

01;07

Ударные волны огибающей в нелинейных системах с межмодовым взаимодействием

© И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов

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

Поступило в Редакцию 23 ноября 2000 г.

Показано, что в волноведущих структурах, допускающих сильную линейную связь двух однонаправленных волн, дисперсия нелинейности оказывает существенное влияние на динамику распространяющегося волнового пакета. В частности, для неусиливающей среды выявлена принципиальная возможность образования ударной волны огибающей на переднем фронте волнового пакета, не имеющая места в одноволновых структурах.

Среди проблем нелинейной волоконной оптики, интенсивно обсуждаемых в последнее время, особое место занимают вопросы, связанные с исследованием распределенно-связанных волн, что обусловлено широкими перспективами практического их использования [1–3]. Обычно подобного рода образования возникают в туннельно-связанных, анизотропных либо периодических волоконных световодах (ВС) [1,4]. Данное обстоятельство делает актуальным анализ динамики распространения коротких импульсов по таким световодам с учетом различных нелинейных эффектов [5–7]. Одним из практически значимых нелинейных эффектов, реализуемых в одномодовых ВС, является "укручение" и формирование ударной волны огибающей на "хвосте" импульса, связанное с зависимостью групповой скорости от его интенсивности [8]. В уси-

ливающих средах эффект увеличения крутизны огибающей возможен и на переднем фронте импульса, что связано с преимущественным его усилением [9]. Указания о возможности образования ударной волны на переднем фронте импульса в неусиливающей среде в литературе отсутствуют. В настоящей работе впервые показана принципиальная возможность образования ударной волны на переднем фронте волнового пакета в неусиливающем ВС, допускающем распространение двух однонаправленных линейно-связанных волн.

Система уравнений для временных огибающих двух связанных волн, формирующих волновой пакет, в координатах бегущего времени $\tau = t - z/u$, где u — групповая скорость волнового пакета с учетом межмодовой расстройки групповых скоростей и нелинейных эффектов фазовой само- и кроссмодуляции имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_j}{\partial z} + \frac{(-1)^j}{v} \frac{\partial A_j}{\partial \tau} &= -i\sigma A_{3-j} - iR(\gamma_c |A_j|^2 + \gamma_k |A_{3-j}|^2) A_j \\ &- \frac{2R}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} [(\gamma_c |A_j|^2 + \gamma_k |A_{3-j}|^2) A_j], \quad j = 1, 2. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $v^{-1} = (u_1 - u_2)/2u^2$, где $u_j = (\partial\beta_j/\partial\omega)_{\omega_0}^{-1}$ — групповая скорость j -й моды, а $2u = u_1 + u_2$; R — параметр нелинейности световода; ω_0 — несущая частота волнового пакета; σ — коэффициент межмодовой связи; γ_c и γ_k — параметры фазовой само- и кроссмодуляции [8]. Уравнения (1) должны решаться совместно с начальными условиями для временных огибающих мод A_j , общий вид которых представляется соотношением $A_2(\tau, 0) = \psi A_1(\tau, 0)$, где параметр ψ определяет тип возбуждения волокна. При $\psi = \pm 1$ имеет место симметричное или антисимметричное возбуждение волокна. Решение системы (1) в приближении сильного межмодового взаимодействия может быть представлено в виде суммы двух парциальных импульсов (ПИ):

$$A_j = (-1)^{j+1} a_1(\tau, z) \exp(i|\sigma|z) + a_2(\tau, z) \exp(-i|\sigma|z), \quad (2)$$

где a_f — медленно меняющиеся с координатой z амплитуды ПИ.

Если начальные условия возбуждения световода соответствуют симметричному или антисимметричному типу, амплитуда одного из ПИ равна нулю, а именно $a_1 = 0$ при симметричном возбуждении и $a_2 = 0$ — при антисимметричном [7,10]. При этом общая система двух

уравнений для ПИ вырождается в следующее одно уравнение:

$$\frac{\partial a_f}{\partial z} + iR(\gamma_k + \gamma_c)|a_f|^2 a_f + \chi_1 \frac{\partial}{\partial \tau} (|a_f|^2 a_f) + (-1)^f \chi_2 a_f \frac{\partial}{\partial \tau} |a_f|^2 = 0, \quad (3)$$

где $\chi_1 = 2R(\gamma_k + \gamma_c)/\omega_0$, $\chi_2 = R(\gamma_k + \gamma_c)/2v|\sigma|$. Решение этого уравнения запишем в виде $a_f = \rho_f \exp(i\phi_f)$, где ρ_f и ϕ_f — действительные амплитуда и фаза ПИ. Подставляя это решение в (3) и разделяя действительную и мнимую части в исходном уравнении, получаем для амплитуды ПИ, определяющей его форму, следующее уравнение:

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial z} + (3\chi_1 + (-1)^f 2\chi_2) \rho_f \frac{\partial \rho_f}{\partial \tau} = 0. \quad (4)$$

Будем считать, что на вход волокна подается импульс гауссовой формы, для которого при $z = 0$ справедливо соотношение:

$$\rho_f(\tau; 0) = \rho_{f0} \exp(-\tau^2/2\tau_0^2), \quad (5)$$

где τ_0 — начальная длительность импульса. В этом случае решение уравнения для амплитуды $\rho_f(\tau, z)$ может быть представлено в неявном виде:

$$\rho_f(\tau; z) = \rho_{f0} \exp\left(-[\tau - (3\chi_1 + (-1)^f 2\chi_2)\rho_f^2(\tau; z)z]^2/2\tau_0^2\right). \quad (6)$$

В соответствии с (6) максимум огибающей импульса распространяется в световоде со скоростью

$$u_m = \frac{u}{1 + (3\chi_1 + (-1)^f 2\chi_2)u\rho_{f0}^2}. \quad (7)$$

Если $3\chi_1 + (-1)^f 2\chi_2 > 0$, максимум импульса распространяется со скоростью, меньшей групповой скорости волнового пакета в среде, что означает смещение максимума на задний фронт волнового пакета и "укручение" хвоста импульса. В конечном итоге такое смещение приводит к образованию разрыва ($\partial\rho/\partial\tau \rightarrow \infty$) и формированию ударной волны огибающей. В случае $3\chi_1 + (-1)^f 2\chi_2 < 0$, что возможно при антисимметричном возбуждении световода, максимум импульса распространяется со скоростью большей, чем его крылья, что приводит к резкому "укручению" его фронта и последующему разрыву

($\partial\rho/\partial\tau \rightarrow -\infty$). Выражение для длины, на которой происходит образование ударной волны для обоих случаев, может быть представлено соотношением

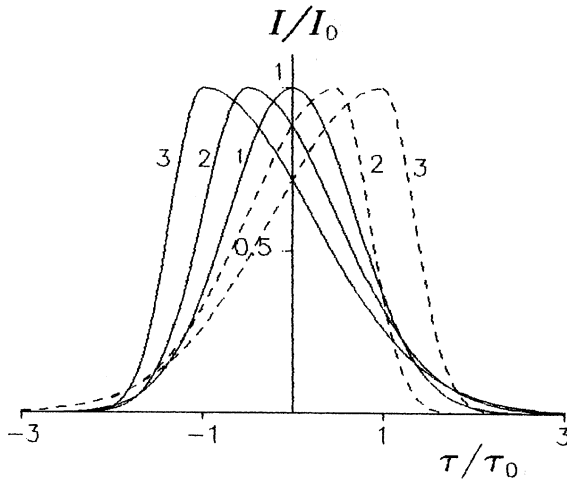
$$L_p = \frac{(e/2)^{1/2}\tau_0}{|(3\chi_1 + (-1)^f 2\chi_2)|\rho_{f0}^2}. \quad (8)$$

Для вводимого в волокно импульса длительностью $\tau_0 \cong 1$ ps, интенсивностью $\rho_{f0}^2 \cong 10^{10}$ W/cm², несущей частоты $\omega_0 = 10^{15}$ s⁻¹, параметров $\nu^{-1} = 6 \cdot 10^{-13}$ s/m, $\sigma = 4.5$ m⁻¹ и $R(\gamma_c + \gamma_k) = 1.5 \cdot 10^{-14}$ W⁻¹ · m⁻¹ имеем $\chi_1 = 3 \cdot 10^{-29}$ s · m/W и $\chi_2 = 10^{-27}$ s · m/W, что приводит к $L_p \cong 5$ m.

Для графического анализа и выявления характера деформации формы импульса в рассматриваемом волоконном световоде решение (6) удобно представить в явном виде $\tau(\rho_f)$:

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{\rho_f^2 z}{\tau_0} (3\chi_1 + (-1)^f 2\chi_2) \mp \left(2 \ln \frac{\rho_{f0}}{\rho_f} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

где знак минус перед вторым слагаемым относится к фронту, а плюс — к хвосту импульса. На рисунке показано изменение формы импульса при его распространении по световоду для расстояний $z = 0$;



Деформация формы гауссова импульса при распространении в нелинейном двухмодовом ВС: $z = 0; 2.5; 5$ m (кривые 1–3).

2.5; 5 м (кривые 1–3) для антисимметричного (сплошные линии) и симметричного (штрихованные линии) типов возбуждения световода и приведенных выше параметров излучения и среды. Видно, что изменение типа возбуждения волокна приводит к переходу "укручения" с хвоста на фронт импульса. В исследуемом случае волнового пакета, состоящего из однонаправленных сильно взаимодействующих мод, "укручение" хвоста импульса обусловлено не только дисперсией фазовой само- и кроссмодуляции, но и межмодовым взаимодействием, влияние которого в данном случае определяется параметром χ_2 . В широком диапазоне значений параметров импульса и среды может иметь место неравенство $|\chi_2/\chi_1| \gg 1$, из которого следует, что длина образования ударной волны L_p в этом случае для рассматриваемых волокон значительно меньше, чем для одномодовых.

Приведенные выше значения параметров световода и излучения и соответствующие им значения длины образования ударной волны огибающей указывают не только на принципиальную необходимость учета дисперсии нелинейности при рассмотрении нелинейных систем с сильной линейной связью, но и на реальную возможность широкого их использования для разработки полностью оптических логических элементов.

Список литературы

- [1] Майер А.А. // УФН. 1995. Т. 165. № 9. С. 1037–1075.
- [2] Chen Y. // J. Opt. Soc. Amer. 1991. V. 8. N 5. P. 986–992.
- [3] Абдуллаев Ф.Х., Гулямов Р. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. С. 10–13.
- [4] Васильев С.А., Дианов Е.М., Курков А.С., Медведков О.И., Протопопов В.Н. // Квант. электрон. 1997. Т. 24. № 10. С. 151–154.
- [5] Выслоух В.А., Геворкян Л.П. // Изв. АН СССР. Сер. физич. 1991. Т. 55. № 2. С. 322–328.
- [6] Абдуллаев Ф.Х., Абраров Р.М., Гончаров В.И., Дарманян С.А. // ЖТФ. 1994. Т. 64. № 9. С. 101–106.
- [7] Золотовский И.О., Семенов Д.И. // Опт. и спектр. 2000. Т. 88. № 4. С. 620–623.
- [8] Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. С. 312.
- [9] Ораевский А.Н. // УФН. 1998. Т. 168. № 12. С. 1311–1321.
- [10] Золотовский И.О., Семенов Д.И. // Опт. и спектр. 1998. Т. 85. В. 2. С. 304–308; 1999. Т. 86. В. 5. С. 786–790.