

УДК 681.7;535.8

ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА В ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ

А. Б. СОТСКИЙ, А. В. ШИЛОВ, И. А. ГАРКОВСКИЙ

Могилевский государственный университет имени А. А. Кулешова
Могилев, Беларусь

В настоящее время интенсивно развивается спектроскопия газовых сред и растворов во временной области. Она основана на фурье-анализе широкополосных электромагнитных импульсов, прошедших исследуемую среду. Ключевое значение для таких измерений имеет отношение сигнал / шум, которое определяется энергией импульса в среде. Поэтому актуален вопрос о максимизации этой энергии, или о согласовании фотоантенны, генерирующей импульс, со средой, его принимающей.

В докладе рассматривается модель, в которой импульс на входе в полупространство $z \geq 0$ линейно поляризован вдоль оси Oy и описывается функцией

$$E_y(x, y, z = 0, t) = A \exp[-(x^2 + y^2) / w^2] P(\tau),$$

где A – амплитуда; w – радиус гауссова пучка; $\tau = t / T$; t – время; T – масштабный фактор порядка длительности импульса, который может регулироваться условиями фокусировки лазерного импульса на фотоантенну и конфигурацией ее электродов.

Если полупространство $z > 0$ заполнено однородной средой с диэлектрической проницаемостью ε , то полная энергия импульса, вошедшего в него,

$$E_0 = \frac{A^2 w^3}{\mu_0 c^2} \pi^2 \frac{w}{cT} \int_0^1 dv (1 + v^2) \int_0^\infty d\Omega \Omega^2 \exp\left[-\frac{\Omega^2 (1 - v^2) \varepsilon}{2} \left(\frac{w}{cT}\right)^2\right] |P'(\Omega)|^2, \quad (1)$$

где $\hat{P}'(\Omega) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^\infty \exp(-i\Omega\tau) P(\tau) d\tau$; μ_0 – магнитная проницаемость вакуума,

c – скорость света. Выражение (1) получается интегрированием z – компоненты вектора Пойнтинга по x , y и t в бесконечных пределах. Если же импульс поступает на вход прямоугольного металлического волновода со сторонами a и b (рис. 1), то энергия, вошедшая в волновод,

$$E = \frac{A^2 w^3}{\mu_0 c^2} 8\pi \sqrt{\varepsilon} \frac{cT}{w} \sum_{k=0}^\infty \sum_{j=0}^\infty \frac{C_k^{(x)} C_j^{(y)}}{\Delta_k^{(x)} \Delta_j^{(y)}} \int_0^1 dv \frac{[\Omega^2 - (\Omega_k^{(x)})^2] |P'(\Omega)|^2}{v^2 \Omega \sqrt{\Omega + \sqrt{(\Omega_k^{(x)})^2 + (\Omega_j^{(y)})^2}}}, \quad (2)$$

где $\Omega = u^2 + \sqrt{(\Omega_k^{(x)})^2 + (\Omega_j^{(y)})^2}$, $u = 1/v - 1$, $\Omega_k^{(x)} = \frac{\pi(2k+1)cT}{a\sqrt{\varepsilon}}$, $\Omega_j^{(y)} = \frac{2\pi j cT}{b\sqrt{\varepsilon}}$,

$$C_k^{(x)} = \Delta_k^{(x)} \int_{-a/(2w)}^{a/(2w)} \exp(-\xi^2) \cos\left(\frac{\xi \Omega_k^{(x)} w \sqrt{\varepsilon}}{cT}\right) d\xi,$$

$$C_j^{(y)} = \Delta_j^{(y)} \int_{-b/(2w)}^{b/(2w)} \exp(-\eta^2) \cos\left(\frac{\eta \Omega_j^{(y)} w \sqrt{\varepsilon}}{cT}\right) d\eta,$$

$$\Delta_k^{(x)} = 2w/a, \Delta_j^{(y)} = w/b \text{ при } j=0, \Delta_j^{(y)} = 2w/b \text{ при } j>0.$$

Отношение E/E_0 является функцией безразмерных параметров ε , $w/(cT)$, a/w , b/w . Представляет интерес исследование зависимости E/E_0 от формата импульса $w/(cT)$ при оптимальном выборе отношений a/w и b/w , обеспечивающем максимум E . Результаты расчета этой зависимости при $\varepsilon=1$ для распространенной в терагерцовой оптике модели Астона $P(\tau) = -1,229U(-2, -\tau\sqrt{2})\exp(-0,5\tau^2)$ ($U(\dots)$ – функция параболического цилиндра) приведены на рис. 1.

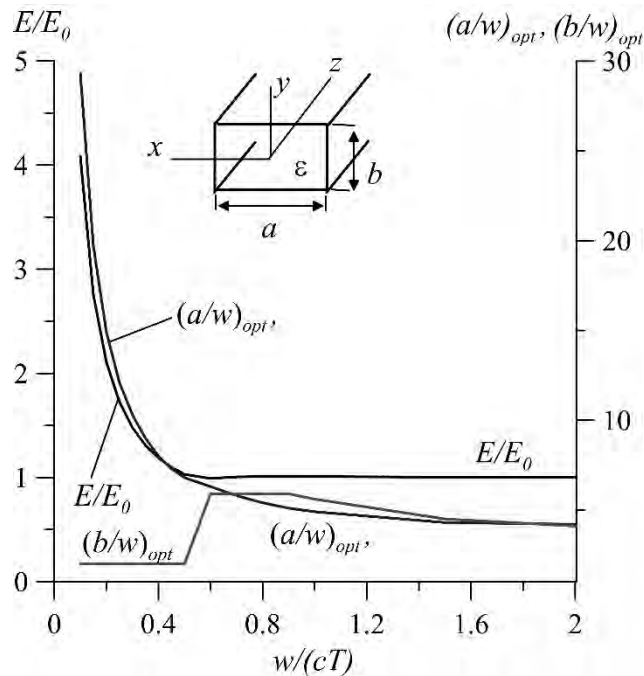


Рис. 1. Зависимость отношения энергий импульса Астона в прямоугольном волноводе и однородном полупространстве от формата импульса при оптимальных размерах волновода. На вставке – прямоугольный волновод

Как видно из рис. 1, для импульсов малых форматов ($w/(cT) < 1$) использование волновода дает существенный энергетический выигрыш. Это означает, что при $w/(cT) < 1$ эванесцентные волны, не переносящие энергию, имеют меньший вес в волноводе по сравнению с однородным полупространством. Но при $w/(cT) > 1$ оптимизированный волновод и однородное полупространство энергетически практически эквивалентны.

Работа выполнена в рамках Государственной программы научных исследований РБ «1.15 Фотоника и электроника для инноваций».