ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ, 2000, том 89, № 3, с. 416–419

ФИЗИЧЕСКАЯ И КВАНТОВАЯ ОПТИКА

УДК 535.2

ОБ УСЛОВИЯХ СУЩЕСТВОВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЛЬ

© 2000 г. **Н. А. Веретенов*, А. Г. Владимиров*, Н. А. Калитеевский**, Н. Н. Розанов**, С. В. Федоров**, А. Н. Шацев****

** Институт физики Санкт-Петербургского государственного университета, 198904 Петергоф, Санкт-Петербург, Россия*

*** Научно-исследовательский институт лазерной физики, 199034 Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 10.01.99 г.

Исследованы условия существования полностью локализованных трехмерных диссипативных лазерных солитонов – "лазерных пуль" – в среде с нелинейными усилением и поглощением и частотной дисперсией. Рассмотрены солитоны с различными профилями и найдены области их устойчивого существования. Методом прямого численного моделирования изучена устойчивость сферических солитонов в зависимости от частотных расстроек линий усиления и поглощения.

Существование и устойчивость консервативных трехмерных оптических солитонов – "световых пуль" – в прозрачной среде с насыщающейся нелинейностью показателя преломления известно уже более 25 лет [1]. Недавно было показано, что полностью локализованные (трехмерные) диссипативные лазерные солитоны – "лазерные пули" – могут формироваться в сплошной среде с нелинейными усилением и поглощением и частотной дисперсией. Их существование было предсказано в [2] в рамках приближенного метода моментов, а формирование лазерных пуль с помощью численного моделирования было продемонстрировано в [3, 4], причем они оказались устойчивыми даже по отношению к значительным возмущениям. Вместе с тем в связи со сложностью расчетов (задача с 3 + 1 измерениями) открытым оставался целый ряд вопросов, относящихся к условиям существования и устойчивости лазерных трехмерных локализованных структур. Задачей настоящего сообщения служит определение не только устойчивых, но и неустойчивых трехмерных локализованных структур, а также анализ влияния частотных расстроек на область существования лазерных пуль. В связи с рядом недавних публикаций заметим, что в резонаторных схемах, строго говоря, одиночные трехмерные структуры невозможны. В типичных условиях возникают не одиночные, а периодические по времени структуры, причем требование их слабого перекрывания не позволяет использовать приближение среднего поля (с усреднением огибающей в продольном направлении по длине резонатора).

Будем исходить из квазиоптического уравнения для огибающей электрического поля E излучения в сплошной среде, записывая это уравнение в системе отсчета, движущейся с групповой скоростью v_g в направлении оси пучка (ось z),

$$\frac{\partial E}{\partial z} - i\Delta_\perp E + iD\frac{\partial^2 E}{\partial \tau} = f(|E|^2)E. \qquad (1)$$

Здесь $\Delta_\perp = \dfrac{\partial^2}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2}{\partial y^2}$ – поперечный оператор Лапласа, описывающий дифракцию излучения, x и y – поперечные координаты, D – коэффициент дисперсии, безразмерные переменные x, y, z выражаются через исходные размерные x', y', z' соотношениями (L – длина нерезонансного поглощения) $z = z'/L$, $x = x'(2k_0/L)^{1/2}$, $y = y'(2k_0/L)^{1/2}$; $\tau = t - z/v_g$ – время в сопутствующей лазерной пуле системе координат, t – время в лабораторной системе координат. Комплексная функция $f(I)$ интенсивности $I = |E|^2$ описывает линейные и нелинейные поглощение и усиление, а также нелинейное изменение показателя преломления среды. Мы примем следующий вид этой функции, отвечающий постоянному (нерезонансному) поглощению и двухуровневой схеме резонансного усиления и поглощения:

$$f(I) = -1 + \frac{g_0}{(1 + i\Delta_g)(1 + I)} - \frac{a_0}{(1 + i\Delta_a)\left(1 + b\dfrac{1 + \Delta_g^2}{1 + \Delta_a^2}I\right)}. \qquad (2)$$

Здесь Δ_g и Δ_a – частотные расстройки, т.е. разности частот между центральной частотой излучения и соответственно центральными частотами переходов в контурах усиления и поглощения в единицах ширины линии, g_0 и a_0 – линейные коэф-