

Н.Р. Садыков, М.О. Садыкова

### РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ ДИСПЕРГИРУЮЩИХ СРЕДАХ ПРИ НАЛИЧИИ ПОГЛОЩЕНИЯ

В поглощающей среде в приближении геометрической оптики получено уравнение, описывающее эволюцию сверхкоротких импульсов. Это уравнение представляет собой уравнение Бюргера–Кортевега – де Фриса (БКФ), где роль неизвестной функции выполняет амплитуда вектора Пойнтинга. При отсутствии поглощения (уравнение Кортевега – де Фриса) численно промоделирована в кварцевом световоде эволюция пикосекундных импульсов. Показано, что пикосекундные импульсы расщепляются в процессе эволюции на фемтосекундные солитоны ( $\approx 200$  фс). Длительность солитонов обратно пропорциональна амплитуде солитона в степени одна вторая.

Показано, что при отсутствии дисперсии возникает ударная волна, ширина которой пропорциональна коэффициенту поглощения, периоду электромагнитной волны и обратно пропорциональна интенсивности излучения. При интенсивности  $100\text{--}1000$  Вт/см<sup>2</sup> ширина фронта ударной волны равна  $100\text{--}1000$  периодам волн электромагнитного излучения.

Достигнутый в настоящее время высокий уровень исследований в области формирования сверхкоротких импульсов (СКИ) света методами нелинейной оптики стимулировал развитие ряда новых направлений в нелинейной теории волн. Актуальными являются проблемы развития теории оптических солитонов и солитонных лазеров, обобщение метода медленно меняющихся амплитуд на задачи фемтосекундной нелинейной оптики, поиск новых математических моделей нелинейных процессов, разработка аппарата решения задач самовоздействия мощного лазерного излучения в нелинейной диспергирующей среде.

Экспериментальный прогресс в формировании СКИ в нелинейной диспергирующей среде инициировал большое число теоретических работ по исследованию нелинейных волновых уравнений. С соответствующим обзором можно ознакомиться, например, в [1–4]. Распространение коротких импульсов в первом приближении описывается нелинейным уравнением Шредингера (НУШ). В приближении квазиоптики этот процесс можно описать с помощью системы уравнений для амплитуды и фазы поля [4, с. 470]. Аналогичный подход (в векторной форме удобнее записать через вектор Пойнтинга) был использован в [2], где из векторных волновых уравнений для электрического  $\mathbf{E}$  и магнитного  $\mathbf{H}$  полей для нелинейной диспергирующей среды без поглощения было получено для амплитуды вектора Пойнтинга уравнение Кортевега – де Фриса (КдФ). В этой работе получим аналогичное уравнение для поглощающей среды. Уравнение представляет собой уравнение Бюргера–Кортевега – де Фриса (БКФ). В работе на основе КдФ промоделируем процесс распространения сверхкоротких импульсов в световоде.

Из уравнений Максвелла в непоглощающей диспергирующей среде нетрудно получить векторные волновые уравнения [2]:

$$\text{rot rot } \mathbf{E} = k^2 \mathbf{E} + \left[ i \frac{\partial k^2}{\partial \omega} \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k^2}{\partial \omega^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_0}{\partial t^2} - \frac{i}{6} \frac{\partial^3 k^2}{\partial \omega^3} \frac{\partial^3 \mathbf{E}_0}{\partial t^3} \right] \times \exp(-i\omega t + i\Psi), \quad (1)$$

$$\text{rot rot } \mathbf{H} = k^2 \mathbf{H} + \left[ i \frac{\partial k^2}{\partial \omega} \frac{\partial \mathbf{H}_0}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k^2}{\partial \omega^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}_0}{\partial t^2} - \frac{i}{6} \frac{\partial^3 k^2}{\partial \omega^3} \frac{\partial^3 \mathbf{H}_0}{\partial t^3} \right] \times \exp(-i\omega t + i\Psi),$$

где  $k = n\omega/c$ ;  $\omega = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны света в вакууме;  $\Psi$  – фаза волны;  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t + i\Psi)$ ;  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \exp(-i\omega t + i\Psi)$ ,  $\mathbf{E}_0$  и  $\mathbf{H}_0$  – медленно меняющиеся в масштабе длины волны амплитуды электрического и магнитного полей;  $n$  – показатель преломления среды.

Сначала при выводе БКФ пренебрежем в (1) слагаемыми  $\sim \partial^3(k^2)/\partial \omega^3$ . В случае поглощающей среды  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  также удовлетворяют уравнениям (1), но в этом случае показатель преломления будет комплексной величиной  $n = n' + in''$ . С учетом всего сказанного первое уравнение в (1) запишем в следующем виде:

$$2ik' \left[ \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial s} + \frac{1}{2k'} \frac{\partial(k')^2}{\partial \omega} \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} + \frac{\omega n''}{c} \mathbf{E}_0 \right] + \left[ \partial^2 \mathbf{E}_0 \partial s^2 - \frac{1}{2} \frac{\partial^2(k')^2}{\partial \omega^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_0}{\partial t^2} - 4k' \frac{n''}{c} \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} \right] - 2i \frac{k'n''}{\omega c} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_0}{\partial t^2} = 0, \quad (2)$$

$$2ik' \left[ \frac{\partial \mathbf{H}_0}{\partial s} + \frac{1}{2k'} \frac{\partial(k')^2}{\partial \omega} \frac{\partial \mathbf{H}_0}{\partial t} + \frac{\omega n''}{c} \mathbf{H}_0 \right] + \left[ \partial^2 \mathbf{H}_0 \partial s^2 - \frac{1}{2} \frac{\partial^2(k')^2}{\partial \omega^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}_0}{\partial t^2} - 4k' \frac{n''}{c} \frac{\partial \mathbf{H}_0}{\partial t} \right] - 2i \frac{k'n''}{\omega c} \frac{\partial^2 \mathbf{H}_0}{\partial t^2} = 0, \quad (3)$$

где  $k = k' + ik''$ ;  $k' = n'\omega/c$ ;  $k'' = n''\omega/c$ .

Из (2) и (3) видно, что решения  $\mathbf{E}_0$  и  $\mathbf{H}_0$  в первом приближении можно представить в виде

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_0 &= \tilde{\mathbf{E}}_0(t - \frac{1}{2k'} \frac{\partial(k')^2}{\partial\omega} s) \exp(-\frac{\omega}{c} n'' s); \\ \mathbf{H}_0 &= \tilde{\mathbf{H}}_0(t - \frac{1}{2k'} \frac{\partial(k')^2}{\partial\omega} s) \exp(-\frac{\omega}{c} n'' s).\end{aligned}\quad (4)$$

С учетом (4) выражение во второй прямоугольной скобке в уравнении (2) можно записать в виде

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \mathbf{E}_0}{\partial s^2} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2(k')^2}{\partial\omega^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_0}{\partial t^2} - 4k' \frac{n''}{c} \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} = -k' \frac{\partial^2 k'}{\partial\omega^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_0}{\partial t^2} - \\ - 2k' \frac{n''}{c} \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} + (\frac{\omega}{c} n'')^2 \mathbf{E}_0 - \mathbf{E}_0 \delta(k')^2,\end{aligned}\quad (5)$$

где  $\delta(k')^2$  – поправка к квадрату волнового числа  $(k')^2$ , величина которого будет определена ниже; при выводе (5) предполагалось  $\omega \frac{\partial k'}{\partial\omega} = k'$ .

В (2) отдельно приравняем нулю члены, содержащие реальные и комплексные коэффициенты. В результате с учетом (5) получим

$$\frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial s} + \frac{1}{2k'} \frac{\partial(k')^2}{\partial\omega} \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} + \frac{\omega n''}{c} \mathbf{E}_0 - \frac{n''}{\omega c} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_0}{\partial t^2} = 0,\quad (6)$$

$$\mathbf{E}_0 \delta(k')^2 = -k' \frac{\partial^2 k'}{\partial\omega^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_0}{\partial t^2} - 2k' \frac{n''}{c} \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t},$$

где в (6) отброшены слагаемые  $\sim (n'')^2$ .

Проделав аналогичные выкладки для (3), получим систему уравнений для  $\mathbf{H}_0$ :

$$\frac{\partial \mathbf{H}_0}{\partial s} + \frac{1}{2k'} \frac{\partial(k')^2}{\partial\omega} \frac{\partial \mathbf{H}_0}{\partial t} + \frac{\omega n''}{c} \mathbf{H}_0 - \frac{n''}{\omega c} \frac{\partial^2 \mathbf{H}_0}{\partial t^2} = 0;\quad (7)$$

$$\mathbf{H}_0 \delta(k')^2 = -k' \frac{\partial^2 k'}{\partial\omega^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}_0}{\partial t^2} - 2k' \frac{n''}{c} \frac{\partial \mathbf{H}_0}{\partial t}.$$

Уравнения (6) и (7) были получены из (2) и (3) в первом приближении, где предполагалось, что волновое число  $k'$  определяется только параметрами среды. Решение  $\mathbf{E}_0$  в форме равенства (4) позволило определить поправку к величине  $\delta(k')^2$ . Это означает, что во втором приближении волновое число  $k'$  будет зависеть как от параметров среды, так и от профиля исходного сигнала. В соответствии с теорией возмущения во второе уравнение системы (6) нужно подставить вместо величины  $\frac{\partial(k')^2}{\partial\omega}$  величину  $\frac{\partial[(k')^2 + \delta(k')^2]}{\partial\omega}$  (поправка к остальным членам будет малой величиной). С учетом всего сказанного из (6) и (7) следует

$$\mathbf{H}_0^* \times \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial s} + \frac{\partial k'}{\partial\omega} \mathbf{H}_0^* \times \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} + \frac{\omega n''}{c} \mathbf{H}_0^* \times \mathbf{E}_0 -$$

$$- \frac{n''}{\omega c} \left[ \mathbf{H}_0^* \times \frac{\partial^2 \mathbf{E}_0}{\partial t^2} + \frac{\partial \mathbf{H}_0^*}{\partial t} \times \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} \right] - \quad (8)$$

$$- \left[ \frac{1}{2k' \ddot{y}} \frac{\partial}{\partial\omega} (k' \frac{\partial^2 k'}{\partial\omega^2}) \frac{\partial^2 \mathbf{H}_0^*}{\partial t^2} \times \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} \right] = 0,$$

где при выводе (8) предполагалось  $\frac{\partial k'}{\partial\omega} = \frac{k'}{\omega}$ .

Проделав для  $\mathbf{H}_0$  те же выкладки, что и для  $\mathbf{E}_0$ , с учетом последних слагаемых в (1) получим уравнение

$$\frac{\partial}{\partial s} \mathbf{S} + \frac{\partial k'}{\partial\omega} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{S} + \frac{\omega n''}{c} \mathbf{S} - \frac{n''}{\omega c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{S} - \frac{1}{6} \frac{\partial^3 k'}{\partial\omega^3} \frac{\partial^3}{\partial t^3} \mathbf{S} = 0,\quad (9)$$

где  $\mathbf{S}$  – вектор Пойнтинга,

$$\mathbf{S} = \frac{c}{16\pi} [\mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0^* + \text{компл. сопр.}].$$

При выводе (9) было учтено, что для световода имеет место

$$\frac{\partial k'}{\partial\omega} \frac{\partial^2 k'}{\partial\omega^2} \ll k' \frac{\partial^3 k'}{\partial\omega^3}.$$

Теперь учтем нелинейный вклад в вектор электрической индукции [7, с. 517]

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} + \alpha \mathbf{S} \mathbf{E}.\quad (10)$$

Нетрудно показать (см. [5]), что в этом случае в (9) появится дополнительное нелинейное слагаемое. В результате получим уравнение БКФ

$$\frac{\partial S}{\partial s} + \frac{\omega \mu \alpha}{2kc^2} S \frac{\partial S}{\partial t} - \frac{1}{6} \frac{\partial^3 k'}{\partial\omega^3} \frac{\partial^3 S}{\partial t^3} + 2 \frac{\omega n''}{c} S = \frac{n''}{\omega c} \frac{\partial^2 S}{\partial t^2},\quad (11)$$

где в (11) введены следующие обозначения:

$$\tilde{s} = s, \quad \tilde{t} = t - \frac{\partial k'}{\partial\omega} s.$$

При  $n'' = 0$  уравнение БКФ (11) переходит в КдФ. В этом случае существует стационарное (солитонное) решение уравнения

$$S = S_1 c h^{-2} \left[ \left( \tilde{t} - \frac{\omega \mu \alpha S_1}{6k' c^2} \tilde{s} \right) \left( \frac{\omega \mu \alpha S_1}{4k' c^2 \kappa} \right)^{1/2} \right],\quad (12)$$

где  $\kappa = -\frac{\partial^3 k'}{\partial\omega^3}$ ;  $S_1$  – амплитуда солитона.

Из (12) видно, что скорость распространения излучения будет равна

$$\frac{1}{v} = \frac{1}{v_0} + \frac{1}{6} S_1 \frac{\omega \mu \alpha}{k' c^2},\quad (13)$$

где  $v_0$  – групповая скорость излучения. Соответственно характерный размер длины солитона равен

$$\Delta s = v_0 [4c^2 k' \kappa / (\omega \mu \alpha S_1)]^{1/2}. \quad (14)$$

Солитон обладает определенной энергией, скоростью и ведет себя как частица. Если на вход подать сигнал, мощность и длина которого превосходят мощность и длину солитона, то в этом случае, как будет показано ниже, происходит расщепление исходного сигнала на отдельные солитоны.

При  $n \neq 0$  из (12) следует, что амплитуда вектора Пойнтинга убывает по экспоненциальному закону

$$S = S_1 \exp(-2\omega n''/c) \tilde{s}. \quad (15)$$

Если пренебречь последним слагаемым в (11), то с учетом (13) с точностью до  $\sim n''$  получим нелинейное уравнение Бюргера

$$\frac{\partial S_1}{\partial \tilde{s}} + \frac{\omega \mu \alpha}{2kc^2} S_1 \frac{\partial S_1}{\partial \tilde{t}} = \frac{n''}{\omega c} \frac{\partial^2 S_1}{\partial \tilde{t}^2}. \quad (16)$$

Уравнение (16) с граничными условиями  $S_1(0, \tilde{s}) = A$ ,  $S_1(t_0, \tilde{s}) = 0$  имеет стационарное решение [8, с. 190], представляющее собой ударную волну с шириной переднего фронта

$$\Delta \tilde{t} \sim n'' / (\omega \alpha A). \quad (17)$$

Оценим ширину переднего фронта ударной волны  $\Delta t$  в чистой воде. Для воды [9, с. 776, 790] на длине волны  $\lambda = 546$  нм имеет  $n'' \approx 6 \cdot 10^{-9}$ ,  $\alpha \approx 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/Вт. При интенсивности  $S = 100-1000$  Вт/см<sup>2</sup> будет  $\Delta t \approx (10^3 \div 10^4) T$ , где  $T$  – период электромагнитной волны. Для азота [9, с. 776] на той же длине волны

$\alpha \approx 10^{-20}$  см<sup>2</sup>/Вт, а величину  $n''$  положим равной  $n'' = 10^{-11}$ . Тогда при  $S = 1$  Вт/см<sup>2</sup> получим  $\Delta t \approx 10^9 T$ . Из приведенных результатов видно, что в некоторых случаях ширина переднего фронта ударной волны может оказаться соизмеримой с длиной излучаемого сигнала, что, в свою очередь, может исказить принимаемый сигнал.

В данной статье на основе уравнения Кортевега – де Фриса (в (9)  $n'' = 0$ ) промоделируем процесс распространения сверхкоротких импульсов в световоде. В (9) положим  $\mu = 1$ ;  $\epsilon^{1/2} = n_0 = 1,5$ ;  $n'' = 0$ . Все остальные параметры среды и излучения возьмем из [3]. В этом случае, полагая, что эффективное сечение одномодового световода равно  $\sim 10$  мкм<sup>2</sup>, при  $\delta n = n_2 S_0$ ,  $n_2 = \alpha / (2n_0) = 3,2 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>/Вт,  $S_0 = 1,1 \cdot 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> получим  $n_2 S_0 \approx 3 \cdot 10^{-6}$ . Полагая, что  $\tau_0 = 200$  фс, для дисперсионной длины получим  $L_d = \tau_0^2 / k'' \approx 30$  м, где для кварцевых стекол полагалось  $|k''| = 1,4 \cdot 10^{-29}$  с<sup>2</sup>/см [1, с. 20],  $k'' = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} < 0$ . При вводе новых переменных

$$\zeta = s/L_d, \quad \eta = \tilde{t}/(1,75\tau_0), \quad S = uS_0 \quad (18)$$

уравнение (11) при  $n'' = 0$  запишется в виде

$$\frac{\partial u}{\partial \zeta} + u \frac{\partial u}{\partial \eta} + 0,01 \frac{\partial^3 u}{\partial \eta^3} = 0, \quad (19)$$

где при выводе (19) в (11) было учтено, что в соответствии с [1, с. 20]  $k'''k \gg k''k'$ ,  $\frac{\partial^3 k^2}{\partial \omega^3} \approx 2kk''$ ,  $|k''| = 0,9 \cdot 10^{-42}$  с<sup>3</sup>/см,  $k''' = \frac{\partial^3 k}{\partial \omega^3} < 0$ .

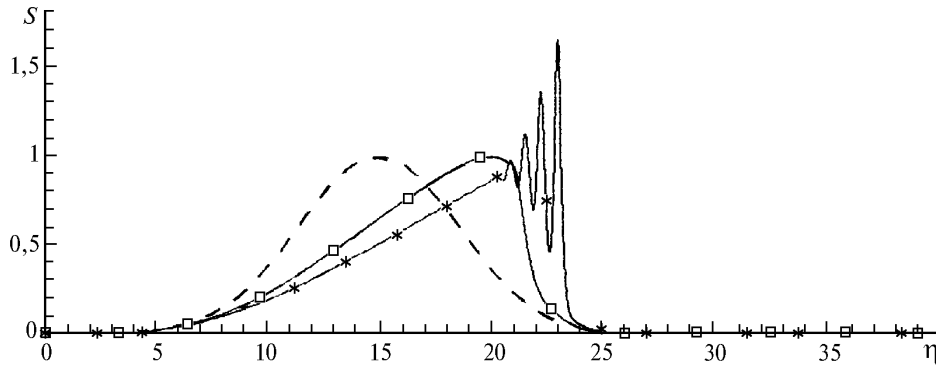


Рис. 1. Зависимость амплитуды вектора Пойнтинга  $S$  от  $\eta$  при  $a = 5$ . Пунктирная кривая соответствует  $\zeta = 0$ , метки  $\square$  и  $*$  соответствуют  $\zeta = 5$  и  $8$

При численном моделировании на вход подавался сигнал

$$u(\zeta = 0, \eta) = \exp \{ - [(\eta - 15)/a]^2 \}, \quad (20)$$

где  $a$  равнялся 2,5 и 5. В случае  $a = 5$  длительность импульса  $\Delta \eta \approx 10$  или, в соответствии с (18),  $\Delta t = 1,75 \Delta \eta \tau_0 = 3,5$  пс, что приблизительно в 8–9 раз

меньше, чем в [6]. Сигнал в обоих случаях транслировался до  $\zeta_{\max} = 30$  (это соответствует длине световода  $s \approx 900$  м). На рис. 1 для  $a = 5$  приведена зависимость  $u$  от  $\eta$  при значениях  $\zeta = 5$  и  $8$ . Из рисунка видно, что сначала из импульса (20) формируется ударная волна огибающей, а потом при  $5 \leq \zeta \leq 8$  ( $\zeta = s/L_d$ ,  $L_d = 30$  м) начинается генерация сверхкор-

ротких импульсов. Следует отметить, что для рассматриваемого импульса ( $\tau_0 = 3$  пс) нелинейная длина

$$L_{\text{нл}} = \tau_0 [n_0 / (k_2 k_0 n_2 S_0)]^{1/2} \approx 25 \text{ м},$$

т.е. имеет место  $L_d \approx L_{\text{нл}}$ . При описании процесса распространения излучения НУШ в соответствии с [4, с. 472] дисперсионное расплывание импульса должно точно компенсироваться сжатием, т.е. импульс должен сохранять свою форму (образуется солитон).

При  $\zeta = 8$  (примерно такой длины световод использовался в эксперименте [6]) уже появились четыре солитона. На рис. 2 ( $a = 5$ ) приведена зависимость  $u$  от  $\eta$  при  $\zeta = 30$ . Из рис. 2 видно, что в этом случае появилось 15 солитонов.

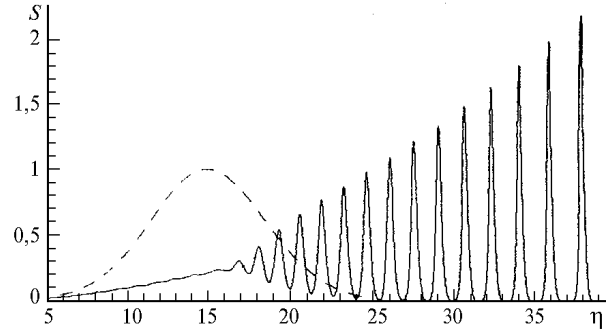


Рис. 2. Зависимость амплитуды вектора Пойнтинга  $S$  от  $\eta$  при  $a = 5$ . Пунктирная кривая соответствует  $\zeta = 0$ , сплошная кривая  $\zeta = 30$

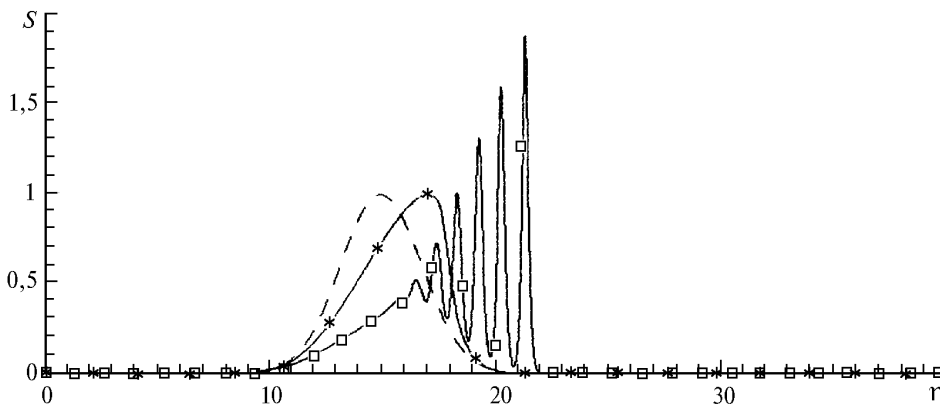


Рис. 3. Зависимость амплитуды вектора Пойнтинга  $S$  от  $\eta$  при  $a = 2,5$ . Пунктирная кривая соответствует  $\zeta = 0$ , метки  $\square$  и  $*$  соответствуют  $\zeta = 8$  и  $2$

На рис. 3, 4 приведены для сигнала (20) при  $a = 2,5$  зависимости  $u$  от  $\eta$  при  $\zeta = 0; 2, 8$  и  $30$ . Из рис. 1, 3 видно, что при  $a = 2,5$  процесс самокручения фронта (в английской литературе принят термин self-steering) происходит быстрее, чем при  $a = 5$ . Генерация сверхкоротких импульсов начинается при  $2 \leq \zeta \leq 8$ . Из рис. 4 видно, что при  $\zeta = 30$  появляется десятый солитон. При этом в отличие от случая  $a = 5$  мкм энергия входного сигнала практически полностью перераспределяется между солитонами.

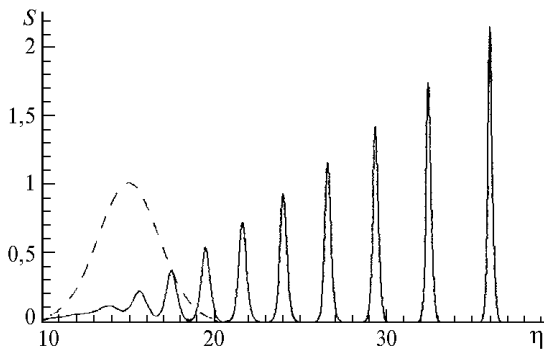


Рис. 4. Зависимость амплитуды вектора Пойнтинга  $S$  от  $\eta$  при  $a = 2,5$ . Пунктирная кривая соответствует  $\zeta = 0$ , сплошная кривая  $\zeta = 30$

Такую закономерность можно объяснить тем, что для более короткого входного импульса процесс укрупнения заднего фронта происходит быстрее (см. рис. 1). Рассмотрим теперь спектральное излучение. Предположим, что амплитуда электрического (или магнитного) поля приблизительно соответствует профилю  $S$  при одинаковых  $\zeta$ . Тогда для сигнала (20) при  $\zeta = 0$  спектральная ширина сигнала будет равна  $\Delta\omega_1 \approx 2/(7\tau_0)$ . При  $\zeta = 30$  аппроксимируем  $S$  в виде произведения экспоненты и некоторой периодической функции

$$S \sim \exp(-\lambda_2 \tau) f(\lambda_1 \tau),$$

где  $f(\lambda_1 \tau + \pi n) = f(\lambda_1 \tau)$ ,  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

Из рис. 2 следует, что  $\lambda_2 \approx 0,0057/\tau_0$ ,  $\lambda_1 \approx \pi/\tau_0$ . С учетом всего сказанного следует, что спектральная ширина импульса (20) при  $\zeta = 30$  равна  $\Delta\omega_2 \approx \pi/\tau_0$ , т.е. при  $\zeta = 30$  спектр по сравнению с первоначальным уширяется в  $\approx 10$  раз.

Таким образом, из результатов работы следует, что в одномодовом световоде пикосекундные импульсы распадаются на субпикосекундные ( $\approx 200$  фс) на расстоянии 2–8 дисперсионных длин (60–240 м). Энергия пропорциональна  $\sim (u_0 S_0)^{1/2}$ , длительность  $\sim (u_0 S_0)^{-1/2}$  и скорость солитонов в сопутствующей

системе координат зависят от пикового значения солитона. При пиковом значении интенсивности солитона  $\approx 1800$  Вт его энергия равна  $\approx 2,5 \cdot 10^{-10}$  Дж, характерная длина  $\approx 160$  фс.

1. Грудинин А.Б., Дианов Е.М., Коробкин Д.В. и др. // Труды ИО ФАН. 1990. Т. 23. С. 3–26.
2. Афанасьев В.В., Серкин В.Н. // Труды ИО ФАН. 1990. Т. 23. С. 26–39.
3. Никонова З.С., Серкин В.Н. // Труды ИО ФАН. 1990. Т. 23. С. 39–49.
4. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. // УФН. 1986. Т. 149. С. 448–505.
5. Садыков Н.Р. // Квантовая электроника. 1997. Т. 24. С. 190–192.
6. Дианов Е.М., Карасик А.Я., Мамышев П.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 242–244.
7. Ландау Л.Д. // Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992. 382 с.
8. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. // Вычислительная гидромеханика и теплообмен. М.: Мир, 1990. 190 с.
9. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др. // Физические величины: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.

Российский федеральный ядерный центр –  
ВНИИ технической физики

Поступила в редакцию  
7 октября 1997 г.

*N.R. Sadykov, M.O. Sadykova.* **Propagation of Super-Short Pulses in Non-Linear Dispersing Media in Presence of Absorption.**

In absorbing medium in geometrical optics approximation an equation is derived describing an evolution of super-short pulses. The equation obtained is Burgers–Korteweg–de Vries equation (BKV) where the role of unknown function is played by Poynting vector amplitude. In absence of absorption (Korteweg–de Vries equation), the evolution of picosecond pulses is numerically simulated in quartz light guide. It is shown that picosecond pulses split in the process of evolution into femto-second solitones ( $\sim 200$  fs). The solitone duration is inversely proportional to solitone amplitude to the power one second.

It is shown that in case of the dispersion absence, a shock is formed whose width is proportional to absorption coefficient and electromagnetic wave period and inversely proportional to radiation intensity. At intensity of  $100\text{--}1000$  W/cm<sup>2</sup> the width of shock front equals to  $100\text{--}1000$  periods of electromagnetic radiation waves.