) в условия непрерывности (5), (6), получим уравнение, связывающее частоту ПЭС с постоянной распространения q , а также с параметрами ПС, дефектного слоя и диэлектрических слоев ФК:

$$\exp(i\psi_q) = \cos \psi + \left(\frac{\kappa_p}{k_d} - g\psi \right) \sin \psi, \quad (12)$$

где $g = \varepsilon_\ell(\omega)a/(\varepsilon_d d)$. При $\varepsilon_\ell(\omega) < 0$ дефектный слой непрозрачен для электромагнитной волны и играет роль потенциального барьера в квантово-механической задаче, а при $\varepsilon_\ell(\omega) > 0$ — роль потенциальной ямы.

Из выражения (11) получаем следующие решения для комплексной фазы ψ_q , соответствующие запрещенным зонам бесконечного ФК:

$$\psi_q = \begin{cases} 2n\pi + i \ln(S + \sqrt{S^2 - 1}) & \text{при } S > 1, \\ (2n + 1)\pi + i \ln(|S| + \sqrt{S^2 - 1}) & \text{при } S < -1, \end{cases} \quad (13)$$

где $S = \cos \psi + p\psi \sin \psi$, $n = 0, 1, 2, \dots$. В силу выбранной геометрии задачи убывающим от границы $y = 0$ в глубь ФК решениям соответствуют значения $\text{Im}(\psi_q) > 0$. Воспользовавшись выражениями (13), перепишем исследуемую систему уравнений в следующем виде:

$$\alpha \cosh \mu = \cos \psi + p\psi \sin \psi, \quad (14)$$

$$\alpha \sinh \mu = -[\kappa_p d - (p + g)\psi^2] \frac{\sin \psi}{\psi}, \quad (15)$$

где $\alpha = \pm 1$, $\mu = \text{Im}(\psi_q)$. Значение $\alpha = 1$ соответствует запрещенным зонам, где $S > 1$, а значение $\alpha = -1$ — запрещенным зонам, где $S < -1$. Очевидно, что ПЭС могут существовать в запрещенных зонах ФК при значениях ψ_q и ψ , удовлетворяющих уравнениям (14) и (15).

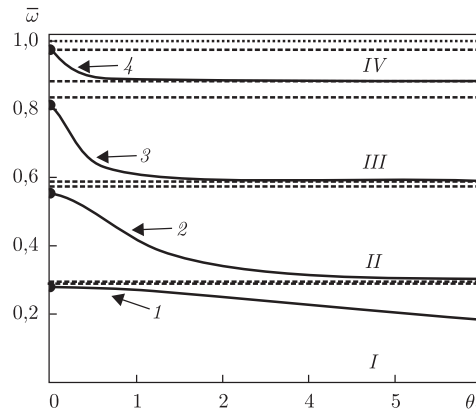


Рис. 1. Зависимости $\bar{\omega}(\theta_1)$ (кривые 1–4) при наличии дефектного диэлектрического слоя на границе раздела сред. Темные кружки обозначают точки начала соответствующих зависимостей. Штриховые линии соответствуют границам запрещенных зон I–IV

Обсуждение результатов. Рассмотрим вначале случай, когда дефектный слой на границе раздела сред представляет собой диэлектрик толщиной a с проницаемостью $\varepsilon_{0\ell}$. В дальнейшем удобно ввести следующие безразмерные величины:

$$\bar{\omega} = \frac{\omega}{\omega_p}, \quad \bar{\omega}_b = \frac{\omega_b}{\omega_p}, \quad \bar{\omega}_l = \frac{\omega_l}{\omega_p}, \quad (16)$$

$$\bar{d} = d \frac{\omega_p}{c}, \quad \theta_0 = \frac{b\varepsilon_{0b}}{d\varepsilon_d}, \quad \theta_1 = \frac{a\varepsilon_{0\ell}}{d\varepsilon_d}. \quad (17)$$

На рис. 1 приведены зависимости $\bar{\omega}(\theta_1)$ (кривые 1–4) при заданных значениях $\varepsilon_{0p} = 16,8$, $\varepsilon_d = 4,56$, $\bar{d} = 5$, $\bar{\omega}_b = 1$, $\theta_0 = 5$. Сплошные кружки обозначают точки начала соответствующих зависимостей. В этих точках $\mu > 0$ и электромагнитные состояния локализованы как в ПС, так и в ФК. Штриховые линии соответствуют границам запрещенных зон, а цифрами I–IV обозначены номера запрещенных зон. Заметим, что разрешенная зона, расположенная между запрещенными зонами I и II, является достаточно узкой и поэтому практически не видна на рис. 1. В каждой запрещенной зоне зависимость $\bar{\omega}(\theta_1)$ начинается при $\theta_1 = 0$ вблизи одной из границ запрещенной зоны и с ростом параметра θ_1 смещается в сторону противоположной границы. При этом частоты соответствующих ПЭС уменьшаются, а степень локализации поля ПЭС вблизи границы становится наибольшей (т. е. значение μ достигает максимума) при $\bar{\omega}$ и θ_1 , соответствующих центрам запрещенных зон. Следовательно, наличие дефектного диэлектрического слоя на границе ПС и ФК способствует увеличению степени локализации поля ПЭС вблизи границы и приводит к уменьшению частоты ПЭС.

На рис. 2 приведены зависимости $\bar{\omega}(\theta_0)$ в отсутствие дефектного слоя (кривые 1, 3, 4) и при наличии диэлектрического дефектного слоя (кривые 1'–5') при заданных значениях $\varepsilon_{0p} = 16,8$, $\varepsilon_d = 4,56$, $\bar{d} = 5$, $\bar{\omega}_b = 0,4$, $\theta_1 = 1,2$. Светлые кружки обозначают точки окончания соответствующих зависимостей. В этих точках $\mu = 0$ и электромагнитные поля ПЭС становятся полностью делокализованными в области ФК, оставаясь локализованными в ПС. Заметим, что делокализация электромагнитного поля ПЭС в области ФК фактически означает исчезновение самого ПЭС. Из рис. 2 видно, что внедрение диэлектрического слоя на границу ПС–ФК привело к появлению дополнительных ПЭС (кривые 2' и 5') и уменьше-

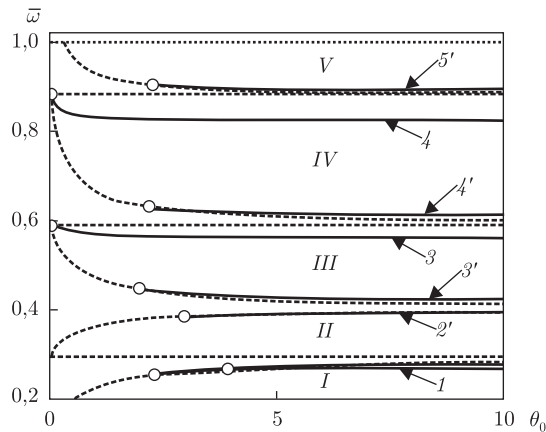


Рис. 2. Зависимости $\bar{\omega}(\theta_0)$ в отсутствие дефектного слоя (кривые 1, 3, 4) и при наличии диэлектрического дефектного слоя (кривые 1'–5'). Светлые кружки обозначают точки окончания соответствующих зависимостей. Штриховые линии соответствуют границам запрещенных зон I–V

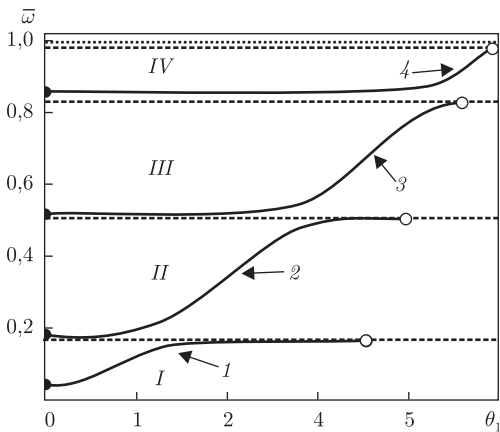


Рис. 3. Зависимости $\bar{\omega}(\bar{\omega}_\ell)$ (кривые 1–4) при наличии дефектного плазменного слоя на границе раздела сред. Темные кружки обозначают точки начала, а светлые кружки — точки окончания соответствующих зависимостей. Штриховые линии соответствуют границам запрещенных зон I–IV

нию частот существовавших ранее ПЭС (кривые 1, 3, 4 трансформировались в кривые 1', 3', 4').

Пусть на границе раздела ПС и ФК находится дефектный плазмopodobный слой с заданным значением диэлектрической постоянной решетки кристалла, а его плазменная частота может изменяться в пределах $0 \leq \bar{\omega}_\ell \leq 1$. На рис. 3 приведены зависимости частот ПЭС от $\bar{\omega}_\ell$ при заданных значениях $\varepsilon_{0p} = 16,8$, $\varepsilon_d = 4,56$, $\bar{d} = 5$, $\bar{\omega}_b = 1$, $\theta_0 = 5$ и $\theta_1 = 5$. Точки начала кривых 1–4 соответствуют случаю, когда на границе раздела сред находится дефектный диэлектрический слой. В этих точках ПЭС локализованы в области ФК. Из рис. 3 видно, что с ростом частоты $\bar{\omega}_\ell$ кривые проходят через центры соответствующих запрещенных зон и заканчиваются на противоположных границах этих зон. Это означает, что существует некоторая оптимальная плазменная частота дефектного слоя, при которой локализация поля ПЭС вблизи границы будет наибольшей. Кроме того, при превышении частотой $\bar{\omega}_\ell$ некоторых критических значений ПЭС становятся делокализованными в области ФК. Каждой запрещенной зоне соответствует свое критическое значение $\bar{\omega}_\ell$.

Таким образом, в настоящей работе показано, что наличие дефектного слоя на границе ПС и ФК приводит к возникновению дополнительных ПЭС, уменьшению частот ранее существовавших ПЭС, а также способствует увеличению степени локализации поля ПЭС вблизи границы раздела сред. В случае, когда дефектный слой является плазмopodobным, существует некоторая оптимальная плазменная частота этого слоя, при которой можно добиться наибольшей степени локализации поля ПЭС. Показано, что ПЭС становятся де-локализованными в области ФК при превышении плазменной частотой дефектного слоя некоторых критических значений.

1. Vinogradov A. P., Dorofeenko A. V. et al. Surface state peculiarities in one-dimensional photonic crystal interfaces // Phys. Rev. B. – 2006. – **74**, No 4. – P. 045128.
2. Виноградов А. П., Дорофеенко А. В., Мерзликін А. М., Лисянський А. А. Поверхностні стани в фотонних кристалах // Усп. физ. наук. – 2010. – **180**, № 3. – С. 249–263.
3. Sasin M. E., Seisyan R. P., Kaliteevski M. A. et al. Tamm plasmon-polaritons: first experimental observation // Superlattices and Microstructures. – 2010. – **47**. – P. 44–49.
4. Kavokin A., Shelykh I., Malpuech G. Optical Tamm states for the fabrication of polariton lasers // Appl. Phys. Lett. – 2005. – **87**, No 26. – P. 261105.
5. Иорш И., Паничева П. В., Словинский В. А., Калитеевский М. А. Связанные таммовские плазмоны // Письма в ЖТФ. – 2012. – **38**, № 7. – С. 104–110.
6. Тамм И. Е. Собр. научн. тр. Т. 1. – Москва: Наука, 1975. – 443 с.
7. Аверков Ю. О., Яковенко В. М. Влияние δ -образной квантовой ямы на границе одномерной решетки на свойства поверхностных электронных состояний таммовского типа // Физика тв. тела. – 2012. – **54**, № 3. – С. 588–593.
8. Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч. Квантовая механика. – Москва: Наука, 1979. – 528 с.

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

Поступило в редакцию 24.01.2012

Ю. О. Аверков

Вплив дефектного шару на межі фотонного кристала і плазмopodobного середовища на властивості поверхневих електромагнітних станів

Теоретично досліджено вплив параметрів дефектного шару на межі плазмopodobного середовища і фотонного кристала на властивості поверхневих електромагнітних станів. Показано, що наявність дефектного шару призводить до виникнення нових станів, зменшення частоти раніше існуючих станів та сприяє збільшенню ступеня локалізації електромагнітного поля цих станів поблизу межі розділу середовищ.

Yu. O. Averkov

Influence of a defective layer at the interface between a photonic crystal and a plasma-like medium on properties of surface electromagnetic states

The influence of parameters of a defective layer at the interface between a photonic crystal and a plasma-like medium on properties of surface electromagnetic states is theoretically analyzed. It is shown that the presence of the defective layer causes the appearance of new states, a decrease of the frequencies of previously existed states, and favors the increasing of the localization of their electromagnetic field near the interface.