Письма в ЖЭТФ, том 33, вып. 4, стр. 196 – 199 20 февраля 1981 г.

САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ

В.М.Агранович, В.И.Рупасов, В.Я. Черняк

Предсказана возможность самоиндуцированной прозрачности (СИП) поверхностных поляритонов в условиях резонанса с колебаниями в переходном слое. Найдена форма поверхностного солитона (поверхностного "2π"-импульса), и изучена зависимость его длительности от диэлектрических проницаемостей контактирующих сред и характеристик слоя. Слой описывается в рамках модели двумерного газа двухуровневых систем.

Предсказанная в [1] СИП в газовых и конденсированных средах в настоящее время (см., например, [2] и цитированную там литературу) изучена достаточно полно. Ранее, однако, не обсуждалась возможность СИП для поверхностных электромагнитных волн. В связи с развитием исследований по спектроскопии поверхности, эта возможность также представляется интересной и актуальной.

В данной работе мы сообщаем о первых результатах теории СИП для поверхностных поляритонов. Допустим, что на границе раздела ($z = 0$) изотропных сред I ($z > 0$, $\epsilon = \epsilon_1$) и II ($z < 0$, $\epsilon = \epsilon_2$) имеется тонкий переходной слой с изотропной в плоскости $z = 0$ поляризацией $\mathbf{P}(x, t)\delta(z)$. При учете поверхностного тока граничные условия при $z = 0$ для компонент поля в H-волне, распространяющейся вдоль оси x (при этом $\mathbf{H} = (0, H, 0)$, $\mathbf{E} = (E_x, 0, E_z)$) имеют вид

$$H^{(1)} - H^{(2)} = -\frac{4\pi}{c}\frac{\partial P_x}{\partial t}, \qquad E_x^{(1)} - E_x^{(2)} = 0. \tag{1}$$

Волновое уравнение для H после перехода к фурье-компонентам по x и t, т. е. уравнение

$$\left(-\epsilon_i\frac{\omega^2}{c^2} + k^2\right)H(k, \omega, z) - \frac{d^2H(k, \omega, z)}{dz^2} = 0,$$

где $\epsilon_i = \epsilon_1$ при $z > 0$ и $\epsilon_i = \epsilon_2$ при $z < 0$, имеет следующее решение, убывающее при $z \to \pm\infty$:

$$H(k, \omega, z) = \begin{cases} H^{(1)}(k, \omega)e^{-\kappa_1 z}, & z > 0, \quad \kappa_1 = \left(k^2 - \epsilon_1\dfrac{\omega^2}{c^2}\right)^{1/2} \\ H^{(2)}(k, \omega)\,e^{\kappa_2 z}, & z < 0, \quad \kappa_2 = \left(k^2 - \epsilon_2\dfrac{\omega^2}{c^2}\right)^{1/2} \end{cases} . \tag{2}$$

Из уравнения Максвелла $\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = \dfrac{1}{c}\dfrac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ при $z \to \pm 0$ следует, что

$$-i\frac{\omega}{c}\epsilon_1 E_x^{(1)}(k,\omega) = \kappa_1 H^{(1)}(k,\omega)$$

$$-i\frac{\omega}{c}\epsilon_2 E_x^{(2)}(k,\omega) = -\kappa_2 H^{(2)}(k,\omega) \qquad (2а)$$

так что, если учесть (1) и положить $E_x^{(1)}(k,\omega) = E_x^{(2)}(k,\omega) \equiv E_x(k,\omega)$

$$\left(\frac{\epsilon_1}{\kappa_1} + \frac{\epsilon_2}{\kappa_2}\right)E_x(k,\omega) = -4\pi P_x(k,\omega) \qquad (3а)$$

или, в координатном представлении:

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega\, dk}{(2\pi)^2}f(k,\omega)\,E_x(k,\omega)\,e^{i(kx-\omega t)} = -4\pi P_x(x,t), \qquad (3б)$$

где
$$f(k,\omega) \equiv \left(\frac{\epsilon_1}{\kappa_1} + \frac{\epsilon_2}{\kappa_2}\right).$$

Полученное на основе уравнений Максвелла соотношение (3а, б) устанавливает связь между граничным значением напряженности электрического поля и поляризацией переходного слоя и является справедливым при любом линейном или нелинейном материальном соотношении между ними.

Нас будут интересовать решения уравнения (3б) в виде импульса

$$E_x(x,t) = e(x,t)\exp[\,i\,(Qx - \Omega t)\,], \qquad (4)$$

удовлетворяющего условию "медленности" $\left|\dfrac{\partial e}{\partial x}\right| << Qe$, $\left|\dfrac{\partial e}{\partial t}\right| << \Omega e$.

Предполагая, что на спектральной ширине импульса функция $f(k,\omega)$ изменяется слабо, в дальнейшем при вычислении левой части (3б) воспользуемся разложением

$$f(k,\omega) = f(Q,\Omega) + \left.\frac{\partial f}{\partial \omega}\right|_{\substack{\omega=\Omega\\ k=Q}}(\omega-\Omega) + \left.\frac{\partial f}{\partial k}\right|_{\substack{\omega=\Omega\\ k=Q}}(k-Q). \qquad (5)$$

Будем, кроме того, считать, что длительность импульса мала по сравнению с временем релаксации двухуровневых молекул в переходном слое и, ради простоты, будем считать, что частота Ω точно совпадает с частотой перехода в двухуровневых системах. В этом случае, как известно [1, 2]

$$P_x(x,\ t) = ip(x,\ t)\exp[\,i\,(Qx - \Omega t)]$$
$$p(x,\ t) = \frac{1}{2}\,dn_0\sin\Psi(x,\ t), \tag{6}$$

где d — дипольный момент перехода, n_0 — плотность двухуровневых молекул в переходном слое, $\Psi \equiv d\int\limits_{-\infty}^{t} e(x,\ t')\,dt'$. Подставляя (5) и (6) в (3б) и разделяя вещественную и мнимую части, а получаем два уравнения:

$$f(Q,\ \Omega) = 0,\quad \frac{\partial e}{\partial t} + v_{\text{гр}}\frac{\partial e}{\partial x} = -4\pi\left(\frac{\partial f}{\partial \omega}\right)^{-1}_{\substack{\omega=\Omega\\ k=Q}} p(x,\ t), \tag{7}$$

где $v_{\text{гр}} = d\Omega/dQ$. Первое из уравнений (7) определяет зависимость $\Omega = \Omega(Q)$ для несущей частоты в (4) и совпадает с таковой (см. (3б)) для поверхностного поляритона при неучете переходного слоя. Второе из уравнений (7) для стационарных импульсов, т. е. с $e(x,\ t) = e(\tau)$, $\tau = t - x/u$, u — скорость импульса, принимает вид

$$\frac{d^2\Psi}{d\tau^2} = \frac{1}{\tau_p^2}\sin\Psi, \tag{8}$$

где

$$\frac{1}{\tau_p^2} = \frac{2\pi d^2 n_0}{\dfrac{v_{\text{гр}}}{u} - 1}\left(\frac{\partial f}{\partial \omega}\right)^{-1}_{\substack{\omega=\Omega\\ k=Q}}. \tag{9}$$

Производная $\left(\dfrac{\partial t}{\partial \omega}\right)_{\substack{\omega=\Omega\\ k=Q}} > 0$ в области существования поверхностного поляритона (см., например [3]), и из (9) следует неравенство $u < v_{\text{гр}}$. Решение уравнения (8), отвечающее солитону (см. [1]), $e(\tau) = \dfrac{2}{d\tau_p}\,\mathrm{ch}^{-1}(\tau/\tau_p)$, так что поле в плоскости $z = 0$ (см. (4)) оказывается полностью определенным. Соотношения (2а), (2), а также аналогичное (2) соотношение для напряженности электрического поля, вместе с уравнениями Максвелла, полностью определяют все компоненты поля в импульсе при произвольных x, t и z.

Подчеркнем, что полученный поверхностный импульс СИП, в отличие от импульсов, рассмотренных в [1], обладает некоторой малой радиационной шириной. Эта ширина обусловлена возможностью излучения объемных волн в полупространство $z > 0$ (для определенности считаем $\epsilon_1 > 0$, $\epsilon_2 < 0$) хвостом спектрального разложения импульса при таких k и ω, для которых $\kappa_1^2(k,\ \omega) < 0$.

Изложенный метод позволяет также рассмотреть СИП в тонких макроскопических пленках и волноводах.

Институт спектроскопии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 декабря 1980 г.

Литература

[1] S.L.McCall, E.L.Hahn. Phys. Rev., 183, 457, 1969.

[2] Л.Аллен, Дж.Эберли. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М., изд. Мир, 1978.

[3] V.M.Agranovich, A.G.Mal'shukov. Optics Comm., 11, 169, 1974.