

«ТЕМНЫЕ» СОСТОЯНИЯ КАК ЧАСТНЫЙ СЛУЧАЙ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ОСОБОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ

О. С. Сухорукова^{a,b}, *А. С. Тарасенко*^b, *С. В. Тарасенко*^{b*}, *В. Г. Шавров*^c

^a *Донецкий государственный университет,
Физико-технический факультет
283001, Донецк, Россия*

^b *Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина
283114, Донецк, Россия*

^c *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова
Российской академии наук
125009, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21 февраля 2023 г.,
после переработки 10 апреля 2023 г.
Принята к публикации 18 апреля 2023 г.

В случае полного внутреннего отражения плоской объемной электромагнитной волны, падающей извне на поверхность оптически прозрачной слоистой структуры, одновременное обращение в нуль числителя и знаменателя входного поверхностного волнового импеданса может отвечать формированию «темного» состояния. Это связано с появлением на фоне сплошного спектра излучательных мод точки вырождения спектров вытекающих особых поверхностных волн первого и второго типа. Для этих волн мгновенный поток энергии через границу раздела с полуограниченной оптически более плотной средой в открытом канале излучения равен нулю в любой момент времени. При приближении к точке реализации «темного» состояния локальные максимумы эффектов незеркального отражения первого порядка, сопровождающих резонансное возбуждение вытекающих особых поверхностных волн, неограниченно возрастают.

DOI: 10.31857/S0044451023120015
EDN: NBINTU

1. ВВЕДЕНИЕ

Предсказанная в [1] принципиальная возможность формирования связанных состояний с бесконечной добротностью в сплошном спектре излучения открытых электромагнитных структур (связанных состояний в континууме (ССК) или «темных» состояний) в последние годы стала представлять также и значительный практический интерес, что и лежит в основе резкого всплеска исследовательской активности в этом направлении [2, 3]. Как известно, условия формирования поверхностных ССК в электромагнитном (ЭМ) спектре излучения полуограниченных сред с учетом дискретности их структуры были рассмотрены еще в [4]. Это послужило основой для значительного числа исследований и, в частности, была выполнена серия работ [5–8] по

изучению условий формирования «темных» состояний в сплошном спектре отражения слоя в асимметричном окружении при наличии только одного открытого канала радиационного излучения (он может определяться уходящей на бесконечность плоской объемной электромагнитной волной ТМ- или ТЕ-типа). Однако лишь в последнее время появились работы, связанные с анализом возможности реализации ССК в условиях полного внутреннего отражения (ПВО) для уединенной границы раздела двух полуограниченных пространственно однородных сред [9].

Вместе с тем, результаты в [5–9] были получены с использованием существенного для темы и целей предлагаемой нами работы допущения: найденные в [5–9] условия формирования ССК в полуоткрытой слоистой структуре (в ней имеется только одно полупространство с открытым радиационным каналом) были результатом совместного решения не одной, а двух граничных задач. Целью решения одной из них было определение условий существова-

* E-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

ния и дисперсионных свойств распространяющихся вытекающих (несобственных [10]) ЭМ-волн (что с точки зрения квантовой механики отвечает распаду квазистационарного состояния [11]) при наличии стандартных максвелловских межслоевых граничных условий [12]. В ходе решения второй краевой задачи в [5–9] определялся спектр распространяющихся собственных ЭМ-колебаний обсуждаемой слоистой структуры при дополнительном условии равенства нулю (независимо от частоты и угла распространения) амплитуды объемной волны в открытом канале излучения.

Однако необходимо учитывать следующее.

1. Предложенное в [5–9] условие существования поверхностных «темных» состояний (в полуограниченной оптически более плотной среде амплитуда излучаемой волны в открытом радиационном канале равна нулю) является не причиной, а только следствием формирования подобных ССК.

2. Такое дополнительное условие на структуру волновых полей в открытом радиационном канале оптически более плотной среды не позволяет изучить ни спектр высокочастотных («суперрезонансных») состояний, возникающих в окрестности ССК [13], ни характер сопровождающих их формирование незеркальных эффектов для падающей извне квазиплоской или квазимонохроматической объемной волны [14, 15]. Вместе с тем, именно анализ особенностей реализации резонансных эффектов с участием соответствующего типа вытекающих поверхностных ЭМ-волн вблизи поверхностного «темного» состояния и представляет практический интерес.

3. Согласно своему определению, поверхностное ССК является собственной волной спектра ЭМ-возбуждений, в том числе и для полукрестной слоистой структуры. Это значит, что в соответствии с общими положениями теории волновых процессов в слоистых средах [15] его спектр должен определяться как полюс коэффициента отражения для соответствующей плоской объемной волны, излучаемой в открытом радиационном канале, а значит, быть результатом решения одной, а не двух [5–9] краевых задач. Таким образом, в условиях полного внутреннего отражения (ПВО) формирование обсуждаемой поверхностной ССК будет иметь место при таких сочетаниях частоты и продольного волнового числа падающей извне объемной ЭМ-волны, при которых и мнимая и действительная части знаменателя коэффициента отражения от поверхности полукрестной слоистой структуры одновременно обращаются в нуль.

Как следует из [2, 3, 5–8, 16], формирование ССК в спектре прохождения слоя в симметричном окружении возможно при вырождении по частоте и продольному волновому числу резонансно возбуждаемых вытекающих волновых мод слоя на фоне деструктивной интерференции их полей излучения (механизм Фридриха – Винтгена [17]). Это означает, что и в условиях ПВО для полностью отражающей структуры (например, слоя с асимметричным окружением) возникновение поверхностного «темного» состояния на фоне сплошного спектра излучения также в принципе возможно, но как результат слияния поверхностных поляритонных резонансов, связанных с вытекающими поверхностными волнами. В этом случае поверхностное «темное» состояние также будет формироваться вследствие деструктивной интерференции в открытом радиационном канале полей излучения вытекающих волноводных мод, но теперь не объемных, а поверхностных. Следует отметить, что, подобно резонансно возбуждаемым вытекающим волноводным модам из [5–8], вытекающие поверхностные волны при формальном стремлении к нулю их радиационного затухания также должны трансформироваться в собственные (теперь уже поверхностные) моды спектра отражающей полуограниченной слоистой структуры с полностью экранированной внешней поверхностью.

Из результатов [18, 19] следует, что в условиях ПВО подобными характеристиками могут обладать вытекающие (несобственные) особые поверхностные волны (ОПВ) с поляризацией $\gamma = o, e$. В частности, в [18, 19] впервые было показано, что в этом случае для падающей из оптически более плотной среды плоской объемной ЭМ-волны типа ТМ ($\gamma = e$) или ТЕ ($\gamma = o$) сопутствующий поток энергии через уединенную границу раздела сред с единичным вектором нормали \mathbf{q} может быть строго равен нулю в любой момент времени. Если \mathbf{a} — единичный вектор нормали к плоскости падения, то в случае однопарциальной ОПВ ТЕ-типа $\mathbf{H} \cdot \mathbf{b} = 0$, ($\mathbf{b} = \mathbf{q} \times \mathbf{a}$). Что же касается однопарциальной ОПВ ТМ-типа, то для нее касательное к поверхности электрическое поле удовлетворяет соотношению $(\mathbf{E}\mathbf{b}) = 0$. В [18] было показано, что в условиях ПВО возбуждение ОПВ ТМ- или ТЕ-типа падающей извне плоской объемной волной соответствующей поляризации может быть поверхностным резонансом, а интенсивность возбуждаемой ОПВ будет вчетверо превосходить интенсивность падающей ЭМ-волны (электромагнитный аналог угла Рэлея в акустике [18, 19]). Это связано с тем, что в бездиссипативном пределе при таком поверхностном резонансе падающая

извне объемная ЭМ-волна ТМ-типа отражается от поверхности диэлектрика как от идеального электрического проводника, а падающая объемная ЭМ-волна ТЕ-типа — как от идеального магнитного проводника. Согласно [18, 19], в условиях ПВО формирование ОПВ возможно как в случае уединенной границы раздела, так и в случае слоистой гетероструктуры. Однако до сих пор анализ связи структуры поля ЭМ-излучения ОПВ и условий формирования поверхностных ССК в сплошном спектре ЭМ-отражения полукрытых слоистых структур независимо от числа границ раздела не проводился.

В связи с этим, цель предлагаемой работы — показать принципиальную возможность формирования «темных» состояний как части спектра излучения ОПВ в условиях полного отражения плоской объемной ЭМ-волны от поверхности оптически прозрачной полукрытой слоистой структуры. Изучить динамику сопутствующих незеркальных эффектов отражения первого порядка, используя иной, чем в [5–9], критерий существования связанных состояний в континууме излучательных ЭМ-мод указанной слоистой структуры.

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Пусть имеется плоская граница раздела (нормаль к границе $\mathbf{q} \parallel OY$) оптически одноосных, полукрытых, оптически прозрачных диэлектриков с материальными соотношениями вида [20] ($\bar{\bar{I}}$ — единичный тензор, \mathbf{D} и \mathbf{B} — вектора электрической и магнитной индукции соответственно, индексы \pm относятся к величинам, характеризующим верхнее ($y > 0$) и нижнее ($y < 0$) полупространство):

$$\mathbf{D}_{\pm} = (\varepsilon_{o\pm} \bar{\bar{I}} - (\varepsilon_{e\pm} - \varepsilon_{o\pm}) \mathbf{c}_{\pm} \otimes \mathbf{c}_{\pm}) \mathbf{E}_{\pm} \quad (1)$$

и максвелловскими граничными условиями вида

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{+} \cdot \mathbf{a} &= \mathbf{E}_{-} \cdot \mathbf{a}, & \mathbf{E}_{+} \cdot \mathbf{b} &= \mathbf{E}_{-} \cdot \mathbf{b}, \\ \mathbf{H}_{+} \cdot \mathbf{a} &= \mathbf{H}_{-} \cdot \mathbf{a}, & H_{+} \cdot b &= H_{-} \cdot b, & \mathbf{y} &= 0, \\ |\mathbf{E}_{-}(y \rightarrow -\infty)| &\rightarrow 0, & |\mathbf{H}_{-}(y \rightarrow -\infty)| &\rightarrow 0. \end{aligned} \quad (2)$$

В дальнейшем будем полагать, что при всех рассматриваемых значениях ω и h среда «+», занимающая верхнее полупространство, является оптически более плотной по отношению к среде «-», расположенной при $y < 0$ (см. рис. 1).

Здесь ϑ — угол определяющий относительную ориентацию оптической оси \mathbf{c} и вектора $\mathbf{b} = \mathbf{q} \times \mathbf{a}$ в плоскости с нормалью вдоль \mathbf{q} (см. рис. 2).

В каждой из сред (1) при произвольной ориентации оси оптической анизотропии \mathbf{c}_{\pm} относительно выбранной плоскости падения с нормалью вдоль

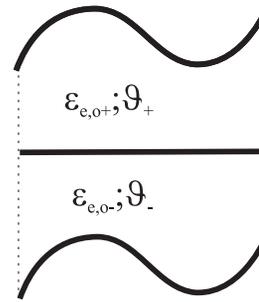


Рис. 1. Уединенная граница раздела полукрытых одноосных диэлектриков (1) оптические оси которых лежат в плоскости границы раздела ($\mathbf{c}_{\pm} \perp \mathbf{q}$), а их ориентация определяется углами ϑ_{\pm} с плоскостью падения волны

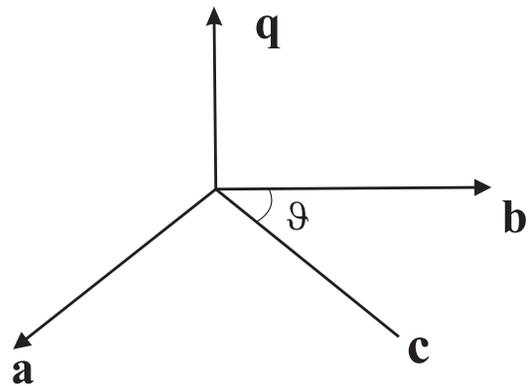


Рис. 2. Относительное положение оптической оси одноосного диэлектрика \mathbf{c} , нормали к границе раздела сред \mathbf{q} и к плоскости распространения ЭМ-волны \mathbf{a} , $\mathbf{b} = \mathbf{q} \times \mathbf{a}$

\mathbf{a} плоская ЭМ-волна будет иметь в общем случае двухпарциальную структуру. Если $\mathbf{q} \perp \mathbf{c}_{\pm}$, то амплитуда коллинеарной направлению $\mathbf{q} \parallel oy$ компоненты волнового вектора $\mathbf{k}_{\gamma\pm} = h\mathbf{b} + k_{\parallel\gamma}^{\pm} \mathbf{q}$ ($\gamma = o$ или $\gamma = e$) в каждой из граничащих сред в (1) определяется [12, 20] следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \eta_{o\alpha}^2 &= h^2 - k_0^2 \varepsilon_{o\alpha}, \quad \alpha = \pm, \\ \eta_{e\alpha}^2 &= \frac{\varepsilon_{e\alpha}}{\varepsilon_{o\alpha}} \left(\eta_{o\alpha}^2 - \frac{\varepsilon_{e\alpha} - \varepsilon_{o\alpha}}{\varepsilon_{e\alpha}} (\mathbf{c}_{\alpha} \cdot \mathbf{a})^2 h^2 \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \eta_{\gamma\pm}^2 &\equiv -(k_{\parallel\gamma}^{\pm})^2, \\ \mathbf{c}_{\pm} &= \cos \vartheta_{\pm} \mathbf{b} + \sin \vartheta_{\pm} \mathbf{a}, \quad 0 < \vartheta_{\pm} < \pi/2. \end{aligned}$$

В результате, если из среды «+» на поверхность (2) падает, например, плоская объемная волна с заданной поляризацией $\gamma = o$ или $\gamma = e$, то при $y = 0$ пространственную структуру магнитного и электрического полей для падающей (i) и отраженной (r)

волн в полуограниченном одноосном диэлектрике «+» и прошедшей в нижнее полупространство «-» волны (t) с учетом (3) можно представить в виде ($\psi \equiv hz - \omega t$ (при $\mathbf{b} \parallel oz$), $\gamma \neq \bar{\gamma}$, $\bar{\gamma} = e, o$)

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_+ &= (\mathbf{E}_\gamma^i + V_{\gamma\gamma} \mathbf{E}_\gamma^r + V_{\gamma\bar{\gamma}} \mathbf{E}_{\bar{\gamma}}^r) \exp(i\psi), \\ \mathbf{H}_+ &= (\mathbf{H}_\gamma^i + V_{\gamma\gamma} \mathbf{H}_\gamma^r + V_{\gamma\bar{\gamma}} \mathbf{H}_{\bar{\gamma}}^r) \exp(i\psi), \\ \mathbf{E}_- &= (W_{\gamma\gamma} \mathbf{E}_\gamma^t + W_{\gamma\bar{\gamma}} \mathbf{E}_{\bar{\gamma}}^t) \exp(i\psi), \\ \mathbf{H}_- &= (W_{\gamma\gamma} \mathbf{E}_\gamma^t + W_{\gamma\bar{\gamma}} \mathbf{E}_{\bar{\gamma}}^t) \exp(i\psi). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{E}_\gamma^p, \mathbf{H}_\gamma^p$ ($p = i, r, t$) — единичные векторные амплитуды магнитного и электрического полей падающей (i), отраженной (r) и прошедшей (t) волн с волновыми векторами

$$\mathbf{k}_\gamma^p = h\mathbf{b} + k_{\parallel\gamma}^p \mathbf{q},$$

$$(k_{\parallel\gamma}^{i,r})^2 \equiv -\eta_{\gamma+}^2, \quad (k_{\parallel\gamma}^t)^2 \equiv -\eta_{\gamma-}^2,$$

$V_{\gamma\delta}$ ($W_{\gamma\delta}$) — амплитудные коэффициенты отражения (прохождения) плоской обыкновенной ($\gamma = o$) и необыкновенной ($\gamma = e$) ЭМ-волн. При заданных ориентации плоскости падения волны и направлении оси оптической анизотропии \mathbf{c}_α явный вид \mathbf{E}_γ^p и \mathbf{H}_γ^p определяется из уравнений Максвелла (см. Приложение, а также [12, 20]). Ограничимся такими оптическими конфигурациями и значениями внешних параметров, при которых в полуограниченном одноосном диэлектрике «+» имеется только один открытый канал излучения, сформированный уходящей на бесконечность плоской объемной ЭМ-волной, а все остальные радиационные каналы закрыты, так как связаны с эванесцентными волнами. Пользуясь (1)–(4), введем обозначения

$$\overline{\overline{\mathbf{E}}}_p \equiv \begin{pmatrix} (\mathbf{E}_e^p \mathbf{a})(\mathbf{E}_o^p \mathbf{a}) \\ (\mathbf{E}_e^p \mathbf{b})(\mathbf{E}_o^p \mathbf{b}) \end{pmatrix}, \quad \overline{\overline{\mathbf{H}}}_p \equiv \begin{pmatrix} (\mathbf{H}_e^p \mathbf{a})(\mathbf{H}_o^p \mathbf{a}) \\ (\mathbf{H}_e^p \mathbf{b})(\mathbf{H}_o^p \mathbf{b}) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

В этом случае из стандартной теории волновых процессов в слоистых средах [15] следует, что на фоне сплошного спектра отражения формирование поверхностных ССК становится принципиально возможным, если их частота и продольное волновое число одновременно таковы, что

$$\begin{aligned} |\operatorname{Re}\{K(\omega, h)\} + |\operatorname{Im}\{K(\omega, h)\}| &= 0, \\ K \equiv |\overline{\overline{E}}_r - \overline{\overline{Z}}_{in} \overline{\overline{H}}_r|, \quad \overline{\overline{Z}}_{in} &\equiv \overline{\overline{E}}_t \overline{\overline{H}}_t^{-1} \end{aligned} \quad (6)$$

где $K(\omega, h)$ — знаменатель коэффициентов отражения $V_{\gamma\gamma}, V_{\gamma\bar{\gamma}}$, в (4). Заметим, что (6) представляет собой вариант условия поперечного резонанса, определяющего спектр как собственных, так и несобственных поверхностных волн [10]. В случае поверхностного «темного» состояния входящая в (6) матрица

поверхностных волновых импедансов $\overline{\overline{Z}}_{in}$ является эрмитовой (см. также [21, 22]). Для выполнения (6) достаточно, чтобы на плоскости внешних параметров ω и h в области ПВО как минимум у одной из компонент матрицы $\overline{\overline{Z}}_{in}$ в точке поверхностного ССК и числитель и знаменатель одновременно стремились к нулю. Данное утверждение справедливо независимо от того, одно- или двухпарциальная плоская объемная ЭМ-волна формирует в условиях ПВО открытый радиационный канал в полуограниченной оптически более плотной среде.

В связи с этим в дальнейшем, для большей наглядности и уменьшения объема вычислений, ограничимся анализом условий формирования «темных» состояний ССК только для таких оптических конфигураций, у которых в оптически более плотной среде «+» открытый радиационный канал связан с излучением на бесконечность плоской объемной волны только ТЕ- или только ТМ-типа.

3. «ТЕМНОЕ» СОСТОЯНИЕ КАК ТОЧКА ВЫРОЖДЕНИЯ СПЕКТРА ВЫТЕКАЮЩИХ ОСОБЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Пусть в (1) $\mathbf{c}_+ \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{c}_- \perp \mathbf{q}$, а сочетания ω, h таковы, что с учетом (3) имеет место одна из нижеследующих систем неравенств:

$$\eta_{e+}^2 < 0, \quad \eta_{o\pm}^2 > 0, \quad \eta_{e-}^2 > 0, \quad (7)$$

или

$$\eta_{o+}^2 < 0, \quad \eta_{e\pm}^2 > 0, \quad \eta_{o-}^2 > 0. \quad (8)$$

Это означает, что в условиях ПВО в оптически более плотной среде «+» имеется только один открытый канал радиационного излучения, связанный с уходящей на бесконечность плоской объемной волной: только ТМ-типа в случае (7), или только ТЕ-типа в случае (8). В результате, для падающей в среде с на поверхность (2) плоской объемной волны с поляризацией ТМ- или ТЕ-типа знаменатель $K(\omega, h)$ соответствующего коэффициента отражения $V_{\gamma\gamma}$ (5), (6) в условиях ПВО (7) при $\gamma = e$ или (8) при $\gamma = o$ принимает вид

$$\begin{aligned} K &\equiv iZ_{\gamma+} D_\gamma(\omega, h) - N_\gamma(\omega, h), \\ Z_{e+} &\equiv \frac{k_{\parallel e}^r}{k_0 \varepsilon_{o+}}, \quad Z_{o+} \equiv \frac{k_0}{k_{\parallel o}^r}, \end{aligned} \quad (9)$$

а значит, вследствие (6) спектр ССК определяется для (9) как

$$|D_\gamma| + |N_\gamma| = 0, \quad \gamma = e, o. \quad (10)$$

Согласно [18, 19], если открытый канал излучения связан с необыкновенной волной $\gamma = e$ (7), то в (9), (10) условиям $|N_e(\omega, h)| = 0$ и $|D_e(\omega, h)| = 0$ отвечают $\mathbf{E}_e^t \cdot \mathbf{b} = 0$ и $\mathbf{H}_e^t \cdot \mathbf{a} = 0$ соответственно. Если же открытый канал излучения связан с обыкновенной волной $\gamma = o$ (8), то в (9), (10) $|N_o(\omega, h)| = 0$ соответствует $\mathbf{E}_o^t \cdot \mathbf{a} = 0$, тогда как $|D_o(\omega, h)| = 0$ соответствует $\mathbf{H}_o^t \cdot \mathbf{b} = 0$. В дальнейшем возникающие в области ПВО в оптически менее плотной среде неоднородные ЭМ-волны, обладающие такой характеристикой, будем называть ОПВ-I с поляризацией $\gamma = e$ или $\gamma = 0$, если $|N_\gamma(\omega, h)| = 0$, и ОПВ-II, если $|D_\gamma(\omega, h)| = 0$. В этом случае рассмотренные в [18, 19] однопарциальная ОПВ ТМ-типа является ОПВ-I, а ОПВ ТЕ-типа — ОПВ-II. По аналогии с предложенной в [23] классификацией вытекающих поверхностных упругих волн, согласно (9), и ОПВ-I, и ОПВ-II отвечают вытекающим поверхностным ЭМ-волнам первого типа на фоне спектра излучательных мод рассматриваемой полукрытой структуры.

Если в (9), (10) для открытого радиационного канала, связанного с излучением на бесконечность плоской объемной волны с поляризацией γ и заданной частотой волны ω , возможно $|D_\gamma(\omega, h = h_D(\omega))| = 0$, $|N_\gamma(\omega, h = h_N(\omega))| = 0$ то спектр ССК (10) можно представить и как $h_N(\omega) = h_D(\omega)$. Таким образом, формирование ССК (10) в спектре излучения полукрытой структуры (9) можно рассматривать как результат деструктивной интерференции радиационных полей (с поляризацией волны $\gamma = e$ или $\gamma = o$) одновременно существующих (при одних и тех же ω, h) в открытом канале излучения вытекающих ОПВ-I и ОПВ-II. Это означает, что, несмотря на псевдоповерхностный характер и ОПВ-I и ОПВ-II, и в этом случае можно говорить о формировании «темных» состояний по механизму Фридриха–Винтгена [17]. Что же касается использованного в [5–9] условия для нахождения ССК, то оно является следствием предлагаемого в данной работе механизма. Отметим также, что в рассматриваемой оптической конфигурации с учетом (5), (6), (19) соотношение для входного поверхностного волнового импеданса в (6) оптически менее плотной среды в случае падающей извне ($y > 0$) плоской объемной ЭМ-волны с поляризацией γ принимает вид

$$Z_{in\gamma} = \frac{N_\gamma(\omega, h)}{D_\gamma(\omega, h)}, \quad \gamma = e, o. \quad (11)$$

В результате, при $\mathbf{c}_+ \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{c}_- \perp \mathbf{q}$ для падающей в среде «+» на поверхность (2) плоской объемной

волны с поляризацией $\gamma = e$ (7) или $\gamma = o$ (8), с учетом (11), можно представить как

$$V_{\gamma\gamma} = \frac{iZ_{\gamma+} + Z_{in\gamma}}{iZ_{\gamma+} - Z_{in\gamma}}, \quad \gamma = e, o. \quad (12)$$

Нули числителя и знаменателя $Z_{in\gamma}$ (11) соответственно отвечают законам дисперсии ОПВ-I или ОПВ-II. Таким образом, согласно (12), по мере приближения параметров падающей волны (ω, h) к точке формирования «темного» состояния, в соответствии с (9), (10), и числитель, и знаменатель входного волнового импеданса $Z_{in\gamma}$ (11) будут одновременно стремиться к нулю, обращаясь в нуль в самой точке ССК (точке вырождения спектров ОПВ-I и ОПВ-II).

4. РЕЗОНАНСНОЕ УСИЛЕНИЕ НЕЗЕРКАЛЬНЫХ ЭФФЕКТОВ ПЕРВОГО ПОРЯДКА В ОКРЕСТНОСТИ ПОВЕРХНОСТНОГО ССК

По мере приближения к точке возможного существования рассматриваемого поверхностного ССК (9), (10) радиационная ширина линии вытекающих и ОПВ-I, и ОПВ-II неограниченно уменьшается, что отвечает увеличению времени жизни таких квазистационарных возбуждений (формируются «суперрезонансные» (высокодобротные) состояния). В результате, при выполнении условий поверхностного резонанса с участием ОПВ-I или ОПВ-II, возникает возможность для аномального роста сопутствующих эффектов незеркального волнового отражения первого порядка [18, 19]. В частности это имеет место, если падающая извне на поверхность отражающей слоистой структуры ЭМ-волна соответствующей поляризации является квазиплоской (пространственный эффект Гуса–Хенхен [14, 15]) или квазимонохроматической (эффект Вигнеровского запаздывания [24]). Начнем с рассмотрения первого из указанных эффектов. Согласно [15], в условиях ПВО для падающей из среды (1) плоской объемной волны с поляризацией $\gamma = e$ (7) (или $\gamma = o$ (8)) коэффициент отражения (12) можно представить как $V_{\gamma\gamma} = \exp i\phi_\gamma$ ($\text{tg}(\phi_\gamma/2) = Z_{in\gamma}/Z_{\gamma+}$). В этом случае для отраженного остронаправленного пучка объемных ЭМ-волн с поляризацией γ его продольное смещение вдоль границы раздела сред в направлении \mathbf{b} (пространственный эффект Гуса–Хенхен) определяется как $\Delta_\gamma = -\text{sign}(h)\partial\phi_\gamma/\partial h$ [14, 15]. В результате, если падающая из среды (1) квазиплоская объемная ЭМ-волна с поляризацией

может резонансно возбуждать вытекающую ОПВ-I ($|N_\gamma(h = h_N, \omega)| = 0$), то в окрестности этого поверхностного поляритонного резонанса величина продольного смещения отраженного пучка с учетом (9), (11), (12) определяется как ($\gamma = e, o$)

$$\Delta_\gamma \approx \frac{2\beta_{h_N}}{(h_N - h)^2 + \beta_{h_N}^2}, \quad \beta_{h_N} \equiv \frac{Z_{\gamma+} D_\gamma}{(\partial N_\gamma / \partial h)_{h_N}}. \quad (13)$$

В случае, когда падающая извне квазиплоская объемная волна с $\gamma = e$ или $\gamma = o$ в условиях ПВО резонансно возбуждает ОПВ-II ($|D_\gamma(h = h_D, \omega)| = 0$), то для отраженного пучка

$$\Delta_\gamma \approx \frac{2\beta_{h_D}}{(h_D - h)^2 + \beta_{h_D}^2}, \quad \beta_{h_D} \equiv \frac{N_\gamma}{Z_{\gamma+} (\partial D_\gamma / \partial h)_{h_D}}. \quad (14)$$

Таким образом, на плоскости внешних параметров « ω - h » при прохождении на заданной частоте как линии ОПВ-I (т. е. при $h = h_N(\omega)$), так и линии ОПВ-II (т. е. при $h = h_D(\omega)$) пространственный эффект Гуса – Хенхен [14, 15] достигает локального максимума [19]. Его величина, по мере приближения к точке существования поверхностного ССК (10) (т. е. если в (13), (14) $|h_N(\omega) - h_D(\omega)| \rightarrow 0$), неограниченно увеличивается. Если же при анализе соотношений (4) – (12) фиксировать не частоту падающей волны ω , а угол ее падения (т. е. h), возможны и иные особенности реализации незеркальных эффектов в окрестности ССК (10). Предположим, что в этой же оптической конфигурации из среды (1) на импедансную поверхность (2) падает не квазиплоская, а квазимонохроматическая волна с поляризацией $\gamma = e$ (или $\gamma = o$). В этом случае аналог соотношения (10) можно представить в виде

$$|N_\gamma(h, \omega = \omega_N(h))| = 0, \quad |D_\gamma(h, \omega = \omega_D(h))| = 0.$$

Учитывая, что для квазимонохроматической волны с поляризацией γ эффект Вигнеровского запаздывания определяется как $\Delta t_\gamma = \partial \phi_\gamma / \partial \omega$, несложно показать, что его локальный максимум при заданном h также достигается на линиях и ОПВ-I и ОПВ-II. Это коррелирует с возможностью усиления пространственного эффекта Гуса – Хенхен (13), (14) в условиях (4)–(10) (см. также [24]). Как следствие, при одновременно одном открытом и одном закрытом каналах излучения в оптически более плотной

среде «+», величина обсуждаемого эффекта Вигнера также может неограниченно увеличиваться (в рамках рассматриваемой модели) по мере приближения к точке поверхностного ССК (10), т. е. теперь при $|\omega_N(h) - \omega_D(h)| \rightarrow 0$. Физической причиной неограниченного (в рамках рассматриваемой модели) увеличения при приближении к точке ССК вдоль линии ОПВ (9) обоих отмеченных эффектов незеркального отражения первого порядка (пространственного эффекта Гуса – Хенхен и вигнеровского запаздывания) является переход на фоне непрерывного спектра излучательных мод в открытом радиационном канале от квазистационарного состояния (вытекающей ОПВ (9)) к стационарному (ССК (10)).

До сих пор мы не конкретизировали тип ССК, несмотря на то, что ранее (см., например, [2, 3]) уже были предложены различные варианты классификации этого класса собственных состояний на фоне сплошного спектра излучения открытой динамической системы. В частности, согласно [2], помимо ССК, являющихся результатом инверсной конструкции потенциала, физические механизмы, приводящие к появлению ССК, можно в целом разделить на симметрично-защищенные и интерференционные. Далее на конкретных примерах рассмотрим, как в условиях ПВО работает сформулированный выше критерий формирования поверхностных ССК для обоих этих вариантов.

5. СЛУЧАЙ СИММЕТРИЙНО-ЗАЩИЩЕННОГО «ТЕМНОГО» СОСТОЯНИЯ

Как пример рассмотрим границу раздела оптически отрицательных одноосных полуограниченных диэлектриков (1) с максвелловскими граничными условиями (2). Если $\mathbf{c}_+ \parallel \mathbf{a}$ и $|(\mathbf{c}_- \mathbf{a})| + |(\mathbf{c}_- \mathbf{b})| \neq 0$, $\mathbf{c}_\pm \perp \mathbf{q}$ (см. рис. 1а, б), то в случае (8) для коэффициента отражения падающей в среде $y > 0$ в условиях ПВО ($\eta_{e\pm}^2 > 0$, $\eta_{o+}^2 < 0$, $\eta_{o-}^2 > 0$) на границу раздела плоской объемной обыкновенной волны, с учетом (4) – (6), (11), (12) получим

$$V_{oo} = -\frac{iZ_{o+}D_o + N_o}{iZ_{o+}D_o - N_o}, \quad \gamma = e, o, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} N_o &\equiv (\mathbf{E}_o^t \mathbf{a})\delta + (\mathbf{E}_e^t \mathbf{a})((\mathbf{E}_o^t \mathbf{b}) + Z_{e+}(\mathbf{H}_o^t \mathbf{a})), \\ D_o &\equiv (\mathbf{H}_o^t \mathbf{b})\delta + (\mathbf{H}_e^t \mathbf{b})((\mathbf{E}_o^t \mathbf{b}) + Z_{e+}(\mathbf{H}_o^t \mathbf{a})), \\ \delta &\equiv (\mathbf{E}_e^t \mathbf{b}) + Z_{e+}(\mathbf{H}_e^t \mathbf{a}), \quad Z_{e+} \equiv -\frac{\eta_{e+}}{\varepsilon_{o+}k_o}. \end{aligned} \quad (16)$$

При $\mathbf{c}_- \cdot \mathbf{a} \rightarrow 0$ в (15), (16) имеем

$$|(\mathbf{E}_o^t \mathbf{b})| + |(\mathbf{H}_o^t \mathbf{a})| \rightarrow 0$$

и

$$|(\mathbf{H}_e^t \mathbf{b})| + |(\mathbf{E}_e^t \mathbf{a})| \rightarrow 0$$

(см. Приложения).

В результате, если $\varepsilon_{o\pm} > 0$, $\varepsilon_{e-} < 0$, $\varepsilon_{e+} > 0$, то при выполнении (8) для $|\mathbf{c}_- \cdot \mathbf{a}| + |\delta| \rightarrow 0$ в (15), (16) получим

$$|D_{\gamma=o}| + |N_{\gamma=o}| \rightarrow 0.$$

Это значит, что для падающей извне плоской объемной волны типа и числитель и знаменатель входного волнового импеданса (11) с $\gamma = o$ будут одновременно стремиться к нулю. В результате для рассматриваемой уединенной границы раздела сред (2) при $\mathbf{c}_+ \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{c}_- \parallel \mathbf{b}$ (на рис. 1 а) симметрично-защищенным поверхностным ССК (10) будет поверхностный поляритон типа, закон дисперсии которого $\delta = 0$ с учетом (3), (16) и введенных выше обозначений можно представить как $\eta_{e-} \varepsilon_{o+} = -\eta_{e+} \varepsilon_{e-}$ (см. [25]). При этом в самой точке ССК (точке слияния законов дисперсии ОПВ-I ($N_o(\omega, h) = 0$) и ОПВ-II ($D_o(\omega, h) = 0$)) коэффициент отражения (11), (12), (15), (16) принимает вид

$$\begin{aligned} V_{oo} &= -\frac{iZ_{o+} + Z_{o-}}{iZ_{o+} - Z_{o-}}, \\ Z_{o-} &\equiv \frac{k_0}{\eta_{o-}}, \\ |(\mathbf{c}_- \cdot \mathbf{a})| + |\delta| &= 0. \end{aligned} \tag{17}$$

Предложенный критерий формирования в условиях ПВО ССК в спектре излучения полукрытой отражающей структуры, основанный на поиске точек вырождения спектров ОПВ первого и второго типа (одновременного обращения в нуль числителя и знаменателя поверхностного волнового импеданса), может быть эффективным не только для симметрично-защищенных ССК, но и в случае интерференционного механизма формирования «темных» состояний на фоне сплошного спектра излучательных мод [2, 17] при наличии нескольких границ раздела.

6. СЛУЧАЙ «ТЕМНОГО» СОСТОЯНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ТИПА

В условиях ПВО (7) или (8) спектр вытекающих волноводных ЭМ-мод слоя в асимметричном

окружении также можно рассматривать и как ЭМ-аналог вытекающих поверхностных волн Лява, хорошо изученных в акустике слоистых сред (см., например, [22, 23]). С этой точки зрения рассматриваемый в данной работе и основанный на структуре входного поверхностного волнового импеданса критерий определения условий формирования ССК как точки вырождения спектров особых поверхностных волн (но теперь интерференционных [19]) применим и в данном случае. Пусть имеется оптически прозрачная диэлектрическая структура, образованная оптически прозрачными одноосными диэлектриками: слой среды толщиной $2d$, обе поверхности которого связаны с полуграниченными диэлектрическими полупространствами (среда «+» при $y > d$ и среда «-» при $y < -d$). Величины, относящиеся к верхнему и нижнему полупространствам, в дальнейшем по-прежнему будем отмечать индексами « \pm » соответственно, тогда как у величин, относящиеся к слою, индекса не будет (см. рис. 3).

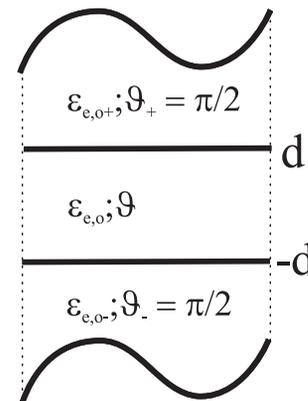


Рис. 3. Слой толщиной $2d$ одноосного диэлектрика (оптическая ось $\mathbf{c} \perp \mathbf{q}$, $\cos \vartheta \equiv (\mathbf{c} \cdot \mathbf{b})$), в асимметричном окружении полуграниченных одноосных диэлектриков (1) с $\mathbf{c}_\pm \parallel \mathbf{a}$

Чтобы избежать неоправданно громоздких для целей данной работы соотношений, в дальнейшем также ограничимся рассмотрением случая, когда на обеих интерфейсных границах ($y = \pm d$) рассматриваемой слоистой структуры имеет место следующая система граничных условий :

$$\begin{aligned} \mathbf{E} \cdot \mathbf{a} = \mathbf{E}_\pm \cdot \mathbf{a} = 0, \quad \mathbf{E} \cdot \mathbf{b} = \mathbf{E}_\pm \cdot \mathbf{b}, \\ \mathbf{H} \cdot \mathbf{a} = \mathbf{H}_\pm \cdot \mathbf{a}, \quad y = \pm d, \\ |\mathbf{E}_-(y \rightarrow -\infty)| \rightarrow 0, \quad |\mathbf{H}_-(y \rightarrow -\infty)| \rightarrow 0. \end{aligned} \tag{18}$$

Согласно [26], она отвечает анизотропно проводящей поверхности ультратонкой толщины. В результате, для случая (7), когда на поверхность оп-

тически анизотропного слоя среды (1) падает извне ($y > d$) плоская объемная необыкновенная волна ($\gamma = e$) с плоскостью падения $k \in yz$, для верхней и нижней поверхностей слоя (т.е. при $y = \pm$) пространственная структура электрического и магнитного полей в полуограниченных средах « \pm » по-прежнему может быть представлена в виде (4). Что же касается самого слоя оптически одноосного диэлектрика, оптическая ось которого \mathbf{c} лежит в плоскости границы раздела сред ($\mathbf{c} \perp \mathbf{q}$), то для него в плоскости падения с нормалью вдоль \mathbf{a} пространственную структуру магнитного и электрического полей можно представить как

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_o A_o s_{oy} + \mathbf{E}_o B_o c_{oy} + \\ &+ \mathbf{E}_e A_e c_{ey} + \mathbf{E}_e B_e s_{ey}, \\ \mathbf{H} &= \mathbf{H}_o A_o c_{oy} + \mathbf{H}_o B_o s_{oy} + \\ &+ \mathbf{H}_e A_e s_{ey} + \mathbf{H}_e B_e c_{ey}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} s_{\gamma y} &\equiv \text{sh}(\eta_\gamma y), \quad c_{\gamma y} \equiv \text{ch}(\eta_\gamma y), \\ \eta_\gamma^2 &\equiv -(\mathbf{k}_\gamma \cdot \mathbf{q})^2, \quad \gamma = e, o. \end{aligned}$$

Здесь $\mathbf{E}_{e,o}$, $\mathbf{H}_{e,o}$ — единичные векторные амплитуды магнитного и электрического полей плоской электромагнитной волны со смешанной поляризацией. Их явный вид также может быть получен из Приложения, следуя аналогии с (3), (4). В (19) \mathbf{k}_γ -волновой вектор парциальной ЭМ-волны с поляризацией $\gamma = e$ или $\gamma = o$, распространяющейся вдоль слоя ($-d < y < d$) одноосного диэлектрика с оптической осью $\mathbf{c} = \cos\vartheta \mathbf{b} + \sin\vartheta \mathbf{a}$ ($0 \leq \vartheta \leq \pi/2$). Подчеркнем, что в этом случае на плоскости внешних параметров $\omega - h$ эффект двулучепреломления ($\eta_e^2 < 0, \eta_o^2 < 0$), необходимый (согласно модели [17]) для формирования ССК, должен сочетаться с условиями (7): существованием в этой же области ω и h одного закрытого (для $\gamma = o$) и одного открытого (для $\gamma = e$) канала радиационного излучения в оптически более плотной среде «+» (при этом в среде «-» открытые каналы излучения отсутствуют). Исключим, по аналогии с [15], из дальнейшего рассмотрения с помощью первого из условий в (18) амплитуды A_o, B_o входящие в соотношения (19). В этом случае, с учетом принятых выше сокращений, получим следующую матрицу перехода для обсуждаемого варианта анизотропного слоя (см. Приложения):

$$\begin{pmatrix} \mathbf{H}\mathbf{a} \\ \mathbf{E}\mathbf{b} \end{pmatrix}_{y=d} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{H}\mathbf{a} \\ \mathbf{E}\mathbf{b} \end{pmatrix}_{y=-d}, \quad (20)$$

$$\overline{\overline{T}} = \overline{\overline{Q}}(y=d) \overline{\overline{Q}}^{-1}(y=-d).$$

В результате, если для оптических осей в каждой из полуограниченных сред имеет место $\mathbf{c}_\pm \parallel \mathbf{a}$, то структура амплитуды френелевского коэффициента отражения V_{ee} для падающей из среды «+» на поверхность структуры «слой-полупространство ($y < -d$)» плоской объемной ЭМ-волны с $\gamma = e$ в соответствии с (5), (6), (11) в условиях ПВО (7) с учетом (20) имеет вид

$$\begin{aligned} V_{ee} &= \frac{iZ_{e+}D_e + N_e}{iZ_{e+}D_e - N_e}, \quad \eta_o^2 < 0, \quad \eta_e^2 < 0, \\ Z_{e+} &\equiv \frac{k_{\parallel e}^r}{\varepsilon_{o+}}, \quad Z_{e-} \equiv \frac{\eta_{e-}}{\varepsilon_{o-}k_0}, \\ N_e(\omega, h) &\equiv (T_{21} + T_{22}Z_{e-})|\overline{\overline{Q}}|, \\ D_e(\omega, h) &\equiv (T_{11} + T_{12}Z_{e-})|\overline{\overline{Q}}|. \end{aligned} \quad (21)$$

Здесь, в соответствии с принятым определением, Z_{e-} (Z_{e+}) — поверхностный волновой импеданс для необыкновенной волны в нижней ($y < -d$) или верхней ($y > d$) полуограниченной среде (1) [27] в случае $\mathbf{c}_\pm \parallel \mathbf{a}$. Из анализа соотношений (9), (20), (21) следует, что в рассматриваемом случае формирование ССК (10) — следствие вырождения спектров интерференционных ОПВ-I ($N_e = 0$) и ОПВ-II ($D_e = 0$). По мере приближения к точкам ССК, (10), (15), (16), (20), (21), и числитель, и знаменатель поверхностного волнового импеданса (11) с $\gamma = e$ одновременно стремятся к нулю. В результате, в условиях (7) спектр рассматриваемых поверхностных ССК (10) в зависимости от относительного положения оптической оси в плоскости границы раздела сред ($\mathbf{c} \perp \mathbf{q}$) на плоскости внешних параметров « $\omega - h$ » будет определяться как

$$|c_{od}||s_{od}| = 0, \quad \eta_o^2 < 0, \quad (22)$$

если $\vartheta = 0$, и как

$$(|c_{od}| + |c_{ed}|)(|s_{od}| + |s_{ed}|) = 0, \quad \eta_o^2 < 0, \quad \eta_e^2 < 0, \quad (23)$$

в случае $0 < \vartheta < \pi/2$.

В результате соотношения (10), (18), (22) совместно определяют, согласно классификации [2], спектр симметрично-защищенных ССК ТЕ-типа в слое с асимметричным окружением на фоне сплошного спектра излучения необыкновенных плоских объемных волн в верхнем полупространстве ($h^2 < \varepsilon_{e+}k_0^2$, $\mathbf{c}_\pm \parallel \mathbf{a}$). Что же касается ССК (10) со спектром (19)–(21), (23), то в условиях (7) они формируются вследствие деструктивной интерференции их полей излучения в открытом

радиационном канале и этот тип «темных» состояний относятся к интерференционным ССК [2, 17]. В данном случае это возможно вследствие наличия в диэлектрике образующем слой, эффекта двулучепреломления. Если ν и ρ – номера мод распространяющихся вдоль слоя объемных ЭМ-волн ЕН-типа, то для них при выполнении (23) на плоскости внешних параметров « $\omega - h$ » точки формирования интерференционных ССК (10) определяются как

$$\begin{aligned} \varepsilon_o k_0^2 &= h^2 \left(\frac{\varepsilon_o \sin^2 \vartheta + \varepsilon_e \cos^2 \vartheta}{\varepsilon_e} \right) + \left(\frac{\pi \rho}{2d} \right)^2 \frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_e} \\ \rho &= 1, 2, \dots, \\ h^2 \sin^2 \vartheta &= \frac{\varepsilon_e \nu^2 - \varepsilon_o \rho^2}{\varepsilon_o - \varepsilon_e} \left(\frac{\pi}{2d} \right)^2 > 0, \\ \nu &= 1, 2, \dots, \nu \neq \rho. \end{aligned} \tag{24}$$

Анализ показал, что согласно (10), (21), (24), это возможно в точках вырождения спектра распространяющихся вдоль оптически анизотропного слоя с $\mathbf{c} \perp \mathbf{q}$ ($0 < \vartheta < \pi/2$) нормальных объемных ЭМ-волн ЕН-типа, при условии, что обе поверхности слоя ($y = \pm d$) покрыты идеальным электрическим проводником ($(\mathbf{E}_\gamma^{r,t} \mathbf{a}) = (\mathbf{E}_\gamma^{r,t} \mathbf{a}) = 0$ см. рис. 4).

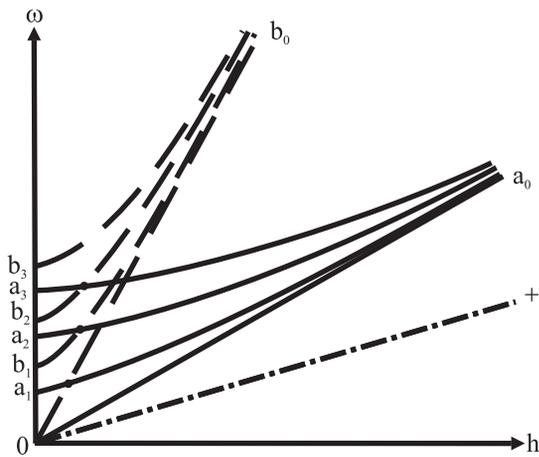


Рис. 4. Расположение точек ССК (24) на фоне спектра волноводных мод ЕН-типа слоя одноосного диэлектрика (1) с $\max(\varepsilon_{o\pm}, \varepsilon_{e-}) < \varepsilon_o, \varepsilon_e < \varepsilon_{e+}$ и обеими полностью металлизированными поверхностями, «+»- $\omega = ch/\varepsilon_{e+}$, $b_j^2 \equiv \varepsilon_o^{-1} c^2 [h^2 + (\pi\nu/(2d))^2]$, $a_j^2 \equiv \varepsilon_e^{-1} c^2 [(\varepsilon_e \cos^2 \vartheta + \varepsilon_o \sin^2 \vartheta) h^2 \varepsilon_o^{-1} + (\pi\nu/(2d))^2]$, $\nu = 2j$ (если $|s_{od}| + |s_{ed}| = 0$); если же $|c_{od}| + |c_{ed}| = 0$, то $\nu = 2j + 1$ и ветви a_0, b_0 отсутствуют, $j = 0, 1, 2, \dots$

В результате, в случае (7) при $\vartheta = 0$ в каждой из точек спектра симметрично-защищенных ССК, определяемых из (10), (20)–(22), амплитудный ко-

эффициент отражения падающей плоской объемной необыкновенной волны V_{ee} (21) принимает вид

$$\begin{aligned} V_{ee} &= \frac{iZ_{e+}D_e + N_e}{iZ_{e+}D_e - N_e}, \quad \eta_e^2 < 0, \\ Z_e &\equiv \frac{\eta_e}{\varepsilon_e k_0}, \\ N_e(\omega, h) &\equiv Z_e s_e + Z_{e-} c_e, \\ D_e(\omega, h) &\equiv c_e + s_e Z_e^{-1} Z_{e-}. \end{aligned} \tag{25}$$

При выполнении (23) матрица перехода для слоя $\overline{\overline{T}}$ в (21) становится единичной (следствие формирования «темного» состояния интерференционного типа) и в результате в условиях (7)

$$V_{ee} = \frac{iZ_{e+} + Z_{e-}}{iZ_{e+} - Z_{e-}}, \quad 0 < \vartheta < \pi/2. \tag{26}$$

Отметим, что как в случае (16), (17), так и (20)–(24) при резонансном возбуждении вытекающей ОПВ-I в (12) $V_{\gamma\gamma} = 1$, а в случае вытекающей ОПВ-II в (12) $V_{\gamma\gamma} = -1$. Так как в самой точке ССК спектры указанных ОПВ-I ($N_\gamma = 0$) и ОПВ-II ($D_\gamma = 0$) вырождаются, то формирование ССК в условиях ПВО можно рассматривать и как результат слияния поверхностных поляритонных резонансов, связанных с возбуждением вытекающих ОПВ-I и ОПВ-II.

В условиях ПВО, согласно (13), (14), в окрестности рассмотренных выше и симметрично-защищенных ССК, и интерференционных ССК становится возможным неограниченное возрастание индуцированных ОПВ-I и ОПВ-II локальных максимумов незеркальных эффектов первого порядка при приближении к точке конкретного «темного» состояния (10).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе впервые показано, что для полупрозрачных оптически прозрачных слоистых структур с одной или несколькими границами раздела формирование поверхностных ССК (как интерференционных, так и симметрично-защищенных) в области полного внутреннего отражения (ПВО) может быть результатом существования в открытом радиационном канале вытекающих особых поверхностных электромагнитных волн (ОПВ). Для них мгновенный поток энергии через границу раздела с оптически более плотной средой строго равен нулю в любой момент времени. Спектр ОПВ-I определяется условием равен-

ства нулю входного поверхностного импеданса рассматриваемой отражающей слоистой структуры, тогда как дисперсионная кривая, отвечающая спектру ОПВ-II, — результат равенства нулю знаменателя того же входного волнового импеданса. По мере приближения в условиях ПВО к точке существования в открытом канале волнового излучения поверхностного "темного" состояния (к точке вырождения спектров ОПВ-I и ОПВ-II) и числитель, и знаменатель входного поверхностного волнового импеданса полукрытой слоистой структуры будут одновременно стремиться к нулю, обращаясь в нуль в точке ССК. Это отвечает деструктивной интерференции в открытом радиационном канале полей излучения ОПВ первого и второго типа. Условие формирования ССК, используемое при расчетах в [5–9], является прямым следствием сформулированного выше критерия. В отличие от расчетной схемы использованной [5–9], метод развитый в предлагаемой работе позволяет не только выяснить условия формирования «темных» состояний в сплошном спектре излучения полукрытой структуры, но и изучить аномалии динамики незеркальных эффектов отражения первого порядка сопутствующих возникновению связанных состояний в континууме. В частности было показано, что по мере приближения поверхностных резонансов с участием как ОПВ-I, так и ОПВ-II, к точке слияния (точке существования «темного» состояния) локальные максимумы эффектов незеркального отражения первого порядка, достигаемые в точках резонанса будут неограниченно возрастать. Это отражает переход от высокочастотных (квазистационарных) состояний, связанных с вытекающими ОПВ-I или ОПВ-II, к стационарному (локализованному состоянию в сплошном спектре отражения, т. е. поверхностному ССК). Примером может служить падение из оптически более плотной среды на слоистую гетероструктуру объемной квазиплоской (пространственный эффект Гуса–Хенхен) или квазимонохроматической (винеровское запаздывание) волны. В частности это может быть полезным при экспериментальном поиске как интерференционных, так и симметрично-защищенных типов ССК.

Предложенный в данной работе критерий формирования «темных» состояний как точки вырождения в спектре излучения вытекающих особых поверхностных волн для полностью отражающей структуры (в частности слоистой) формально не зависит от того, одно- или двухпарциальная плоская объемная электромагнитная волна отвечает открытому радиационному каналу в оптически бо-

лее плотной полугораниченной среде. Несложно убедиться, что сформулированный выше критерий существования поверхностных ССК (как интерференционного типа, так и симметрично-защищенных [2]) основанный на структуре входного поверхностного волнового импеданса может оставаться в силе и при другой физической природе вытекающих особых поверхностных волн. Примером может быть полное отражение плоской объемной упругой волны падающей извне на поверхность слоя (или N -слоистого акустического волновода) в асимметричном окружении из полугораниченных диэлектриков.

Для упрощения расчетов, приведенные в данной работе конкретные примеры касались лишь случаев, когда открытый канал излучения отвечал плоской объемной однопарциальной волне только ТМ- или ТЕ-типа. Вариант, при котором для полугораниченной слоистой или пространственно однородной структуры в условиях ПВО «темное» состояние формируется в сплошном спектре излучения, связанном с уходящей на бесконечность плоской объемной волной ЕН-типа (как, например, в [5–9]), предполагается рассмотреть отдельно.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант номер 20-19-00745-П.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

$$\mathbf{E}_o^{t,r} = k_{||o}^{t,r} (\pm \sin \vartheta \mathbf{b} \mp \cos \vartheta \mathbf{a}),$$

$$\mathbf{H}_o^{t,r} = \frac{\hbar}{k_0} \left(k_{||o}^{t,r} \right)^2 \cos \vartheta \mathbf{b} + \left(\frac{k_0}{\hbar} \varepsilon_{o\mp} \sin \vartheta \right) \mathbf{a},$$

$$\mathbf{E}_e^{t,r} = \left(k_{||o}^{t,r} \right)^2 \cos \vartheta \mathbf{b} + \left(\frac{k_o^2}{\hbar^2} \varepsilon_{o\mp} \sin \vartheta \right) \mathbf{a},$$

$$\mathbf{H}_e^{t,r} = \frac{k_0}{\hbar} \varepsilon_{o\mp} k_{||e}^{t,r} (\mp \sin \vartheta \mathbf{b} \mp \cos \vartheta).$$

ПРИЛОЖЕНИЕ В

$$\overline{\overline{Q}} \equiv \begin{pmatrix} Q_{11} & Q_{12} \\ Q_{21} & Q_{22} \end{pmatrix},$$

$$Q_{11} = (\mathbf{H}_e \mathbf{a})_{s_{ey}} - \frac{(\mathbf{E}_e \mathbf{a})_{c_{ed}}}{(\mathbf{E}_o \mathbf{a})_{c_{od}}} (\mathbf{H}_o \mathbf{a})_{s_{oy}},$$

$$Q_{12} = (\mathbf{H}_e \mathbf{a})_{c_{ey}} - \frac{(\mathbf{E}_e \mathbf{a})_{s_{ed}}}{(\mathbf{E}_o \mathbf{a})_{s_{od}}} (\mathbf{H}_o \mathbf{a})_{c_{oy}},$$

$$Q_{21} = (\mathbf{E}_e \mathbf{b})_{c_{ey}} - \frac{(\mathbf{E}_e \mathbf{a})_{c_{ed}}}{(\mathbf{E}_o \mathbf{a})_{c_{od}}} (\mathbf{E}_o \mathbf{b})_{c_{oy}},$$

$$Q_{22} = (\mathbf{E}_e \mathbf{b})_{s_{ey}} - \frac{(\mathbf{E}_e \mathbf{a})_{s_{ed}}}{(\mathbf{E}_o \mathbf{a})_{s_{od}}} (\mathbf{E}_o \mathbf{b})_{s_{oy}}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. J. von Neuman and E. Wigner, Z. Phys. **30**, 467 (1929).
2. S. I. Azzam and A. V. Kildishev, Adv. Opt. Mater. **9**, 2001469 (2021).
3. C. W. Hsu, B. Zhen, A. D. Stone et al., Nature Reviews Materials **1**, 16048 (2016).
4. M. I. Molina, A. E. Miroschnichenko, Y. S. Kivshar, Phys. Rev. Lett. **108**, 070401 (2012).
5. J. Gomis-Bresco, D. Artigas, and L. Torner, Nature Photonics **11**, 232 (2017).
6. S. Mukherjee, J. Gomis-Bresco, P. Pujol-Closa et al., Phys. Rev. A **98**, 063826 (2018).
7. S. Mukherjee, J. Gomis-Bresco, P. Pujol-Closa et al., Optics Lett. **44**, 5362 (2019).
8. S. Mukherjee, J. Gomis-Bresco, D. Artigas et al., Optics Lett. **46**, 2545 (2021).
9. S. Mukherjee, D. Artigas, and L. Torner, Phys. Rev. B **105**, L201406 (2022).
10. T. Tamir, A. A. Oliner, Proc. IEEE **110**, 310 (1963).
11. А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике*, Наука, Москва (1966).
12. Ф. И. Федоров *Оптика анизотропных сред*, Изд. 2, УРСС, Москва (2004).
13. M. Rybin and Y. Kivshar, Nature **541**, 164 (2017).
14. T. Tamir and H. L. Bertoni, J. Opt. Soc. Am. **61**, 1397 (1971).
15. Л. М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*. Изд-во АН СССР, Москва (1957).
16. Ч. С. Ким, А. М. Сатанин, Ю. С. Джо и др., ЖЭТФ **116**, 263 (1999).
17. H. Friedrich and D. Wintgen, Phys. Rev. A **32**, 3231 (1985).
18. Д. В. Кулагин, А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, др., Письма в ЖЭТФ **95**, 253 (2012).
19. Ю. В. Гуляев, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, УФН **190**, 933 (2020).
20. В. И. Альшиц, В. Н. Любимов, А. Радович, ЖЭТФ **131**, 14 (2007).
21. М. А. Миллер, В. И. Таланов, Изв. вузов. Радиофизика **4**, 795 (1961).
22. С. В. Бирюков, Ю. В. Гуляев, В. В. Крылов, В. П. Плесский *Поверхностные акустические волны в неоднородных средах*. Наука, Главная редакция физ.-мат. литературы, Москва (1991).
23. И. А. Викторов, *Звуковые поверхностные волны в твердых телах*, Наука, Москва (1981).
24. D. Chauvat, O. Emile, F. Bretenaker et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 71 (2000).
25. В. Н. Любимов, Д. Г. Санников, ФТТ **14**, 675 (1972).
26. Л. Г. Нарышкина, М. Е. Герценштейн, Изв. вузов. Радиофизика **10**, 91 (1967).
27. Х. Хаус, *Волны и поля в оптоэлектронике*, Мир, Москва (1988).