

01;07

Сверхсветовая скорость максимума огibaющей импульса в усиливающем волокне

© А.В. Золотов, И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет
E-mail: sdi@sdi.ulsu.ru

Поступило в Редакцию 12 февраля 2001 г.

В рамках линейной модели с учетом дисперсионных эффектов второго порядка для частотно-модулированного гауссова импульса показано, что наличие мнимой части у параметра дисперсии групповых скоростей в одномодовом световоде с усилением приводит к возможности распространения максимума огibaющей импульса со сверхсветовой скоростью.

Важной особенностью распространения импульса в усиливающей среде является принципиальная возможность его перемещения со скоростью, большей скорости света в вакууме [1]. Противоречий с основными принципами теории относительности при этом не возникает, так как фотоны, формирующие импульс, движутся с характерной для среды скоростью света. Но из-за усиления концентрация фотонов на переднем фронте импульса оказывается выше, чем на его заднем фронте, что приводит к перемещению "центра тяжести" импульса по ходу его распространения. Поэтому подобное "сверхсветовое" распространение импульса не связано с переносом энергии с указанной скоростью, а представляет собой перемещение максимума огibaющей волнового пакета за счет усиления, более существенного для излучения на его переднем фронте.

Несмотря на то что эффект сверхсветовой скорости наблюдался еще в работах [2,3], он до сих пор привлекает к себе пристальное внимание [4,5]. Однако в указанных работах не анализируется влияние мнимой составляющей дисперсионных параметров на скорость огibaющей импульса. Вместе с тем в [6,7] показано, что вызываемая мнимой составляющей дисперсии групповых скоростей фазовая самомодуляция существенным образом влияет на динамику импульса,

распространяющегося в усиливающем световоде. В частности, возможна компрессия импульса даже в отсутствие его частотной модуляции и без учета нелинейных эффектов. В настоящей работе на основе решения динамического уравнения для временной огибающей импульса в одномодовом усиливающем световоде анализируются условия возникновения сверхсветовой скорости максимума огибающей импульса с учетом комплексности параметра дисперсии групповых скоростей.

Рассмотрим одномодовый волоконный световод, для которого эффективный показатель преломления $N = N_1 - iN_2$ моды, формирующей импульс, является комплексным. Это приводит к комплексности модовой константы распространения $\beta = \beta_1 - i\beta_2 = \omega N/c$, где c — скорость света в вакууме, а ω — частота излучения. Динамическое уравнение для временной огибающей импульса, записанное в линейном приближении с учетом дисперсионных эффектов первого и второго порядков, имеет вид [8]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial A}{\partial t} - i \frac{D}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

где введены комплексные параметры $u = u_1 - iu_2 = (\partial\beta/\partial\omega)_0^{-1}$ — групповая скорость и $D = D_1 - iD_2 = (\partial^2\beta/\partial\omega^2)_0$ — дисперсия групповых скоростей, а значения указанных производных берутся для центральной частоты импульса ω_0 . Пусть на вход волокна подается фазово-модулированный гауссов импульс, временная огибающая которого в координатах бегущего времени $\tau = t - z/u_1$ записывается следующим образом:

$$A(\tau, 0) = A_0 \exp \left[- (1 + i\alpha_0\tau_0^2)\tau^2/2\tau_0^2 \right], \quad (2)$$

где параметр α_0 характеризует скорость частотной модуляции импульса, а τ_0 — его начальная длительность. Решение уравнения (1) с учетом (2) может быть представлено в виде $A(\tau, z) = \rho \exp(i\Phi)$, где Φ — фаза распространяющегося импульса, а определяющая его форму амплитуда

$$\rho(\tau, z) = V(z) \exp \left[- \frac{(\tau - Su_2^{-1}z)^2}{2\tau_u^2} \right]. \quad (3)$$

Здесь $V(z)$ и $\tau_u(z)$ — зависящие от проходимого по световоду расстояния амплитудная функция и длительность импульса, а параметр

$$S = \frac{(\alpha_0^2\tau_0^2 + \tau_0^{-2})D_1z - \alpha_0\tau_0^2}{1 + (\alpha_0^2\tau_0^2 + \tau_0^{-2})D_2z}. \quad (4)$$

В соответствии с (3) скорость распространения максимума огибающей импульса определяется выражением:

$$u_m = \frac{u_1}{1 + Su_1/u_2}, \quad (5)$$

где u_1c/N_1 — величина, отождествляемая обычно с групповой скоростью импульса. Для определения параметров u_2 и D_2 используем связь мнимой части константы распространения с коэффициентом погонного усиления $2\beta_2(\omega) = \alpha(\omega)$. Для активной среды при интенсивностях излучения, далеких от насыщающей интенсивности, справедливо выражение [9]:

$$\alpha(\omega) = \sigma n \left[1 + (\Delta\omega/\Delta\omega_L)^2 \right]^{-1}, \quad (6)$$

где $\Delta\omega_L$ — лоренцева ширина линии контура усиления, $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_r$ — отстройка центральной частоты импульса от резонансной частоты перехода, ω_r и σ — частота и сечение вынужденного перехода, n — плотность активных центров генерации. В этих обозначениях параметр D_2 описывается выражением:

$$D_2 = \frac{\sigma n}{\Delta\omega_L^2} \left[1 - 3 \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_L} \right)^2 \right] \left[1 + \left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_L} \right)^2 \right]^{-3}. \quad (7)$$

Для параметра u_2 с учетом (6) получаем

$$u_2^{-1} = (\partial\beta_2/\partial\omega)_0 = \frac{\sigma n \Delta\omega_L^2 \Delta\omega}{(\Delta\omega_L^2 + \Delta\omega^2)^2}. \quad (8)$$

Анализ (5) показывает, что в случае $S/u_2 < 0$ скорость максимума огибающей распространяющегося в световоде импульса становится больше групповой скорости u_1 . При этом возможны две ситуации: в интервале значений $1 - N_1 < cS/u_2 < 0$ скорость максимума огибающей импульса u_m становится больше групповой скорости u_1 , но остается меньше скорости света в вакууме. В интервале $-N_1 < cS/u_2 < 1 - N_1$ скорость максимума огибающей $u_m > c$. Указанные ситуации могут быть реализованы при различных знаках отстройки центральной частоты импульса от резонансной $\omega_0 - \omega_r$, параметров α_0 и D_1 . Так, считая далее параметры α_0 и D_1 положительными, приходим к следующему. В области частот $|\Delta\omega| < \Delta\omega_L/\sqrt{3}$ параметр $D_2 > 0$ и при $\omega_0 > \omega_r$

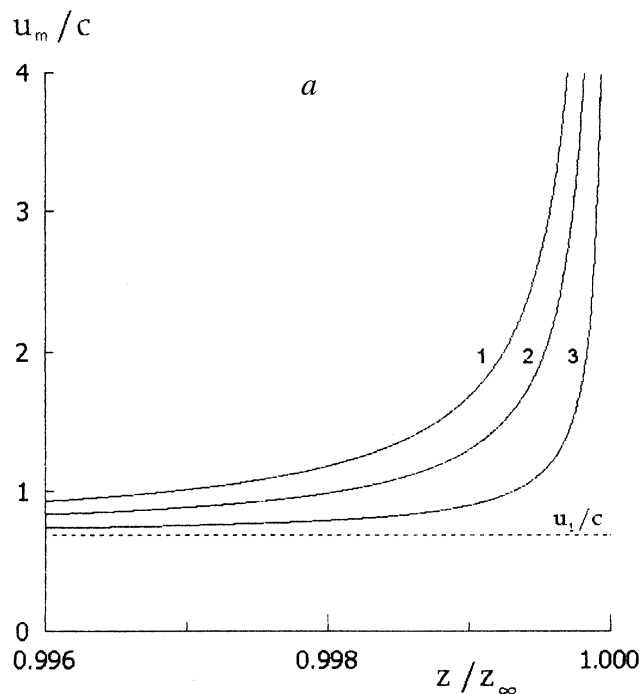


Рис. 1. Зависимость скорости максимума огибающей импульса от нормированного расстояния z/z_∞ , проходимого импульсом по световоду.

в соответствии с (8) $u_2 > 0$, поэтому сверхсветовая скорость для максимума огибающей импульса реализуется на расстояниях

$$z < z_1 = \frac{\alpha_0 \tau_0^4}{1 + \alpha_0^2 \tau_0^4} \frac{1}{D_1}. \quad (9)$$

При $\omega_0 < \omega_r$ $u_2 < 0$ и сверхсветовая скорость реализуется на расстояниях $z > z_1$. В области частот $|\Delta\omega| > \Delta\omega_L/\sqrt{3}$, где $D_2 < 0$, указанный режим распространения реализуется на расстояниях $z < z_i$ и $z > z_{3-i}$, где $i = 1, 2, z_i < z_{3-i}$ и

$$z_2 = \frac{\tau_0^2}{1 + \alpha_0^2 \tau_0^4} \frac{1}{|D_2|}. \quad (10)$$

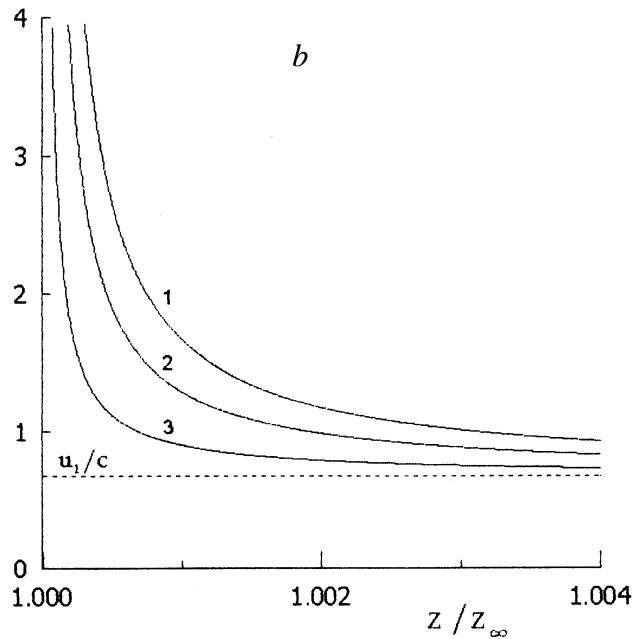


Рис. 1 (продолжение).

На рис. 1 приведены зависимости относительной скорости максимума огибающей u_m/c от нормированного расстояния z/z_∞ , проходимого импульсом по световоду, где z_∞ — расстояние, на котором $u_m \rightarrow \infty$. Кривые построены для следующих значений параметров световода: $\omega_r = 1.8 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$, $\sigma n = 456 \text{ m}^{-1}$, $\Delta\omega_L = 5 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $\tau_0 = 5 \cdot 10^{-12} \text{ s}$, $\alpha_0 = 10^{22} \text{ s}^{-2}$, $D_1 = 6 \cdot 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$; $\Delta\omega = (2, 3, 10) \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ (рис. 1, 1–3) и $\Delta\omega = (-2, -3, -10) \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ (рис. 1, 1–3). Соответствующие указанным кривым значения нормировочного параметра $z_\infty = (3.9; 40.5; 14.7) \text{ m}$. Отметим, что существенное увеличение скорости u_m наблюдается в достаточно узкой области z вблизи значения z_∞ . Стремление u_m к бесконечности при $z \rightarrow z_\infty$ связано с ограниченностью используемой модели, в частности отсутствием учета дисперсионных эффектов высших порядков, а также кинетики инверсии в усиливающем световоде при прохождении по нему импульса.

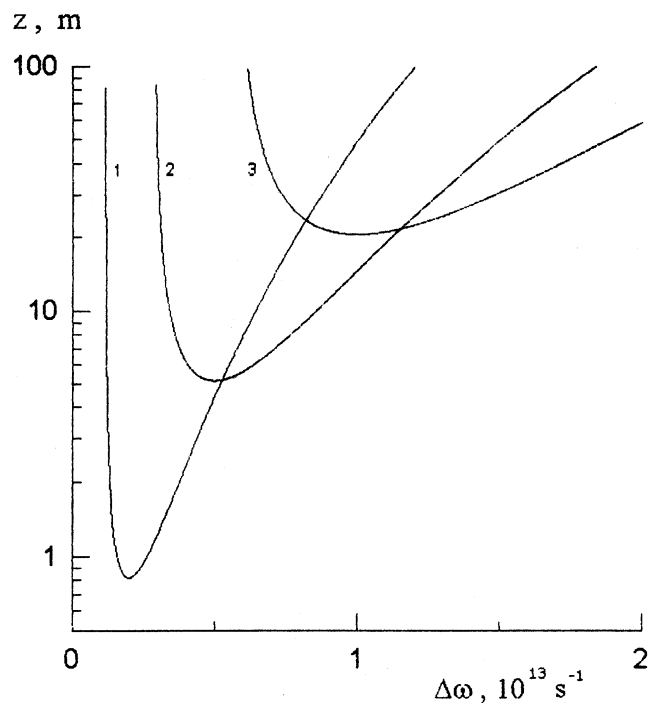


Рис. 2. Зависимость расстояния z , на котором реализуется сверхсветовое распространение максимума огибающей импульса, от отстройки $\Delta\omega$.

На рис. 2 представлена зависимость расстояния z , на котором реализуется сверхсветовое распространение максимума огибающей, от отстройки центральной частоты импульса от резонансной частоты перехода $\Delta\omega$ при ширине линии $\Delta\omega_L = (2, 5, 10) \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ (рис. 2, 1–3). С увеличением ширины линии усиления область отстроек $\Delta\omega$, а также минимальное расстояние z_m , на которых реализуется рассматриваемый эффект, увеличиваются. Минимум указанной зависимости соответствует отстройке $\Delta\omega$, равной ширине линии $\Delta\omega_L$. В этих точках исследуемый эффект наиболее удобен для наблюдения.

Проведенный анализ показывает, что учет комплексности дисперсионного параметра в усиливающих световодах приводит к возможности

реализации сверхсветовой скорости максимума огибающей распространяющегося в таком световоде импульса. При этом указанный эффект возможен не только для импульсов экспоненциальной формы, как отмечалось в [1], но и для импульсов гауссовых, т.е. с более крутым профилем огибающей.

Список литературы

- [1] *Ораевский А.Н.* // УФН. 1998. Т. 168. № 12. С. 1311.
- [2] *Басов Н.Г.* и др. // ЖЭТФ. 1996. Т. 50. С. 23.
- [3] *Амбарцумян Р.* и др. // Письма в ЖТФ. 1966. Т. 4. С. 19.
- [4] *Андреев А.Ю., Киржниц Д.А.* // УФН. 1996. Т. 166. С. 1135.
- [5] *Chiao R.Y., Kozhokin A.E., Kurizki G.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 1254.
- [6] *Золотовский И.О., Семенцов Д.И.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. В. 10. С. 57.
- [7] *Золотовский И.О., Семенцов Д.И.* // Квант. электрон. 2000. Т. 30. № 9. С. 794.
- [8] *Агравал Г.* Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 323 с.
- [9] *Справочник по лазерам / Под ред. А.М. Прохорова.* М.: Сов. радио, 1978. 332 с.