

ДИССИПАТИВНЫЕ СОЛИТОНОПОДОБНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫЕ ИМПУЛЬСЫ В ПРОТЯЖЕННОЙ СРЕДЕ

А. А. Заболотский*

*Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук
690090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 2 июня 2011 г.

Изучается распространение связанного состояния возмущения электронной плотности в протяженной металлической среде и возбуждения двухуровневой резонансной среды. Рассматриваются однофотонный и двухфотонный переходы резонансной среды. Для описания возмущения плотности электронов используется гидродинамическое приближение. Исследуется формирование плазмон-поляритонных импульсов в условиях компенсации потерь в протяженной металлической среде накачкой двухуровневой диэлектрической среды. Численный анализ, выполненный для двух моделей, показал, что возможна компенсация потерь солитоноподобного импульса в тонкой металлической среде за счет передачи энергии от усиливающей среды к волнам электронной плотности. Показано, что дисперсия среды, содержащей двухуровневую среду, может оказывать существенное влияние на характеристики импульсов. На примерах продемонстрирована возможность эффективного контроля эволюции солитоноподобных импульсов с помощью изменения внешнего электромагнитного поля и характеристик матрицы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Формирование солитоноподобных импульсов, в том числе длительностью порядка периода осцилляций, в нелинейных оптических средах изучено достаточно детально, см. обзоры [1, 2]. Обнаруженная сверхбыстрая нелинейная автомодуляция плазмон-поляритонов [3] открывает возможности для передачи информации с использованием плазмон-поляритонов — аналогов оптических солитонов. В частности, в связи с этим в последние годы возник интерес к изучению формирования плазмон-экситонных и плазмон-поляритонных солитоноподобных импульсов в нанокompозитных средах, см., например, [4–7]. Поверхностные плазмон-поляритоны — распространяющиеся на поверхности металла связанные осцилляции электронов и электромагнитных волн — могут иметь потенциальные применения в качестве носителей информации следующего поколения с высокой степенью интеграции нанофотонных устройств [8–12]. При уменьшении диаметра металлического наностержня происходит усиление локализации электромагнитного поля внутри металла, которая приводит к увеличе-

нию вклада нелинейных эффектов. Одновременно при этом существенно возрастают потери. Поэтому для генерации достаточно долго живущих плазмон-экситонных и плазмон-поляритонных солитоноподобных импульсов в тонкой металлической протяженной среде необходимо компенсировать эти потери. Стандартным методом компенсации потерь является помещение вблизи металла резонансной усиливающей среды с лазерной накачкой.

Компенсация потерь может быть следствием взаимодействия плазмонов и поляритонов в диэлектрике, приводящего к формированию связанных плазмон-поляритонных состояний. Поверхностные плазмон-поляритоны могут распространяться только вдоль металлической поверхности и экспоненциально затухают при удалении от нее [13]. Поэтому плазмон может резонансно взаимодействовать только с эванесцентной волной в диэлектрической среде. Сильная связь локализованных поверхностных плазмонов и экситонов в тонком слое молекул красителя была выявлена и изучена, например, в работе [14]. Эта связь приводит к нелинейности, при которой возможно формирование и распространение солитонов и более сложных нелинейных импульсов

*E-mail: zabolotskii@iae.nsk.su

за счет передачи энергии от возбужденных молекул к поверхностным плазмонным колебаниям и обратно.

Особый интерес для приложений представляют микроволновый и терагерцевый частотный диапазоны. В работе [15] показано, что эффективное резонансное взаимодействие между плазмон-поляритонами на поверхности металла приводит к локализации в форме пространственного солитона в нелинейной диэлектрической среде и к сильной солитон-плазмонной связи в дальнем инфракрасном диапазоне частот (длина волны в вакууме составляет $\lambda \approx 5\text{--}10$ мкм). В этой области плазмоны характеризуются относительно малой диссипацией. Было выявлено, что поперечные затухающие «хвосты» плазмонов и солитонов в диэлектрике определяются инкрементами $k_p, k_s \sim 0.1$ мкм⁻¹ и солитон распространяется на расстояние 20–40 мкм. Представляет также интерес исследование условий распространения солитоноподобных диссипативных плазмон-поляритонных импульсов (ДППИ) и возможностей контроля эволюции импульсов как в оптическом, так и в терагерцевом диапазонах. В качестве усиливающей резонансной среды могут быть использованы J-агрегаты красителя, выстроенные вдоль плоскости, в которой расположена металлическая пластина или ориентированные металлические наностержни. Современные технологии позволяют синтезировать ориентированные пучки наностержней длиной от нескольких микрон (ZnO) [16] до наностержней рекордной длины в несколько сантиметров (Pt) [17]. Это делает актуальным исследование процессов эволюции плазмон-поляритонных солитоноподобных импульсов с характерной длиной от сотен нанометров до десятков микрон.

Целью работы является исследование условий распространения солитоноподобного плазмон-экситонного импульса при компенсации его потерь в протяженной металлической среде за счет усиления в расположенной вблизи двухуровневой среде (ДУС) с учетом влияния матрицы, содержащей ДУС. В работе используется гидродинамический подход к описанию эволюции пространственных возмущений плотности электронов в металле.

2. УРАВНЕНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ВОЗМУЩЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Описываем коллективное движение электронов в протяженной металлической среде в рамках гидродинамической модели, см., например, [18]. В этой

модели коллективное движение электронов в произвольной неоднородной системе выражается в терминах электронной плотности $n(\mathbf{r}, t)$ и гидродинамической скорости $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$, которая в предположении безвихревого движения записывается в виде градиента потенциала скорости $\psi(\mathbf{r}, t)$ как $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = -\nabla\psi(\mathbf{r}, t)$. Основные гидродинамические уравнения (уравнение неразрывности и уравнение Бернулли) в присутствии внешней силы имеют вид

$$\frac{d}{dt}n_e(\mathbf{r}, t) = \nabla \cdot [\nabla\psi(\mathbf{r}, t) n_e(\mathbf{r}, t)], \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt}\psi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \nabla\psi(\mathbf{r}, t) \cdot \nabla\psi(\mathbf{r}, t) + \frac{\delta T_F(n_e)}{\delta n_e} + U(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где $T_F(n_e)$ — внутренняя кинетическая энергия, которая часто аппроксимируется функционалом Томаса–Ферми

$$T_F(n_e) = \frac{3\hbar^2}{10m} (3\pi^2)^{2/3} [n_e(\mathbf{r}, t)]^{5/3}, \quad (3)$$

$$U(\mathbf{r}, t) = \frac{e}{m} [\nabla^{-1} \cdot \mathbf{E}_e - \phi_e(\mathbf{r}, t)]. \quad (4)$$

Уравнение Пуассона имеет вид

$$\Delta\phi_e(\mathbf{r}, t) = 4\pi e n_e(\mathbf{r}, t), \quad (5)$$

где \mathbf{E}_e — электрическое поле, действующее на электроны в металле, m и e — соответственно масса и заряд электрона, ϕ_e — электронный потенциал. Как правило, смещением ионов можно пренебречь [18].

Нелинейные гидродинамические уравнения (1)–(5) существенно упрощаются при использовании теории возмущений по отношению к малым возмущениям $n_1(\mathbf{r}, t)$ и $\psi_1(\mathbf{r}, t)$:

$$n_e(\mathbf{r}, t) = n_0(\mathbf{r}) + n_1(\mathbf{r}, t) + \dots \quad (6)$$

и

$$\psi(\mathbf{r}, t) = 0 + \psi_1(\mathbf{r}, t) \dots \quad (7)$$

В настоящей работе рассматриваются продольные смещения возмущения зарядовой плотности n_1 , однородные по поперечному сечению металла. Из уравнений (1)–(7) получаем для однородного $n_0(\mathbf{r}) = \text{const}$ линеаризованное уравнение

$$\frac{d^2 n_1}{dt^2} = v_F^2 \Delta n_1 - \gamma_e \frac{dn_1}{dt} - \frac{e^2}{m} n_0 \Delta\phi_e + \nabla \cdot (n_0 \mathbf{F}), \quad (8)$$

где $\mathbf{F} = \mathbf{E}_e/m$, v_F — скорость Ферми [18],

$$v_F^2(\mathbf{r}) = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2)^{2/3} n_0^{5/3}(\mathbf{r}). \quad (9)$$

Потери в металле описываем введением в уравнение (8) феноменологической константы релаксации γ_e .

Для оценки величины слагаемых в правой части уравнения (8) рассмотрим дисперсионное соотношение для продольных плазмонов, распространяющихся в одномерной среде, имеющей вид тонкого цилиндра радиуса r . Без учета внешней силы дисперсионное соотношение имеет вид [19]

$$\omega^2 = \frac{2\pi n_0 e^2}{m \varepsilon_s} \ln\left(\frac{2}{kr}\right) (kr)^2 + v_F^2 k^2, \quad (10)$$

где ω — частота и k является x -компонентой волнового вектора. Отметим, что дисперсионное соотношение (10) было подтверждено экспериментально [20]. Таким образом, для наностержня с радиусом $r \approx 5\text{--}10$ нм первым членом в правой части уравнения (10) можно пренебречь почти для всех k по сравнению с членом, содержащим множитель v_F^2 . Из этого следует, что вклад второго члена в правой части уравнения (8) пренебрежимо мал. Аналогичную оценку можно сделать для тонкой и плоской металлической среды [19]. Можно показать, что в оптическом диапазоне вклад этого второго члена для продольных волн также пренебрежимо мал, однако в микроволновом диапазоне его необходимо учитывать.

В качестве физических сред в работе рассматриваются две системы. Первая состоит из металлической пластины толщины $2r_1$ и примыкающей к ней пластины диэлектрической ДУС толщины l , а вторая — система длинных наностержней радиуса r с осями, параллельными оси x , равномерно окруженных слоем ДУС толщины l . Среднее электрическое поле \mathbf{E}_m , действующее на ДУС, это сумма поля диполей самой ДУС и поля \mathbf{E}_p зарядов с локальной плотностью $n_1(t, \mathbf{r})$. Для оценки \mathbf{E}_p считаем, что n_1 зависит только от продольной координаты x и характерная длина импульса возмущения плотности электронов $n_1(t, x)$ гораздо больше поперечных размеров металлической среды. В этом случае вклад \mathbf{E}_p можно оценить по формуле Гаусса, пренебрегая в нулевом приближении динамическими эффектами, имеющими порядок v_g/c_m , где v_g — групповая скорость ДППИ и c_m — скорость света в металле. Мы не учитываем также излучение движущихся зарядов, считая, что $v_g/c_m \ll 1$, см. ниже. Предполагается, что молекулы ДУС находятся вблизи металлической поверхности в интервале, много меньшем

характерного размера импульсов ДППИ. Электрическое поле возмущения зарядовой плотности, имеющей вид длинного цилиндра с радиусом $r \sim l$ и плотностью заряда на единицу длины $4\pi r^2 n_1(t, x)$, на расстоянии $l/2$ от границы этого цилиндра и направленное по оси x имеет вид $E_p = -en_1(t, x)r_{eff}$ (в системе единиц СИ), где

$$r_{eff} = 2r^2/\varepsilon_0(l/2 + r)$$

— эффективное расстояние. Аналогично, в случае металлической плоскости толщиной $2r_1$ находим электрическое поле возмущенной плотности зарядов в виде $E_p = -en_1(t, x)r_{eff}$, где $r_{eff} = r_1/\varepsilon_0$. Краевые эффекты здесь не учитываем. Направление дипольного момента ДУС может быть фиксировано внутренними полями, как, например, в случае J-агрегатов цианиновых красителей.

3. ДВУХУРОВНЕВАЯ СРЕДА С ОДНОФОТОННЫМ ПЕРЕХОДОМ

В том случае, если система, включающая усиливающую ДУС и металлические наночастицы, помещена в матрицу, необходимо, в общем случае, учитывать вклад диэлектрической проницаемости композита, включающего эту матрицу, ДУС и наночастицы [21]. Например, молекулы красителя для предотвращения тушения помещаются в кремнезем или в полимерные среды. Действительная часть диэлектрической проницаемости матрицы $\varepsilon_1 = \varepsilon' + i\varepsilon''$ может быть порядка десяти, а мнимая — порядка единицы и более. Например, в качестве матрицы могут применяться эпоксидные смолы, для которых ε' может быть больше десяти в оптическом диапазоне. Величины ε' и ε'' для композитной среды, включающей эпоксидные смолы и металлические наночастицы, имеют специфические зависимости от частоты и температуры. В работе [21] приведены экспериментальные данные, относящиеся к такой композитной среде, из которых следует, что в зависимости от температуры и частоты величины ε' и ε'' изменяются от значений порядка 0.1 до десятков. Учет поляризуемости композиционной среды, включающей матрицу, ДУС и металлические стержни, необходим для полноты описания взаимодействия ее с электромагнитным полем, выявления новых физических эффектов.

В настоящей работе матрица, содержащая ДУС, рассматривается как однородная среда, отделенная от металла нанослоем диэлектрика. При этом не рассматривается влияние металла на диэлектриче-

скую проницаемость композитной среды. Для гауссовых единиц вклад локального поля Лоренца в макроскопическое локальное поле \mathbf{E}_L имеет вид $\mathbf{E}_L = \mathbf{E} + (4\pi/3)\mathbf{P}_0$, где \mathbf{E} — вектор макроскопического поля Максвелла и $\mathbf{P}_0 = \alpha N_0 \mathbf{E}_L$ — вектор макроскопической поляризации матрицы. Здесь α — поляризуемость матрицы и N_0 — ее плотность. Используя соотношение

$$\frac{4\pi}{3}\alpha N_0 = \frac{\varepsilon_1 - 1}{\varepsilon_1 + 2},$$

где $\sqrt{\varepsilon_1}$ — коэффициент преломления матрицы, находим известное соотношение

$$\mathbf{E}_L = \frac{\varepsilon_1 + 2}{3}\mathbf{E}. \quad (11)$$

Уравнения Максвелла для линейно поляризованного электромагнитного поля, распространяющегося в одномерной среде с имплантированными ДУС, имеет вид

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} - \frac{1}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} \right] \mathbf{E} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{P}. \quad (12)$$

С учетом вклада резонансных атомов в поляризуемость среды, как и выше, находим общую поляризуемость среды:

$$\mathbf{P} = \frac{\varepsilon_1 - 1}{4\pi} \mathbf{E} + \frac{\varepsilon_1 + 2}{3} \mathbf{P}_1. \quad (13)$$

Здесь $\mathbf{P}_1 = N_1 \mathbf{p}_1$, N_1 — плотность двухуровневой среды, \mathbf{p}_1 — поляризуемость двухуровневой молекулы, которая дается выражением $\mathbf{p}_1 = \text{Tr} \hat{\rho} \hat{d}$, где $\hat{\rho}$ — матрица плотности ДУС и \hat{d} — матрица дипольного момента, \mathbf{p}_1 является вектором, состоящим из вектора дипольного перехода

$$-e(\psi_1 \psi_2^* \langle 1 | \mathbf{r} | 2 \rangle + \psi_1^* \psi_2 \langle 2 | \mathbf{r} | 1 \rangle)$$

и постоянного дипольного момента

$$-e(|\psi_1|^2 \langle 1 | \mathbf{r} | 1 \rangle + |\psi_2|^2 \langle 2 | \mathbf{r} | 2 \rangle),$$

где $\psi_{1,2}$ — волновые функции соответствующих уровней.

Константа волнового распространения в матрице $k = \sqrt{\varepsilon_1} \omega / c$ состоит из действительной $k_r = n_r \omega / c$ и мнимой $ik_i = in_i \omega / c$ частей, где $\sqrt{\varepsilon_1} = n_r + in_i$. В рамках приближения вращающейся волны представим электромагнитное поле \mathbf{E} в виде

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} (\mathcal{E} \exp(ik_r z - i\omega t) + \text{c.c.}).$$

Как отмечено выше, современные технологии позволяют синтезировать наностержни с длиной, много

большой $2\pi/k_r$ в оптическом и тем более в микроволновом диапазонах, что оправдывает применение этого приближения.

Уравнения Блоха для элементов матрицы плотности ρ_{ij} ДУС приводятся к уравнениям для функций

$$W = \langle \rho_{22} - \rho_{11} \rangle, \quad R_{21} = \langle \rho_{21} \exp(i(\omega t - \mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r})) \rangle.$$

Угловые скобки означают усреднение по пространственному объему (куб со стороной равной длине волны $\lambda = 2\pi/k$). Медленная огибающая для \mathbf{P}_1 в среде без постоянного дипольного момента имеет вид $\mathbf{P}_1 = \mathbf{d}_{21} N_1 R_{21}$, где $\mathbf{d}_{21} = -e \langle 2 | \mathbf{r} | 1 \rangle$. Используя это выражение, в рамках стандартного приближения медленных огибающих находим из (12) уравнение для частоты Раби:

$$\left[\frac{d}{dx} + \frac{n_r}{c} \frac{d}{dt} + \frac{\omega n_i}{c} \right] \Omega = \frac{2\pi i |\mathbf{d}_{21}|^2 \omega N_1 (\varepsilon_b + 2)^2}{9n_r c \hbar} R_{21}, \quad (14)$$

где $\Omega = (\mathbf{d}_{21} \cdot \mathcal{E})g/\hbar$, $g = (\varepsilon_1 + 2)/3$.

Перейдем к переменным $x \rightarrow x$, $t \rightarrow \tau = t - n_r x/c$. Для тонкой ДУС с толщиной l , пренебрегая в ней потерями, находим стационарное решение:

$$\Omega(x) = \Omega(0) + 2i g^2 \gamma_0 R_{21}, \quad (15)$$

где $\gamma_0 = \pi N_1 l \omega |\mathbf{d}_{12}|^2 / n_r c \hbar$.

В общем случае ε_1 является комплексной величиной и дисперсионные характеристики матрицы приводят к смещению частоты и констант релаксации ДУС в уравнениях для матрицы плотности. Уравнения Блоха для двухуровневой среды, имплантированной в матрицу с линейной поляризацией, имеют вид

$$\partial_\tau R_{21} = (i\nu_1 - \gamma_\perp + g^2 \gamma_0 W) R_{21} - \frac{i}{2} \Omega_{eff} W, \quad (16)$$

$$\partial_\tau W = -i [\Omega_{eff}^* R_{21} - \Omega_{eff} R_{21}^*] - \gamma_\parallel (W - W_1) - 2(g^{*2} + g^2) \gamma_0 |R_{21}|^2, \quad (17)$$

где

$$\gamma_0 = \frac{\pi l \omega N_2 |d_{21}|^2}{n_r c \hbar}, \quad \nu_1 = \omega - \omega_{12},$$

ω_{12} — частота перехода ДУС, $W_1 = W_0 + P_0$, W_0 — начальная разность заселенностей. Для двухуровневой среды $W_0 = -1$. Известно, что трехуровневая модель красителя с внешним полем, резонансным

смежному переходу, может быть сведена к эффективной двухуровневой среде [22], где $\gamma_{\parallel} P_0$ — скорость накачки верхнего уровня ДУС. Перенормированная амплитуда поля $\Omega_{eff} = \Omega(0) + \Omega_p$, где $\Omega_p = (\mathbf{d}_{21} \cdot \mathbf{E}_p) g / \hbar$ и \mathbf{E}_p — медленная огибающая электрического поля, создаваемого возмущенной электронной плотностью:

$$\mathbf{E}_p = \frac{1}{2} (\mathbf{E}_p \exp(ik_r z - i\omega t) + \text{c.c.}).$$

Здесь $\mathbf{d}_{21} \cdot \mathbf{E}_p \neq 0$, т.е. в геометрии, в которой металл находится в плоскости xy , считаем, что \mathbf{d}_{21} имеет ненулевую z -компоненту.

Стационарное решение системы (16), (17) имеет вид

$$R_{21} = \sqrt{\frac{\gamma_{\parallel}}{\gamma_{\perp}}} \frac{\Omega_0 W [\nu_0 + b_0 W - i(1 - a_0 W)]}{2 [(\nu_0 + b_0 W)^2 + (1 - a_0 W)^2]}, \quad (18)$$

$$W \left\{ \frac{|\Omega_0|^2}{(\nu_0 + b_0 W)^2 + (1 - a_0 W)^2} + 1 \right\} = W_1, \quad (19)$$

где введены безразмерные величины:

$$a_0 = \frac{\gamma_0 \operatorname{Re} g^2}{\gamma_{\perp}}, \quad b_0 = \frac{\gamma_0 \operatorname{Im} g^2}{\gamma_{\perp}},$$

$$\nu_0 = \frac{\nu}{\gamma_{\perp}}, \quad \Omega_0 = \Omega_{eff} (\gamma_{\perp} \gamma_{\parallel})^{-1/2}.$$

Рассмотрим случай, когда x -компонента вектора $\mathbf{k}_r = (k_x, 0, k_z)$ отлична от нуля. Металлическая среда имеет форму тонкой пластины, расположенной в плоскости $z = 0$. Считаем, что дипольный момент \mathbf{d}_{12} перехода ДУС имеет ненулевую проекцию на ось x : $\mathbf{d}_{12} = (d_x, 0, d_z)$. В приближении медленных огибающих для волны

$$n_1 = \tilde{n} \exp(ik_x x - i\omega t) + \text{c.c.}$$

из уравнения (8) получаем

$$(\omega_p^2 - \omega^2 + v_F^2 k_x^2) \tilde{n} - 2i \left(\omega \frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} + k_x v_F^2 \frac{\partial \tilde{n}}{\partial x} \right) =$$

$$= v_F^2 \frac{\partial^2 \tilde{n}}{\partial y^2} + i\omega \gamma_e \tilde{n} - \gamma_e \frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} + \frac{e n_0}{m} \frac{\partial \mathcal{P}_x}{\partial x}. \quad (20)$$

Здесь ω_p — собственная плазменная частота, отвечающая продольным плазмонным колебаниям для одномерной или двумерной среды.

Для простоты полагаем $\varepsilon_1 = 1$ и не учитываем вклад самодействия ДУС ($a_0 = b_0 = 0$). Используем

разложение по степеням Ω_0 , отбрасывая члены со степенями выше третьей. В итоге получаем из (20)

$$(v_F^2 k_x^2 + \omega_p^2 - \omega^2) \Omega_0 - 2i \left(\omega \frac{\partial \Omega_0}{\partial t} + k_x v_F^2 \frac{\partial \Omega_0}{\partial x} \right) =$$

$$= v_F^2 \frac{\partial^2 \Omega_0}{\partial y^2} + i\omega \gamma_e \Omega_0 - iB(\nu_0 - i) \Omega_0 (1 - |\Omega_0|^2), \quad (21)$$

где

$$B = \frac{k_x d_x \hbar N_1 n_0 \gamma_{\parallel} W_1}{8\pi r_{eff} m (\nu_0^2 + 1)}. \quad (22)$$

Условие компенсации потерь в линейном режиме имеет вид

$$\gamma_e \omega = B \nu_0. \quad (23)$$

Это условие показывает, что, подбирая расстройку ν_0 (для $\nu_0 \ll 1$) и (или) плотность ДУС, нетрудно добиться компенсации линейных потерь плазмона. Оценки, выполненные для металлической пластины толщины приблизительно 5 нм, $\omega \sim 10^{15}$, $\gamma_e \sim 10^{13}$, $\gamma_{\parallel} \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $d_x, d_z \sim 1 \text{ Д}$, $\nu_0 \sim 0.1$, $W_1 \sim 1$, показывают, что условие (23) выполняется для плотности ДУС $N_1 \sim 10^{17} \text{ м}^{-3}$ в окрестности пластины.

При условии (23) и $\nu_0 \ll 1$ уравнение (21) приводится к нелинейному уравнению Шредингера:

$$-i \frac{\partial \Omega_0}{\partial \tau} = \frac{d^2 \Omega_0}{d\eta^2} - A_0 \Omega_0 + B_0 |\Omega_0|^2 \Omega_0, \quad (24)$$

где

$$A_0 = \frac{v_F^2 k_x^2 + \omega_p^2 + B - \omega^2}{2\omega^2}, \quad B_0 = \frac{B}{2\omega^2},$$

$$\tau = \omega t + \frac{x\omega^2}{v_F^2 k_x}, \quad \eta = \frac{y\sqrt{2}\omega}{v_F}.$$

Уравнение (24) имеет «робастные» солитонные решения [23], отвечающие в данном случае распространению ДППИ в виде уединенной волны с компенсированными накачкой ДУС ($W_1 > 0$) потерями. Линейная поляризуемость матрицы $|g| > 1$ приводит к усилению влияния поля зарядов на ДУС, к росту поляризации ДУС и усилению нелинейных эффектов, в том числе к самодействию ДУС. Известно, что в случае поглощающей среды ($P_0 = 0$), при $\varepsilon_1 = 1$ и $a_0 > 8$ возникает оптическая бистабильность (ОБ) в зависимости W от Ω_0 . Дисперсия матрицы может приводить к существенной модификации оптической бистабильности для композитной среды, например, к изменению зависимости R_{21} от Ω_0 . Численный анализ системы (18), (19) показал,

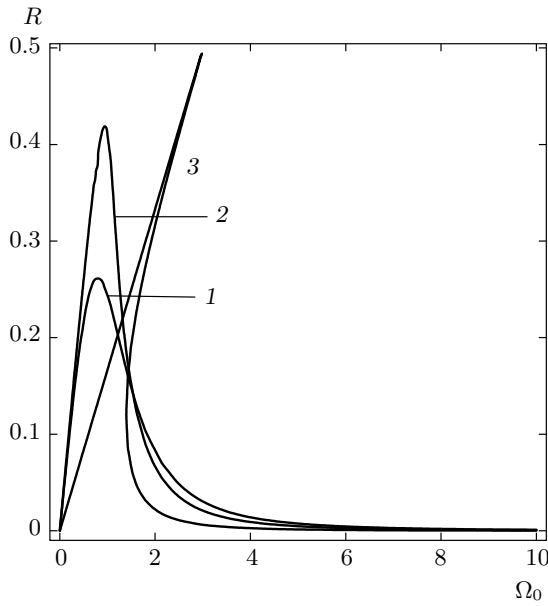


Рис. 1. Графики зависимости $R = \text{Re} R_{21}$ от Ω_0 , $a_0 = 1, b = 0, \epsilon_1 = 1$ (1), 3 (2), 16 (3)

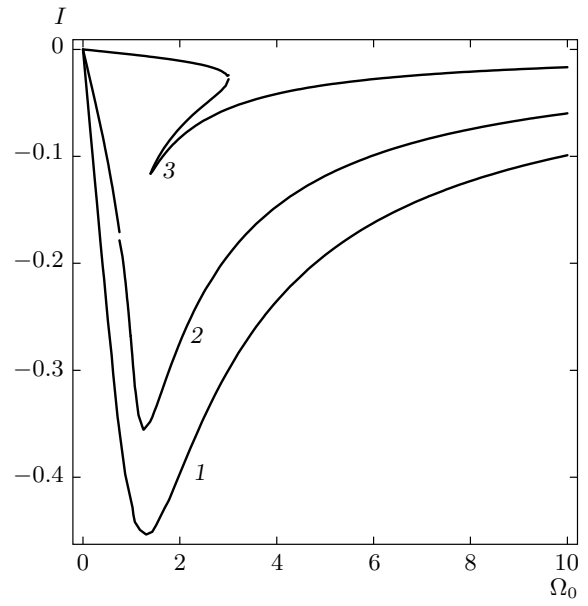


Рис. 2. Графики зависимости $I = \text{Im} R_{21}$ от Ω_0 , $a_0 = 1, b = 0, \epsilon_1 = 1$ (1), 3 (2), 16 (3)

что с ростом диэлектрической проницаемости матрицы существенно упрощаются условия реализации оптической бистабильности для $R_{21}(\Omega_0)$, см. рис. 1 и 2, на которых показаны зависимости действительной и мнимой частей $R_{21}(\Omega_0)$ для разных значений диэлектрической проницаемости матрицы, отвечающих вакууму, кремнезему (SiO_2) и эпоксидной смоле.

Линейная поляризуемость матрицы приводит к модификации разложения R_{21} в ряд по степеням Ω_0 по сравнению с вакуумом. Так, коэффициент перед $|\Omega_0|^2 \Omega_0$ для SiO_2 -матрицы примерно в шесть раз больше, чем в случае вакуума. В области скачкообразного изменения в случае бистабильной зависимости R_{21} от Ω_0 (кривые 3 на рис. 1 и 2) возможно переключение режимов распространения солитонов ДППИ. Поскольку для ряда эпоксидных смол имеется сильная зависимость ϵ_1 от температуры [21], из полученных выше результатов следует, что возможен температурный механизм контроля распространения ДППИ.

3.1. Двухфотонный переход

Контроль ДППИ может осуществляться внешним полем в трехуровневой среде, в которой электромагнитное поле резонансно одному из переходов, а несущая частота ДППИ близка к частоте смежного перехода. Если общий для этих переходов уровень

(или уровни) виртуален, то модель трех- и более уровневой среды приводится к модели двухуровневой среды с двухфотонным переходом [24]. Особый интерес представляет контроль ДППИ с характерным обратным временным масштабом, лежащим в терагерцевом диапазоне. В этом случае приближение медленной огибающей для поля, как правило, не применимо.

В этом разделе рассматривается двухфотонное взаимодействие с дипольно-запрещенным переходом. Двухфотонный переход между уровнями 1 и 2 с разностью энергии $\hbar\omega_{21}$ осуществляется внешним квазимонохроматическим электромагнитным полем

$$\mathbf{E}_2 = \frac{1}{2}(\mathcal{E}_2 \exp(i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - i\omega_2 t) + \text{c.c.})$$

и электрическим полем, создаваемым возмущением плотности электронов n_1 . Считаем, что $\omega_{21} > \omega_2$. Для поля \mathbf{E}_p не используем приближение медленных огибающих, т. е. характерное время изменения импульса ДППИ сравнимо с периодом осцилляций $2\pi/(\omega_{21} - \omega_2)$.

Гамильтониан двухфотонного взаимодействия с двухуровневой средой аналогичен случаю однофотонного взаимодействия с учетом ряда замен, в частности, замены оператора дипольного момента на $\hat{\kappa}\mathbf{E}_2$, где $\hat{\kappa}$ — тензор рассеяния и \mathbf{E}_2 — внешнее поле накачки, см., например, в [24]. Вектор поляризации ДУС (неоднородное уширение здесь не учиты-

ваем) имеет вид: $\mathbf{P}_2 = N_2 \text{Tr}\{\hat{\rho}\hat{\kappa}\mathbf{E}_2\}$, где N_2 — плотность ДУС с двухфотонным переходом. Внутри наностержня считаем поле \mathbf{E}_2 константой. Эволюция внешнего поля \mathbf{E}_2 в среде, содержащей ДУС, подчиняется уравнению Максвелла

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} - \frac{1}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} \right] \mathbf{E}_2 = \frac{4\pi}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} \mathbf{P}^{(2)}, \quad (25)$$

где

$$\mathbf{P}^{(2)} = \frac{\varepsilon_1 - 1}{4\pi} \mathbf{E}_2 + \frac{\varepsilon_1 + 2}{3} \mathbf{P}_2. \quad (26)$$

Решение уравнения (25) для огибающей \mathcal{E}_2 , как и в случае однофотонного перехода, ищем для тонкой ДУС толщиной l . Записав

$$R_{21}^{(2)} = \langle \rho_{21} \exp(i(k_2x - \omega_2t)) \rangle,$$

аналогично рассмотренному выше случаю однофотонного перехода приводим уравнения Максвелла–Блоха к виду

$$\mathcal{E}_2(x, t) = \mathcal{E}_2(0) + i \frac{2\pi l \omega g N_2 \kappa}{c n_r} E_p^* R_{21}^{(2)}, \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \partial_\tau R_{21}^{(2)} = & \left[i\nu_2(t, x) - \gamma_\perp + g^2 \gamma_0 W^{(2)} |E_p|^2 \right] R_{21}^{(2)} - \\ & - \frac{i}{2} \Omega_0^{(2)} W^{(2)}, \quad (28) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \partial_\tau W^{(2)} = & -i \left[\Omega^{(2)*} R_{21}^{(2)} - \Omega^{(2)} R_{21}^{(2)*} \right] - \\ & - \gamma_\parallel (W^{(2)} - W_1^{(2)}) - 2(g^{*2} + g^2) \gamma_0 |R_{21}^{(2)} E_p|^2, \quad (29) \end{aligned}$$

где

$$\gamma_0^{(2)} = \frac{\pi l \omega N_2 |\kappa_{21}|^2}{n_r c \hbar},$$

$$\tilde{\nu}_2(t, x) = \nu_2 + \kappa_1 |\mathcal{E}_2(t, x)|^2 + \kappa_2 |\mathcal{E}_p(t, x)|^2,$$

$$\nu_2 = \omega_2 - \omega_{12}.$$

В скалярном случае $\Omega^{(2)} = g\kappa\mathcal{E}_2(0)E_p/\hbar$, где $\kappa_{1,2}, \kappa$ — константы связи для двухфотонного перехода (см., например, [24]), E_p — проекция электрического поля возмущения электронной плотности на направление вектора \mathbf{P}_2 . Величины $R_{21}^{(2)}, W^{(2)}, W_1^{(2)}, \gamma_{\perp, \parallel}^{(2)}$ для двухуровневой среды с двухфотонным переходом имеют тот же смысл, что и $R_{21}, W, W_1, \gamma_{\perp, \parallel}$ для среды с однофотонным переходом, рассмотренным выше.

Далее для упрощения нелинейный сдвиг частоты полагаем пренебрежимо малым по сравнению с ν_2 . Считаем, что $\text{Im}\kappa\mathcal{E}_2 = 0, \text{Re}\kappa\mathcal{E}_2W_1 > 0$ и что

временной масштаб изменения ДППИ много больше времен релаксации ДУС. Поле $E_p = -en_1 r_{eff}$ определяется возмущением электронной плотности n_1 , которая описывается уравнением (8) с учетом замены поляризации резонансной среды $\mathbf{P}_1 \rightarrow \mathbf{P}_2$. В стационарном пределе находим из (8) уравнение

$$\frac{d^2 D}{dT^2} = \frac{d^2 D}{dX^2} - \frac{dD}{dT} - f_0 \frac{d}{dX} \text{Re} P_2. \quad (30)$$

Здесь

$$\text{Re} P_2 = N_2 \kappa \mathcal{E}_2 \text{Re} R_{21}^{(2)}$$

и введены безразмерные величины $D(t, x) = n_1(t, x)/N_2, T = \gamma_e t, X = \gamma_e x/v_F,$

$$f_0(\mathcal{E}_2) = \frac{4\pi e n_0 g \kappa_{12} \mathcal{E}_2 W_1}{m \gamma_e v_F}. \quad (31)$$

Стационарное решение уравнений Блоха (28) и (29) имеет вид

$$\begin{aligned} R_{21}^{(2)} = & \sqrt{\frac{\gamma_\parallel}{\gamma_\perp}} \times \\ & \times \frac{\Omega_0^{(2)} W^{(2)} [\tilde{\nu}_0 + b_0 W^{(2)} - i(1 - a_0 W^{(2)})]}{2 [(\tilde{\nu}_0 + b_0 W^{(2)})^2 + (1 - a_0 W^{(2)})^2]}, \quad (32) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} W^{(2)} = & \left\{ \frac{|\Omega_0^{(2)}|^2}{(\tilde{\nu}_0 + b_0 W^{(2)})^2 + (1 - a_0 W^{(2)})^2} + 1 \right\} = \\ & = W_1, \quad (33) \end{aligned}$$

где

$$\Omega_0^{(2)}(z, t) = \frac{\kappa_{12} \mathcal{E}_2(0) E_p(z, t) g}{\hbar \sqrt{\gamma_\perp \gamma_\parallel}}, \quad \tilde{\nu}_0(z, t) = \frac{\nu_2}{\gamma_\perp}.$$

Контроль за усилением плазмон-поляритонного импульса в среде может осуществляться с помощью внешнего поля $E_2(0)$, поскольку граничное значение амплитуды этого поля $\mathcal{E}_2(0)$ входит в выражения для $R_{21}(\Omega_0^{(2)})$. Уравнение (30) решалось численно с учетом решения (32) и (33) и для следующих значений констант: $\gamma_e \approx 10^{-13} \text{ с}^{-1}, \kappa_{12} \mathcal{E}_2 \approx 10^{-20} \text{ ГГСЭ}$. Для $4\pi e^2 n_0/m \approx 10^{30} \text{ с}^{-1}$ находим $f_0 \approx 1$. Поскольку представляет интерес усиление слабого импульса, начальное возмущение зарядовой плотности было выбрано в виде импульса с малой амплитудой. Начальный импульс представим в виде диполя, направленного по оси x : $D(X, 0) = 0.01 \sin X \text{sch} X$. Начальная стадия усиления этого импульса показана на рис. 3. На рис. 4 показана форма усиленного импульса в момент времени $T = 10$ для разных

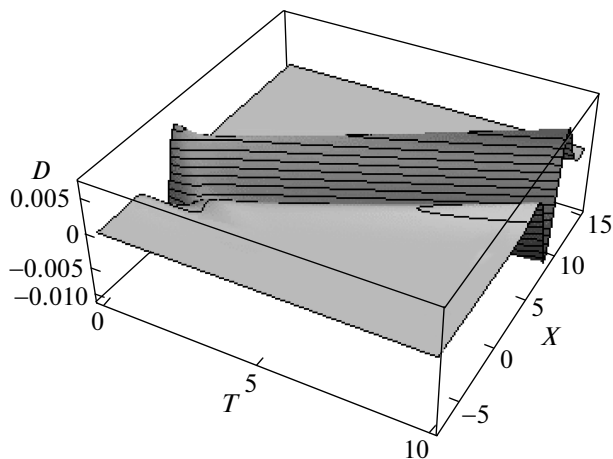


Рис. 3. Зависимость D от X и T . Усиление импульса ДППИ для $s = 1.5$

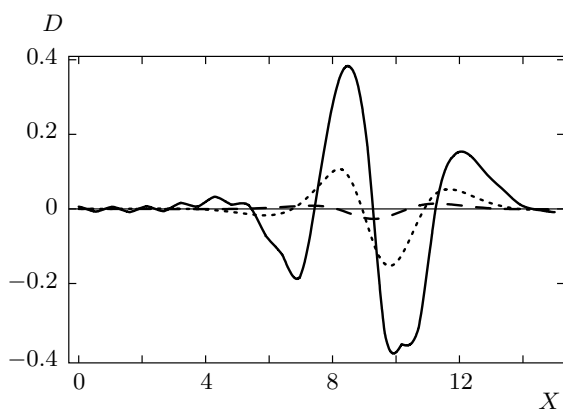


Рис. 4. Форма усиленного импульса ДППИ в момент времени $T = 10$ для $s = 1.5$ (штриховая линия), 2 (пунктирная линия), 2.5 (сплошная линия)

значений нормированной амплитуды $s = \mathcal{E}_2/\mathcal{E}_0$, где $f_0(\mathcal{E}_0) = 1$. Численный анализ показал, что амплитуда осциллирующего импульса $D(T, X)$ растет с ростом T и величины амплитуды поля \mathcal{E}_2 . При $s < s_t \approx 1.26$ происходит затухание импульса $D(T, X)$. Отличие порогового значения s_t от единицы связано с насыщением нелинейности.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовалось распространение плазмон-поляритонных солитоноподобных импульсов в протяженных металлических средах в условиях компенсации потерь в усиливающей ДУС. Проде-

монстрировано, что продольные солитоноподобные ДППИ могут распространяться в тонкой протяженной системе, включающей металл и усиливающую среду на расстояния, во много раз превышающие характерные размеры импульсов. Компенсация потерь возникает для волны, распространяющейся с почти постоянной скоростью, в результате нелинейной связи между плазмонными колебаниями в металле и экситонами в резонансной усиливающей ДУС. В качестве усиливающей среды могут быть использованы красители, квантовые точки и другие среды. В композитной среде, включающей полимерную матрицу, возможны новые механизмы контроля эволюции ДППИ. В случае двухфотонного перехода ДУС из полученных результатов следует, что контроль за эволюцией ДППИ может осуществляться изменением амплитуды и фазы поля накачки $\mathcal{E}_2(0)$. Представляет практический интерес рассмотреть более сложную композитную среду с учетом взаимного влияния металлической среды, усиливающей среды и матрицы. В работе рассматривалась упрощенная модель потерь в металле, которые моделировались константой γ_e затухания колебаний возмущения электронной плотности, возникающего на фоне равновесного состояния. Более реалистичный подход, учитывающий рассеяние электронов вблизи поверхности, тепловые эффекты и пр. требует дальнейшего исследования.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта НШ-4339.2010.2 и междисциплинарного интеграционного проекта СО РАН № 17.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Маймистов, КЭ **40**, 745 (2010).
2. А. А. Zabolotskii, Europ. Phys. J. Special Topics **173**, 193 (2009).
3. S. Palomba and L. Novotny, Phys. Rev. Lett. **101**, 056802 (2008).
4. E. Feigenbaum and M. Orenstein, Opt. Lett. **32**, 674 (2007).
5. I. R. Gabitov, A. O. Korotkevich, A. I. Maimistov, and J. B. McMahon, Lect. Notes Phys. **751**, 337 (2008).
6. А. А. Заболотский, Письма в ЖЭТФ **91**, 551 (2010).
7. А. А. Заболотский, ЖЭТФ **139**, 738 (2011).

8. A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, and A. A. Maradudin, *Phys. Rep.* **408**, 131 (2005).
9. E. Ozbay, *Science* **311**, 189 (2006).
10. S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, Springer, New York (2007).
11. K. Y. Bliokh, Y. P. Bliokh, V. Freilikher, S. Savel'ev, and F. Nori, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 1201 (2008).
12. I. R. Gabitov, B. Kennedy, and A. I. Maimistov, *IEEE J. Select. Topics Quant. Electron.* **16**, 401 (2010).
13. R. H. Ritchie, *Phys. Rev.* **106**, 874 (1957).
14. N. I. Cade, T. Ritman-Meer, and D. Richards, *Phys. Rev. B* **79**, 241404(R) (2009).
15. K. Y. Bliokh, Y. P. Bliokh, and A. Ferrando, *Phys. Rev. A* **79**, 041803 (R) (2009).
16. Z. J. Gu, M. P. Paranthaman, J. Xu, and Z. W. Pan, *ACS Nano* **3**, 273 (2009).
17. J. Shui and J. C. M. Li, *Nano Lett.* **9**, 1307 (2009).
18. S. Lundqvist, *Theory of the Inhomogeneous Electron Gas*, ed. by S. Lundqvist and N. H. March, Plenum, New York (1983), p. 149.
19. S. Das Sarma and E. H. Hwang, *Phys. Rev. B* **54**, 1936 (1996).
20. A. R. Goni, A. Pinczuk, J. S. Weiner et al., *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3298 (1991).
21. L. Ramajo, M. S. Castro, and M. M. Reboledo, *J. Mater. Sci* **45**, 106 (2010).
22. О. Звелто, *Физика лазеров*, Мир, Москва (1990).
23. В. В. Захаров, А. Б. Шабат, *ЖЭТФ* **61**, 118 (1971).
24. С. А. Ахманов, Н. И. Коротеев, *Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света*, Наука, Москва (1981).