

### НЕЛИНЕЙНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ В ОДНОМОВОДОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

Использование сверхкоротких импульсов позволяет существенно повысить скорость передачи информации по оптическим волокнам за счет взаимной компенсации нелинейных и дисперсионных эффектов. Первыми для системы связи были предложены солитоны [1,2]. Однако существует еще целый класс форм импульсов, слабо уширяющихся в процессе распространения по волокну на небольшие расстояния [3]. Динамика некоторых таких импульсов в нелинейных диспергирующих средах (каковой является оптическое волокно для сверхкоротких импульсов) рассматривалась в [4,5]. Методом численного моделирования там проанализирована эволюция импульсов кноидальной, гауссовской и параболической формы при отсутствии начальной модуляции частоты. Однако такая модуляция, в частности линейная (ЛЧМ), существенно влияет на характер динамики, позволяя существенно сжимать и расширять импульс на начальном участке эволюции.

Эволюция нормированной огибающей  $\Psi(\eta, \tau)$  интенсивного короткого импульса по продольной координате в одномодовом оптическом волокне с пренебрежимо малым затуханием описывается нелинейным уравнением Шредингера (НУШ), которое в нормированной записи имеет вид [3,5]

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial \eta} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \tau^2} + \kappa |\Psi|^2 \Psi = 0 \quad (1)$$

с начальным условием  $\Psi(0, \tau) = \Psi_0(\tau)$ , определяемым импульсом в начале эволюции (на входе волокна).

Для начального импульса с ЛЧМ поведение решения НУШ (1) можно аналитически исследовать в рамках автомодельного подхода, при котором решение ищется в виде

$$\Psi(\eta, \tau) = A(\eta) \exp \left[ - \frac{\tau^2}{2\tau_0^2 f^2(\eta)} + i s(\eta) \frac{\tau^2}{2} + i \phi(\eta) \right]. \quad (2)$$

В линейном случае (при  $\kappa = 0$ ) такой подход позволяет получить точное решение. Вариационный метод решения задачи (1), (2) [6] дает значения параметров модели (2) в виде обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$A^2 = f^{-1}; \quad (3)$$

$$\ddot{f} = \frac{2}{\tau_0^2} \left( \frac{2}{\tau_0^2} f^{-3} - \frac{\kappa}{\sqrt{2}} f^{-2} \right);$$

(4)

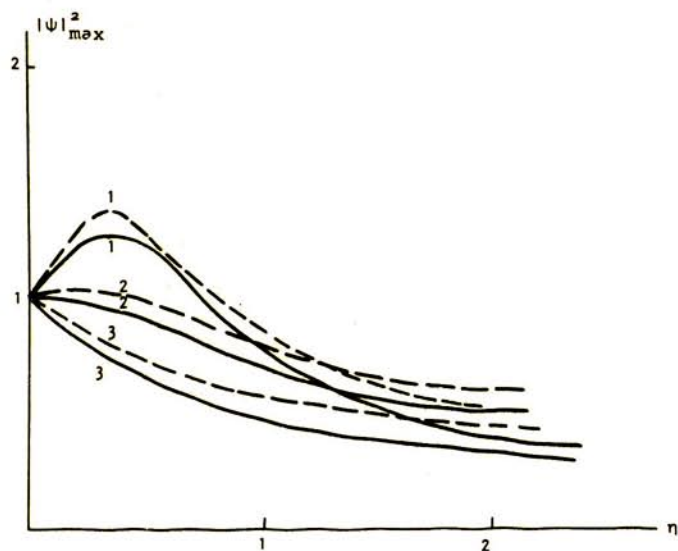
$$S = \frac{1}{2} \dot{f} f^{-1};$$

$$\dot{\phi} = \frac{1}{f^2} \left( -\frac{\kappa}{2\sqrt{2}} f - 1 \right),$$

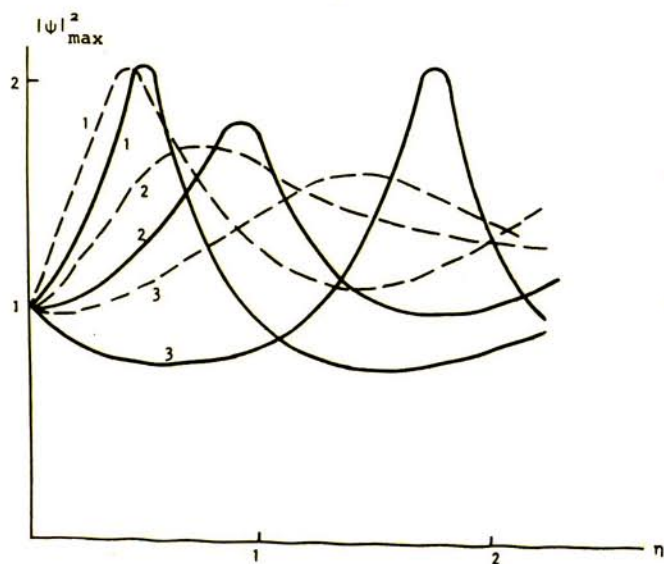
где

$$\dot{f} = \frac{df}{d\eta}, \quad \ddot{f} = \frac{d^2f}{d\eta^2}, \quad f(0) = 1, \quad \dot{f}(0) = 2s(0).$$

И хотя (3), (4) качественно правильно отражают эволюцию пика интенсивности и ширины импульса, точность такого подхода, как видно по рис. 1а, б, невелика. На рис. 2 показаны зависимости от параметра нелинейности  $\kappa$  максимальной относительной погрешности (в процентах) для пика интенсивности, рассчитанного по (3), (4), по сравнению с непосредственным численным решением (1) для входного импуль-



а



б

Рис. 1. Эволюция максимума интенсивности частотно-модулированного импульса  $\Psi_0(\tau) = \exp(-\tau^2/2 + i s_0 \tau^2/2)$  в рамках автомодельного (---) и непосредственного численного (—) решения НУШ при  $\kappa=2$  (а) и  $\kappa=4$  (б) для  $s_0 = -0,5$  (1),  $s_0 = 0$  (2),  $s_0 = 0,5$  (3)

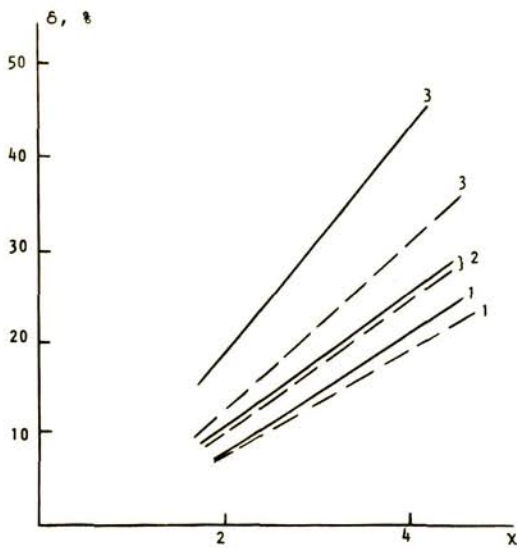


Рис. 2. Зависимость максимальной относительной погрешности  $\delta, \%$  от нелинейности  $\kappa$  при расчете эволюции пика интенсивности гауссовского импульса  $\Psi_0(\tau) = \exp(-\tau^2/2 + is_0\tau^2/2)$  на расстоянии  $\eta=0,5$  (---) и  $\eta=1$  (—) для  $s_0=-0,5$  (1),  $s_0=0$  (2) и  $s_0=0,5$  (3)

са гауссовской формы в процессе его эволюции на расстояние  $\eta = 0,5$  и  $\eta = 1$  при некоторых значениях параметра ЛЧМ  $s_0 = s(0)$ . Видно, что с ростом  $\kappa$  погрешность автомодельного подхода быстро возрастает и даже при  $\kappa \approx 2$  точность этого подхода недостаточна для получения численных оценок. Величина и знак начальной ЛЧМ существенно влияют на точность автомодельного решения (2).

Таким образом, для исследования эволюции и тем более - взаимодействия несолитонных импульсов в рамках шредингеровской модели (1) пока остается единственным способ - численное решение непосредственно НУШ (1).

На рис. 3 изображена динамика максимума интенсивности для начального импульса  $\Psi_0(\tau) = \exp(-\tau^2/2 + is_0\tau^2/2)$ . В асимптотике при больших  $\eta$  его значение не зависит от начальной величины ЛЧМ  $s_0$ , а форма импульса приближается к солитонной, соответствующей энергии начального импульса.

В отсутствие ЛЧМ (при  $s_0 = 0$ ) с увеличением параметра  $\kappa$  бесколебательная эволюция сменяется колебательной при  $\kappa = 4\kappa_{кр}$ ,

$$\kappa_{кр} = \frac{\pi^2}{2} \left| \int \Psi_0(\tau) d\tau \right|^{-2} = \frac{\pi}{4},$$

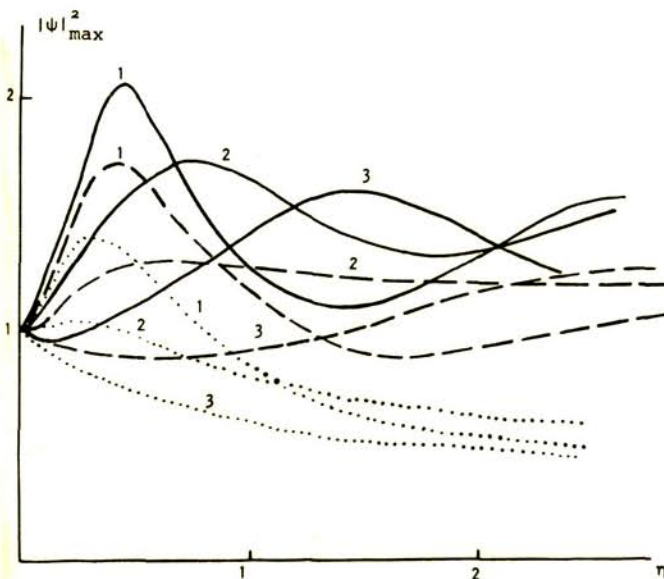


Рис. 3. Динамика пика интенсивности частотно-модулированного гауссовского импульса  $\Psi_0(\tau) = \exp(-\tau^2/2 + is_0\tau^2/2)$  при  $\kappa=2$  (.....),  $\kappa=\pi$  (---) и  $\kappa=4$  (—) для  $s_0=-0,5$  (1),  $s_0=0$  (2) и  $s_0=0,5$  (3)



как и для импульсов с параболической огибающей [5]. Увеличение параметра  $\kappa$  приводит к увеличению амплитуды колебаний пика интенсивности.

Рост  $|s_0|$  переводит режим эволюции в колебательный с увеличением амплитуды и периода. Кроме того, следует отметить, что уменьшение параметра ЛЧМ  $s_0$  (с учетом знака) ускоряет перестройку импульса.

Рассмотрим сравнительную эволюцию частотно-модулированных импульсов различной начальной формы: секанс-гиперболической (солитонной), гауссовской и параболической при одинаковом значении параметра  $\kappa = 5$  (одинаковой пиковой мощности). В силу особой значимости режима  $\kappa = 4\kappa_{кр}$  начальную ширину импульса в каждом случае выберем, чтобы последнее соотношение удовлетворялось при  $s_0 = 0$  (см. рис. 4). Видно, что импульсы с большей степенью локализации энергии перестраиваются быстрее и имеют большую частоту в колебательной эволюции. Величина ЛЧМ примерно в одинаковой степени влияет на динамику импульсов, независимо от их формы.

Поскольку наличие частотной модуляции приводит к колебательной эволюции импульса относительно "положения равновесия", определяемом случаем  $s_0 = 0$ , то лишь отрицательная ЛЧМ может привести к увеличению различимости (соответственно

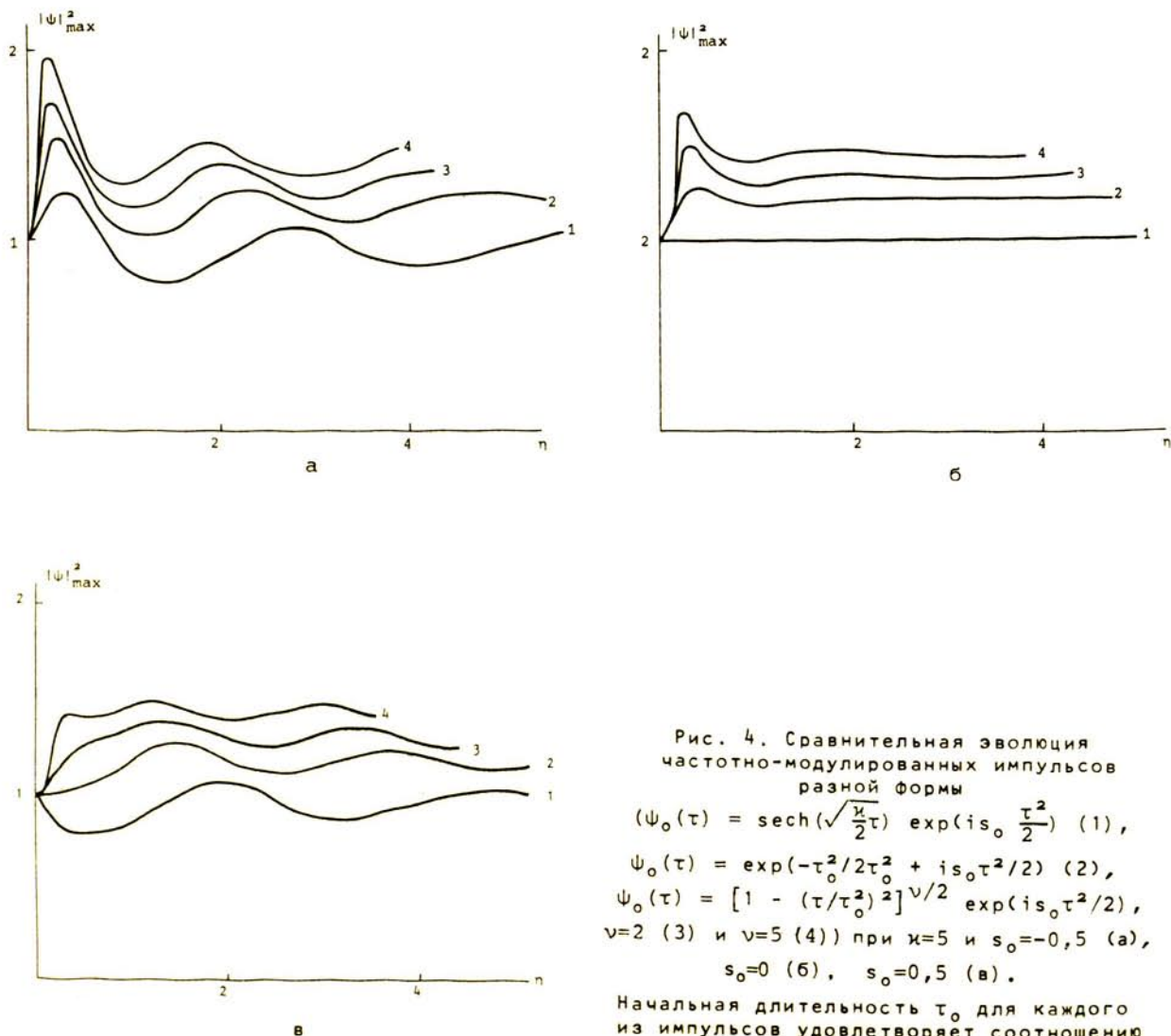


Рис. 4. Сравнительная эволюция частотно-модулированных импульсов разной формы

$$(\Psi_0(\tau) = \operatorname{sech}(\sqrt{\frac{\kappa}{2}}\tau) \exp(is_0 \frac{\tau^2}{2}) \quad (1),$$

$$\Psi_0(\tau) = \exp(-\tau^2/2\tau_0^2 + is_0\tau^2/2) \quad (2),$$

$$\Psi_0(\tau) = [1 - (\tau/\tau_0^2)^2]^{v/2} \exp(is_0\tau^2/2),$$

$$v=2 \quad (3) \text{ и } v=5 \quad (4) \text{ при } \kappa=5 \text{ и } s_0=-0,5 \text{ (а), } s_0=0 \text{ (б), } s_0=0,5 \text{ (в).}$$

Начальная длительность  $\tau_0$  для каждого из импульсов удовлетворяет соотношению  $\kappa = 4\kappa_{кр}(s_0=0)$

к росту дальности различной передачи [4]) при передаче одинаково модулированных импульсов (и то лишь на коротких расстояниях), определяемых половиной "периода" колебаний.

Однако "встречная" модуляция соседних импульсов в случае, когда их колебательная эволюция происходит в противофазе, способна замедлить скорость взаимодействия импульсов, тем самым увеличивая дальность различной передачи. Эта возможность иллюстрируется рис. 5, где изображены картины эволюции двух взаимодействующих импульсов гауссовской формы

$$\psi_0(\tau) = \exp\left[-\frac{(\tau + \Delta\tau)^2}{2} + is_1 \frac{(\tau + \Delta\tau)^2}{2}\right] + \exp\left[-\frac{(\tau - \Delta\tau)^2}{2} + is_2 \frac{(\tau - \Delta\tau)^2}{2}\right]$$

в отсутствие начальной ЛЧМ (а), при одинаковой ЛЧМ обоих импульсов (б) и при "встречной" ЛЧМ (в), когда параметры  $s_1$  и  $s_2$  подобраны так, чтобы обеспечить противофазную эволюцию этих импульсов.

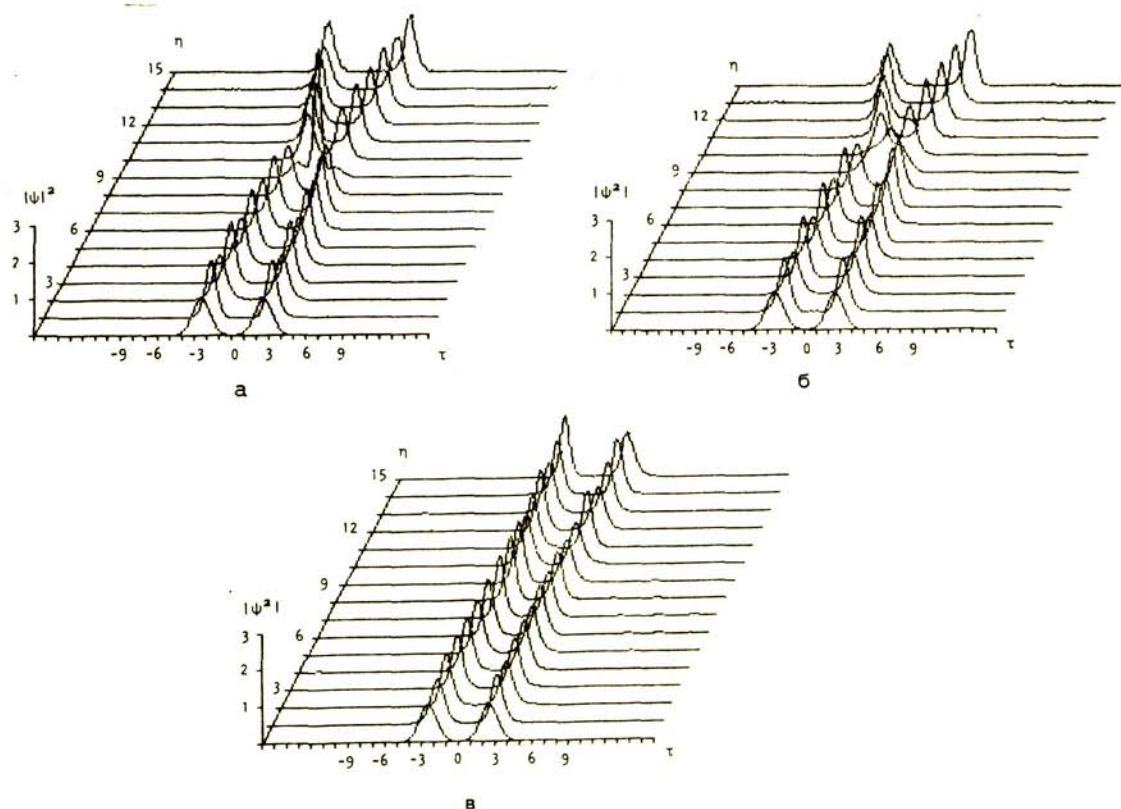


Рис. 5. Влияние начальной ЛЧМ на взаимодействие гауссовских импульсов в одномодовом оптическом волокне при  $\kappa=4$  и  $\Delta\tau=2,5$ .  
 $s_1=s_2=0$  (а);  $s_1=s_2=-0,3$  (б);  $s_1=0,5, s_2=-0,3$  (в)

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hasegawa A., Tappert F. Transmission of Stationary Non-linear Optical Pulses in Dispersive Dielectric Fibers // Appl. Phys. Lett., 1973, v. 23, p. 142.
2. Хасэгава А., Кодама Ю. Передача сигналов оптическими солитонами в одномодовом волокне // ТИИЭР, 1981, т. 60, № 9, с. 57.

3. С и с а к я н И.Н., Ш в а р ц б у р г А.Б. Нелинейная динамика пикосекундных импульсов в волоконно-оптических световодах: Обзор // Квантовая электроника, 1984, т. 11, № 9, с. 1703.

4. К л о в с к и й Д.Д., С и с а к я н И.Н., Ш в а р ц б у р г А.Б., Ш е р м а н А.Ю., Ш и р о к о в С.М. Нелинейная эволюция импульсов различной формы в волоконном световоде. - В сб.: Компьютерная оптика. М.: МЦНТИ, 1987, вып. 1, с. 108.

5. С и с а к я н И.Н., Ш в а р ц б у р г А.Б., Ш е р м а н А.Ю. Динамика несолитонных импульсов в нелинейном информационном канале. - В сб.: Компьютерная оптика, М.: МЦНТИ, 1988, вып. 3.

6. A n d e r s o n D. Variational Approach to Nonlinear Pulse Propagation in Optical Fibers. - Phys. Review A., 1983, v. 27, N 6, p. 3135.

---