

УДК 537.87:537.611.45:535.326

ЭФФЕКТЫ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО УСИЛЕНИЯ ЭВАНЕСЦЕНТНЫХ ВОЛН В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ С УЧАСТИЕМ ГИПЕРБОЛИЧЕСКОЙ СРЕДЫ¹

© 2020 г. А. С. Тарасенко¹, С. В. Тарасенко^{1, *}, О. С. Сухорукова¹, В. Г. Шавров²

¹Донецкий физико-технический институт имени А.А. Галкина, Донецк, Украина

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова, Российской академии наук, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 15.07.2020 г.

После доработки 10.08.2020 г.

Принята к публикации 26.08.2020 г.

Для планарной структуры из диэлектрических и проводящих слоев, допускающей независимое распространение волн поперечно-электрического и поперечно-магнитного типа, показано, что для падающей извне плоской объемной волны поперечно-магнитного типа результатом взаимодействия парциальных эванесцентных волн в каждом из слоев гибридной структуры может быть не только резкое усиление амплитуды возбуждаемой интерференционной неоднородной волны, но и реализация эффектов как резонансной прозрачности, так и резонансной непрозрачности магнито-плазмонной структуры.

DOI: 10.31857/S036767652012039X

Революционные изменения в технологии производства микроэлектронных устройств позволяют с высокой степенью точности формировать разнообразные объекты с размерами в диапазоне от микрометров до единиц нанометров. На этом фоне широкое развитие получает новое направление в теории микроэлектронных устройств, связанное с созданием метаматериалов. Метаматериал — композитная среда из локально резонирующих структурных элементов, волновые свойства которой в длинноволновом пределе качественно отличаются от волновых свойств структурных элементов, образующих данный метаматериал. Класс объектов, относящихся к метаматериалам, постоянно расширяется. В частности, к ним относятся: искусственные диэлектрики и искусственные магнетики, киральные и омега-структуры, биизотропные и бианизотропные среды, фотонные кристаллы и другие объекты. Большое количество работ по теории электромагнитных (ЭМ) метаматериалов позволяет все многообразие сред, в зависимости от их эффективных значений диэлектрической (ϵ) и магнитной (μ) проницаемостей, разделить на четыре класса: дважды положительные среды ($\epsilon > 0$, $\mu > 0$), ϵ -негативные среды ($\epsilon < 0$, $\mu > 0$), μ -нега-

тивные среды ($\epsilon > 0$, $\mu < 0$), дважды отрицательные среды ($\epsilon < 0$, $\mu < 0$). При этом в последние годы особое внимание стало уделяться изучению физических свойств и возможных практических применений гиперболических сред, у которых главные компоненты тензора диэлектрической (или магнитной) проницаемостей имеют разные знаки. Исследования показали, что подобные среды характеризуются целым рядом свойств, представляющих несомненный практический интерес. В частности, это касается эффекта гигантского усиления спонтанного излучения, расходящейся плотности состояний, эффекта суперразрешения и других новых рефракционных аномалий [1–4]. При этом подавляющая часть исследований, проводимых в этом направлении, связана с изучением различных ЭМ характеристик одномерных слоистых структур, основанных на чередовании проводящих и диэлектрических слоев. Теоретический анализ электродинамических свойств таких структур показал, что их описание в рамках метода эффективной среды должно основываться на более корректном учете межслоевого взаимодействия эванесцентных волн в соседних контактирующих проводящем и непроводящем слоях [5–7].

Вместе с тем, несмотря на активное изучение, до сих пор оставался в стороне вопрос о максимальной величине амплитуды эванесцентной ЭМ волны поперечно-магнитного (ТМ-) или попе-

¹ Данная статья была представлена для опубликования в тематическом выпуске “Упорядочение в минералах и сплавах” (см. № 9 и № 11, том 84, 2020).

речно-электрического (ТЕ-) типа, которую в гиперболическом режиме можно в условиях полного внутреннего отражения (ПВО) реализовать при падении плоской объемной волны ТМ-типа на поверхность многослойной структуры типа “металл–диэлектрик”, обладающей дополнительной трансляционной симметрией вдоль нормали к границе раздела слоев.

Ответ на этот вопрос и является целью данной работы. Как пример, рассмотрим помещенную в неограниченную оптически изотропную диэлектрическую среду (диэлектрик-1) многослойную плазмон-диэлектрическую структуру, состоящую из N элементарных периодов: трехслойный сэндвич типа “металл–диэлектрик-2–металл”. Каждая из указанных сред по своим ЭМ свойствам предполагается изотропной. Если на всех границах раздела слоев подобной многослойной структуры выполнены максвелловские граничные условия, то для случая волны ТМ-типа трансфер-матрица для указанной элементарной ячейки будет иметь следующую структуру:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \vec{H}_v \vec{a} \\ \vec{E}_v \vec{b} \end{pmatrix}_{\zeta=d_v} &= \overline{\overline{T}} \begin{pmatrix} \vec{H}_v \vec{a} \\ \vec{E}_v \vec{b} \end{pmatrix}_{\zeta=0} \quad \overline{\overline{T}} \equiv \\ &\equiv \left(\overline{\overline{T}}^M(d_M) \overline{\overline{T}}^D(d_D) \overline{\overline{T}}^M(d_M) \right); \quad v = M, D, \\ \overline{\overline{T}}^v &= \begin{pmatrix} \text{ch}(\eta_v d_v) & \frac{1}{Z_v} \text{sh}(\eta_v d_v) \\ Z_v \text{sh}(\eta_v d_v) & \text{ch}(\eta_v d_v) \end{pmatrix}; \quad Z_v = \eta_v / (\epsilon_v k_0), \\ \eta_v &= \sqrt{h^2 - \epsilon_v k_0^2}, \end{aligned} \tag{1}$$

где, согласно модели Друде, для металлической среды $\epsilon_M = \epsilon_0 (1 - \omega_p^2 / \omega^2)$, а ω_p – плазменная частота, \vec{a} – единичный вектор нормали к плоскости падения рассматриваемой волны, \vec{b} – единичный вектор вдоль линии пересечения плоскости падения и плоскости границы раздела сред, d_v – толщина слоя среды v , η_v – глубина проникновения эванесцентной волны ТМ-типа в среду v , ζ – текущая координата вдоль нормали к границе раздела слоев $\vec{q} = [\vec{a} \times \vec{b}]$, ω – частота, h – продольное волновое число.

Расчет показывает, что если ω и угол падения α плоской монохроматической ЭМ волны ТМ-типа одновременно таковы, что $\eta_M^2 > 0$, $\eta_D^2 > 0$, причем $(\eta_M d_M + \eta_D d_D) \gg 1$, то при выполнении

$$\begin{aligned} |Z_M|(T_{11} + T_{12}|Z_M|) + (T_{21} + T_{22}|Z_M|) &= 0, \\ \overline{\overline{T}}^v &\equiv \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{2}$$

прозрачность каждого из элементарных периодов рассматриваемой плазмонной сверхструктуры резонансным образом возрастает, вследствие че-

го для френелевского амплитудного коэффициента прохождения через каждый из элементарных периодов получаем $|W_p| \gg 1$. При этом из (2) следует, что если на каждой границе раздела металлической и диэлектрической (диэлектрик-2) сред

$$Z_v = -Z_\rho, \quad \eta_v d_v = \eta_\rho d_\rho, \quad v, \rho = M, D, \quad v \neq \rho, \tag{3}$$

то в (1) $\overline{\overline{T}} = \overline{\overline{I}}$, где $\overline{\overline{I}}$ – единичная матрица, а значит, $|W_p| = 1$.

Что же касается всех остальных, не удовлетворяющих (2) вариантов сочетаний ω и α , то для них $|W_p| \ll 1$.

Физически соотношение (2) определяет состоящий из двух ветвей спектр поверхностной ЭМ волны ТМ-типа, распространяющейся вдоль рассматриваемого диэлектрического слоя с матрицей перехода $\overline{\overline{T}}^D(\omega, h)$, погруженного в неограниченную металлизированную среду, а первое из соотношений в (3) отвечает спектру поверхностной плазмонной волны ТМ-типа, распространяющейся вдоль уединенной границы раздела проводящей и диэлектрической сред.

Таким образом, указанный механизм резонансного туннелирования плоской объемной ЭМ волны ТМ-типа через рассматриваемый тип слоистой плазмон-диэлектрической структуры имеет место, несмотря на то, что коэффициент отражения для уединенной границы раздела “диэлектрик-1–металл”, так и “диэлектрик-1–диэлектрик-2” в рассматриваемых условиях ПВО по модулю равен единице.

Анализ показывает, что указанное выше условие резонансного увеличения прозрачности (3) может иметь существенное значение и в физике отражающих многослойных металл–диэлектрических структур. В частности, оно отвечает условию усиления амплитуды ЭВ волны ТМ-типа в слоистой структуре – аналоге двухслойной схемы Кречманна. По сравнению с многослойной структурой, рассмотренной выше, в ней нижнее полупространство предполагается занятым той же проводящей средой, что и плазмонная среда с $v = M$, входящая в состав трехслойных сэндвичей, формирующих каждый из периодов N -слойной металл–диэлектрической структуры с матрицей перехода (1). Для такой структуры связь френелевских амплитудных коэффициентов на ее поверхностях, с учетом введенных выше обозначений, может быть представлена в виде (диэлектрик-1 – среда А):

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} 1 + V_p \\ iZ_A(-1 + V_p) \end{pmatrix}_{\zeta=N(d_m+d)} &= \overline{\overline{T}}_\alpha(\zeta) \begin{pmatrix} W_p \\ |Z_M|W_p \end{pmatrix}_{\zeta=0}, \\ \overline{\overline{T}}_\alpha &\equiv \left(\overline{\overline{T}}^M(d_M) \overline{\overline{T}}^D(d_D) \right)^N. \end{aligned} \tag{4}$$

В этом случае расчет показывает, что для падающей из диэлектрика-1 плоской объемной волны ТМ-типа, частота и угол наклона которой связаны условием (3), для амплитуды ЭВ волны на внешней к поверхности металлического полупространства границе получаем $|W_p| \propto \exp[N(2\eta_M d_M + \eta_D d_D)]$, а значит, если одновременно $\eta_M^2 > 0$, $\eta_D^2 > 0$ и $(\eta_M d_M + \eta_D d_D) \gg 1$, то $|W_p| \gg 1$.

Дополнительные особенности в характере взаимодействия эванесцентных волн для указанных выше вариантов многослойных плазмон-диэлектрических структур с падающей извне плоской объемной волной ТМ-типа, например, могут возникать в случае, когда входящий в состав таких структур диэлектрик-2 — это одноосный параэлектрик вблизи температуры перехода в сегнетоэлектрическую фазу (резонансный гиперболический метаматериал по типу [8]). В качестве примера, следуя моделям сегнетоэлектрических сред, приведенным в [9], будем полагать, что поляризационной осью является OZ , а динамика вектора электрической поляризации \vec{P} определяется следующим лагранжианом:

$$L = \frac{1}{2f} \left(\frac{\partial P_z}{\partial t} \right)^2 - \frac{\alpha_x}{2} P_x^2 - \frac{\alpha_z}{2} P_z^2 - \frac{\kappa}{2} \left(\frac{\partial P_z}{\partial x} \right)^2 - \vec{P} \vec{E}. \quad (5)$$

Ограничимся анализом частного случая, когда рассматриваемая диэлектрическая пленка оказывается в актуальном частотном и волновом диапазоне настолько тонкой, что для падающей на нее извне в плоскости XZ волны ТМ-типа можно полагать, что касательная к поверхности компонента магнитного поля постоянна по толщине слоя, тогда как касательная к поверхности компонента электрического поля испытывает конечный скачок. В результате, расчет показывает, что теперь, в рамках рассматриваемой модели и бездиссипативного приближения, помимо вышеперечисленных динамических эффектов, каждый из элементарных периодов (1) обсуждаемой многослойной

структуры сможет быть полностью непрозрачным ($|W_p| = 0$) для проходящей плоской монохроматической ЭМ волны ТМ-типа, частота и угол падения которой связаны условием:

$$\frac{\omega^2}{f} = \alpha_z + 4\pi + \kappa h^2. \quad (6)$$

Если частота падающей волны ТМ-типа $\omega > \omega_p$, то в структуре (1) становится принципиально возможным также и формирование эффекта сверхизлучения (в данном случае это усиление в N раз в системе из N ультратонких диэлектрических слоев (5) радиационного затухания той “светлой” моды из вырожденного спектра (6) для которой $\eta_M d_M = \pi$ (остальные $N - 1$ моды — “темные”). При дальнейшем росте N эффект будет выходить на насыщение (переход к фотонно-кристаллическому режиму)).

Исследование выполнено в рамках работ по государственному заданию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Poddubny A., Iorsh I., Belov P., Kivshar Y.* // Nat. Photon. 2013. V. 7. P. 948.
2. *Ferrari L., Wu C., Lepage D. et al.* // Prog. Quant. Electron. 2014. V. 40. P. 1.
3. *Zhou S., Khan A., Fu S.-F., Wang X.-Z.* // Opt. Expr. 2019. V. 27. Art. № 15222.
4. *Huo P., Zhang S., Liang Y. et al.* // Adv. Opt. Mater. 2019. Art. № 1801616.
5. *Elser J., Podolskiy V.A., Salakhutdinov I., Avrutsky I.* // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. Art. № 191109.
6. *Li T., Khurgin J.B.* // Optica. 2016. V. 3. P. 1388.
7. *Orlov A.A., Voroshilov P.M., Belov P.A., Kivshar Y.S.* // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. Art. № 045424.
8. *Седов Е.С., Чарухян М.В., Аракелян С.М. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104. С. 58.
9. *Сидоркин А.С.* Доменная структура в сегнетоэлектриках и родственных материалах. М.: Физматлит, 2000. 240 с.