

01

©1995 г.

ЭВОЛЮЦИЯ СЛУЧАЙНЫХ НАЧАЛЬНЫХ СИГНАЛОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ, ОПИСЫВАЕМЫХ СИСТЕМАМИ, БЛИЗКИМИ К ИНТЕГРИРУЕМЫМ

Ф.Х.Абдуллаев, М.Р.Джумаев

Физико-технический институт им.С.В.Стародубцева
Научно-производственное объединение "Физика-Солнце"
АН Республики Узбекистан, 700084, Ташкент, Узбекистан
(Поступило в Редакцию 4 мая 1994 г.
В окончательной редакции 27 марта 1995 г.)

Исследовано распространение шумовых сигналов в нелинейных диспергирующих средах с диссипацией и высшими нелинейностями. Найдена функция распределения амплитуды солитонов Кортевега-де-Вриза (КдВ) и значение наиболее вероятной амплитуды. В случае эволюции солитонов нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) со случайными параметрами для экспоненциального и гауссовского распределения параметров вычислены функции распределения интенсивности и фазы солитонов. Вычислены моменты интенсивности n -го порядка и определены условия установления стационарного распределения параметров солитона. Показано, что функция распределения фазы негауссова.

Введение

Результаты, полученные в последнее время в различных областях статистической радиофизики и оптики, приводят к выводу, что в нелинейных системах или в линейных системах со случайными параметрами статистика случайного волнового процесса существенно меняется [1,2]. Значительный прогресс был достигнут в теории нелинейных случайных волн в средах без дисперсии (стохастическая модель Бюргерса и ее обобщения [2]). К последнему может быть применено преобразование Хопфа-Коула, сводящее исследование нелинейного волнового уравнения к линейному уравнению (типа диффузии). Тогда можно проанализировать эволюцию случайных начальных полей, спектры турбулентности, возбуждаемой внешним источником, и другие проблемы.

В теории нелинейных волн в диспергирующих средах аналогичную роль играет метод обратной задачи рассеяния (МОЗР), сводящий, как известно, проблему к решению линейной задачи [3]. В качестве примера можно привести решения на основе МОЗР задачи о нелинейной

дифракции Фраунгофера для случайных полей [4], эволюции случайных начальных импульсов в нелинейных средах со слабой дисперсией [5], задачу распространения мощных электромагнитных импульсов со случайной модуляцией амплитуды и фазы в нелинейных оптических волноводах [6-9].

Во всех этих работах рассматривалась эволюция случайных начальных полей в нелинейных средах, когда волновой процесс описывался вполне интегрируемым нелинейным волновым уравнением. Однако в реальных системах всегда есть эффекты диссипации, активности, дисперсий высших порядков, влияние которых на эволюцию случайных начальных полей существенно. В этом случае соответствующие волновые уравнения являются неинтегрируемыми и для анализа проблемы необходимы другие подходы.

В данной работе мы проанализируем эту проблему на примере нелинейных волновых процессов, описываемых почти интегрируемыми уравнениями, а именно возмущенными уравнениями Кортевега-де-Вриза (КдВ) и нелинейными уравнениями Шредингера (НУШ). В качестве примера рассматривается распространение солитонов со случайными начальными параметрами в электромагнитных линиях передачи и оптических волокнах.

Электромагнитные уединенные волны в активных нелинейных линиях передачи с высокочастотными потерями

Изучим вначале эволюцию электромагнитных уединенных волн в нелинейных линиях передачи с низкочастотной активностью и высокочастотной диссипацией, которая описывается уравнением КдВ-Бюргерса [10].

$$U_\tau - 6UU_\xi + U_{\xi\xi\xi} = \varepsilon_0 U + \gamma U_{\xi\xi}, \quad (1)$$

где

$$U = -V/V_0, \quad V_0 = C_0/C_N, \quad \tau = 1/3\omega_0 t, \quad \omega_0 = 1/(LC_0)^{1/2}, \\ \varepsilon_0 = -3/2R_1/\rho, \quad \rho = (L/C_0)^{1/2}, \quad \gamma = 6(R_2/\rho), \quad \xi = 2(x - a\omega_0 t)/a. \quad (2)$$

В приведенных выше обозначениях C_0 , C_N есть линейная и нелинейная часть емкости соответственно, a — размер одного звена линии, ρ — волновое сопротивление линии, ω_0 — граничная частота линии, величины $R_1 < 0$ и $R_2 > 0$ характеризуют низкочастотную (НЧ) активность и высокочастотную (ВЧ) диссипацию в линии.

Отметим что при $\varepsilon = \gamma = 0$ уравнение (1) имеет следующее солитонное решение:

$$V_s(x, t) = A_s \operatorname{sech}^2[(x - v_s t)/L_s], \quad L_s = a(C_0/2C_N A_s)^{1/2}, \\ v_s = a(1 + C_N A_s/3C_0)/(LC_0)^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь $A_s = 2C_0 \kappa^2 / C_N$, κ^2 есть безразмерная амплитуда солитона.

Ранее нами были найдены функции распределения (ФР) амплитуд солитонов КдВ в средах со случайной НЧ подкачкой и ВЧ диссипацией, когда начальное распределение амплитуды является детерминированным [11].

Здесь будет рассмотрен иной аспект этой задачи, а именно эволюция параметров солитона КдВ при условии, что начальное распределение амплитуды случайное, т.е. импульс генерируется случайным источником. Тогда амплитуда солитона в произвольный момент также изменяется случайным образом.

При слабых возмущениях, используя теорию возмущений для солитонов [12], получим следующее уравнение, описывающее изменение амплитуды солитона $A = \kappa^2$ в адиабатическом приближении:

$$\frac{dA}{d\tau} = \frac{4}{3}\varepsilon_0 A - \frac{16}{15}\gamma A^2. \quad (4)$$

Благодаря степенной зависимости нелинейного затухания от амплитуды (2) имеет точное решение

$$A(\tau) = \frac{A_0 f}{1 + A_0 f_1}, \quad f = \exp(4\varepsilon_0 \tau/3), \quad f_1 = (f - 1)/A_{st}, \quad (5)$$

где $A_{st} = 5\varepsilon_0/4\gamma$ — стационарная амплитуда солитона, обусловленного балансом диссипации и низкочастотной подкачки ($\varepsilon_0, \gamma > 0$).

Используя точное решение (5), определим функцию распределения амплитуды солитона. Для этого используем формулу преобразования одномерной функции распределения (ΦP) [1]

$$P(A) = P[A_0(A)]|dA_0/dA|. \quad (6)$$

Пусть для определенности начальное распределение амплитуды имеет экспоненциальную форму

$$P(A_0) = \frac{1}{\langle A_0 \rangle} \exp\{-A_0/\langle A_0 \rangle\}, \quad (7)$$

где $\langle A_0 \rangle$ — среднее значение начальной амплитуды.

Из (5)–(7) находим ΦP амплитуды солитонов

$$P(A) = \frac{f}{\langle A_0 \rangle (f - A f_1)^2} \exp\left\{-\frac{1}{\langle A_0 \rangle} \frac{A}{(f - A f_1)}\right\}, \quad 0 \leq A \leq f/f_1, \quad (8)$$

отсюда следует, что функция распределения имеет максимум при

$$A_m = \frac{f}{f_1} \left(1 - \frac{1}{2f_1 \langle A_0 \rangle}\right), \quad 2f_1 \langle A_0 \rangle > 1. \quad (9)$$

Анализ зависимости наиболее вероятной амплитуды A_m от времени показывает, что она при временах

$$\tau \gg \frac{3}{4\varepsilon_0} \ln \left[1 + \frac{A_{st}}{2\langle A_0 \rangle}\right]$$

имеет асимптотическое значение, равное A_{st} . Действительно, непосредственно усредняя уравнение (4), убеждаемся в том, что, когда

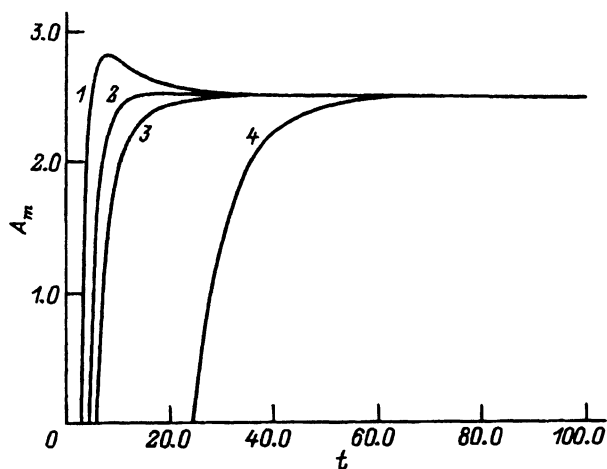


Рис. 1. Зависимость наиболее вероятной амплитуды солитона КдВ от времени под действием НЧ активности и ВЧ диссипации ($\epsilon_0 = 0.1$, $\gamma = 0.05$) для средних значений начальной амплитуды солитона. $\langle A_0 \rangle = 0.05$ (1), 1 (2), 1.5 (3), 2.5 (4).

$\langle A_0 \rangle < A_{st}$, среднее значение амплитуды растет и приближается к стационарной амплитуде. Это обусловлено тем, что при $\langle A \rangle < A_{st}$ в начале эволюции НЧ активность преобладает над ВЧ диссипацией. Далее в игру вступает ВЧ диссипация, что в конечном счете приводит к установлению стационарной амплитуды. Аналогичным будет и поведение наиболее вероятной амплитуды A_m (рис. 1).

Что же касается ФР амплитуды в конечной стадии эволюции, то она становится дельтаобразной, т.е. $P_{st}(A) = \delta(A - A_{st})$. С физической точки зрения установление стационарной ФР амплитуды обусловлено наличием в системе автоволнового состояния, к которому стремятся все солитоноподобные шумовые волны (рис. 2).

Таким образом, активность среды может быть использована не только для компенсации потерь энергии солитона, но также для по-

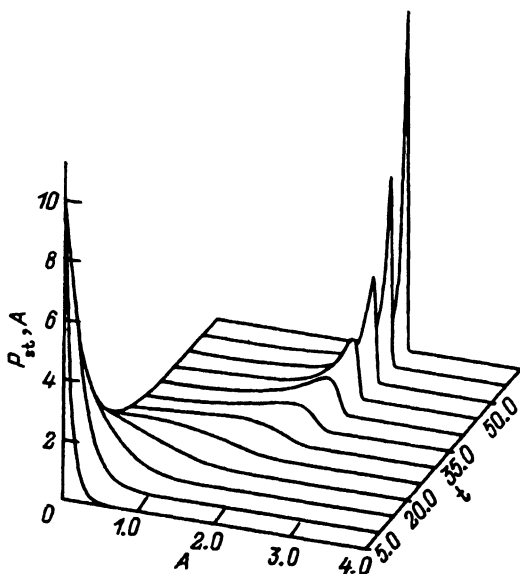


Рис. 2. Эволюция функции распределения амплитуды солитона КдВ во времени при значениях параметров.

$\epsilon_0 = 0.1$, $\gamma = 0.05$, $\langle A_0 \rangle = 0.05$.

давления случайных искажений начального сигнала при его распространении в нелинейной среде.

Приведем оценки для параметров электромагнитных уединенных волн, генерируемых случайным источником в нелинейной линии передачи с НЧ активностью и ВЧ диссипацией. В типичных линиях $C_0 = 700$ пФ, $C_N = 140$ пФ/В, $L = 6.8$ мкГ. Полагая, что $R_1/\rho = -5 \cdot 10^{-4}$, $R_2/\rho = 6 \cdot 10^{-3}$, определим установившуюся амплитуду солитона $A_{st} = 0.26$ В. При слабых амплитудных флуктуациях ($\langle A \rangle \ll A_{st}$), когда $\langle A_0 \rangle = 0.05 A_{st}$, характерное время установления стационарного распределения амплитуды должно быть больше $5 \cdot 10^{-4}$ с. Это характерное время на два порядка больше, чем средняя длительность солитона $\langle T_s \rangle = 1.75 \cdot 10^{-6}$ с.

Эволюция оптических солитонов со случайными параметрами в одномодовых волокнах с учетом диссипации, дисперсии и нелинейности высших порядков

Перейдем к исследованию распространения оптических солитонов в одномодовых оптических волноводах с учетом эффектов дисперсии и нелинейности высших порядков. Уравнение, описывающее распространение оптических импульсов для обезразмеренной комплексной огибающей напряженности электрического поля, имеет вид [13]

$$iU_\xi + \frac{1}{2}U_{\tau\tau} + |U|^2U = i\gamma_0U + i\gamma U_{\tau\tau} + i\beta U_{\tau\tau\tau} + \alpha|U|^4U, \quad (10)$$

где

$$U = E/E_0, \quad \xi = K_0\epsilon_2\alpha_0|E_0|^2Z/2\epsilon,$$

$$\tau = \left[K_0\epsilon_2\alpha_0|E_0|^2 / [2\epsilon(-K_0'')] \right]^{1/2} (t - Z/V_g), \quad \gamma_0 = 2\epsilon\Gamma_0/K_0\epsilon_2\alpha_0|E_0|^2,$$

$$\gamma = \Gamma/K_0'', \quad \beta = K_0'''/6(-K_0'') \times [K_0\epsilon_2\alpha_0|E_0|^2/2\epsilon(-K_0'')]^{1/2}, \quad \alpha = \epsilon_4|E_0|^2/\epsilon_2. \quad (11)$$

В приведенных выражениях E_0 — максимальное значение амплитуды напряженности электрического поля; α_0 — геометрический фактор, характеризующий распределение поля в поперечном сечении волокна; ϵ — линейная часть диэлектрической проницаемости; ϵ_2 и ϵ_4 есть коэффициенты нелинейностей третьего и пятого порядков; Γ_0 и Γ характеризуют линейное усиление и нелинейное затухание.

Отметим, что в отсутствие возмущающих факторов уравнение (10) имеет следующее солитонное решение:

$$E(Z, t) = E_s \operatorname{sech}[(t - Z/V_g)/t_s] \exp \left[i(\tilde{K}Z - \tilde{W}t) \right], \quad (12)$$

где

$$t_s = [2\epsilon(-K_0'')/K_0\epsilon_2\alpha_0A_s^2]^{1/2}, \quad V_s = V_g / \left[1 + V_g(-K_0'')\tilde{W} \right], \quad V_g = 1/K_0',$$

$$\tilde{K} = K_0'\tilde{W} + \frac{1}{2}(-K_0'')\tilde{W}^2 - K_0\epsilon_2\alpha_0A_s^2/4\epsilon. \quad (13)$$

Оптический солитон (12) представляет собой волновой пакет, распространяющийся с постоянной скоростью V_s , причем его несущая частота и несущее волновое число сдвинуты на \tilde{W} и \tilde{K} соответственно. Амплитуда солитона A_s и частотный сдвиг \tilde{W} выражаются через безразмерный параметр солитона следующими формулами

$$A_s = 2\eta E_0, \quad \tilde{W} = 2(-\mu_0) [K_0 \varepsilon_2 \alpha_0 |E_0|^2 / 2\varepsilon(-K_0'')]^{1/2}. \quad (14)$$

Проанализируем вначале эволюцию одиночного солитона (регулярное начальное условие)

$$U_s(\tilde{\xi}, \tau) = 2\eta(\tilde{\xi}) \operatorname{sech} z(\tilde{\xi}) \exp [i\theta(\tilde{\xi})], \quad (15)$$

где

$$z(\tilde{\xi}) = 2\eta(\tilde{\xi}) [\tau - \tau_0(\tilde{\xi})], \quad \theta(\tilde{\xi}) = \mu(\tilde{\xi})z(\tilde{\xi})/\eta(\tilde{\xi}) + \delta(\tilde{\xi}), \quad \tilde{\xi} \rightarrow \xi/2, \quad (16)$$

η , μ и δ — амплитуда, скорость и фаза солитона соответственно.

Получим вначале систему уравнений для параметров солитонов. Применяя теорию возмущений для солитонов [11], получаем в адиабатическом приближении

$$\begin{aligned} \frac{d\mu}{d\tilde{\xi}} = 0, \quad \frac{d\eta}{d\tilde{\xi}} = 4\gamma_0\eta - \frac{16}{3}\gamma\eta^3, \quad \frac{d\tau_0}{d\tilde{\xi}} = -4\mu + 8\beta\eta^2, \\ \frac{d\delta}{d\tilde{\xi}} = 2\mu \frac{d\tau_0}{d\tilde{\xi}} + 4(\mu^2 - \eta^2) + \frac{256}{9}\alpha\eta^4. \end{aligned} \quad (17)$$

Таким образом, учтенные выше эффекты дисперсии и нелинейности высших порядков не влияют на скорость солитона $\mu(\tilde{\xi}) = \mu_0 = \text{const}$. Анализ поведения амплитуды показывает, что если параметры волокна γ_0 и γ положительны, то амплитуда солитона имеет стационарное значение определяемое соотношением $I_{st} = \eta_{st}^2 = 3\gamma_0/4\gamma$. Зависимость квадрата амплитуды, т.е. интенсивности солитона, от пройденного расстояния описывается формулой

$$I = \frac{I_0 a}{1 + I_0 b}, \quad a = \exp(8\gamma_0\tilde{\xi}), \quad b = (a - 1)/I_{st}, \quad (18)$$

где I_0 — начальная интенсивность оптического импульса (ср. с результатами предыдущего раздела).

Учитывая приведенные выше результаты, находим для координаты центра солитона

$$\tau_0(\tilde{\xi}) = \tau_0(0) - 4\mu_0\tilde{\xi} + 3\beta/4\gamma [\ln(I_{st}/I_0 + a - 1) - \ln(I_{st}/I_0)]. \quad (19)$$

Отсюда следует, что при достаточно больших временах солитон движется равномерно со скоростью $V_{st} = 6\beta\gamma_0/\gamma - 4\mu_0$. Если же имеет место условие $\mu_0 = 3\gamma_0\beta/2\gamma$, то солитон сдвинется на расстояние

$$\Delta\tau_0 = \tau_0(\infty) - \tau_0(0) = -3\beta \ln(I_{st}/I_0)/4\gamma.$$

В заключение рассмотрим изменение фазы солитона. Решая систему (17), получаем

$$\delta(\tilde{\xi}) = \delta_0 - 4\mu_0^2 \tilde{\xi} + (16\mu_0\beta - 4)I_{st} [\ln(I_{st}/I_0 + a - 1) - \ln(I_{st}/I_0)]/8\gamma_0 + \\ + \frac{256 \cdot \alpha I_{st}^2}{9 \cdot 8\gamma_0} \left[\ln(I_{st}/I_0 + a - 1) - \ln(I_{st}/I_0) + (I_{st}/I_0 - 1) \left(\frac{1}{\frac{I_{st}}{I_0} + a - 1} - \frac{1}{\frac{I_{st}}{I_0}} \right) \right]. \quad (20)$$

Анализируя полученные решения, приходим к выводу, что существует стационарный режим распространения солитонов при выполнении следующих условий:

$$\beta = -(\gamma/6\gamma_0)^{1/2}, \quad \mu_0 = -(3\gamma_0/8\gamma)^{1/2}, \\ \alpha = 3\gamma/32\gamma_0. \quad (21)$$

В этом случае фаза солитона изменяется по закону

$$\delta = \delta_0 + b_1 \left[(I/I_{st} - 1) \frac{bI}{a - bI} - \ln(a - bI) \right], \\ b_1 = 3/16\gamma. \quad (22)$$

Рассмотрим теперь эволюцию параметров оптического солитона в предположении, что начальные распределения амплитуды и фазы солитона случайны, т.е. импульс генерируется некогерентным источником. Функция распределения интенсивности и фазы оптического солитона может быть найдена из решений (18) и (22) и формулы преобразования совместной ФР интенсивности и фазы [1]

$$P(I, \delta) = P_0[I_0(I), \delta_0(I, \delta)] |\partial(I_0, \delta_0)/\partial(I, \delta)|. \quad (23)$$

Здесь $P_0(I_0, \delta_0) = P_0(I_0)P_0(\delta_0)$ — начальные распределения интенсивности и фазы. Отсюда следует, что вследствие нелинейного сдвига фазы распределения фазы и интенсивности не будут статистически независимыми, т.е. появится корреляция между ними.

Далее рассмотрим эволюцию ФР интенсивности и фазы, когда начальная интенсивность распределена по экспоненциальному закону, а начальная фаза имеет гауссовское распределение, т.е.

$$P(I_0) = \frac{1}{\langle I_0 \rangle} \exp \left\{ -\frac{I_0}{\langle I_0 \rangle} \right\}, \quad P_0(\delta_0) = \frac{1}{(2\pi \langle \delta_0^2 \rangle)^{1/2}} \exp \left[-\delta_0^2 / 2 \langle \delta_0^2 \rangle \right]. \quad (24)$$

Интегрируя совместную ФР интенсивности и фазы по всевозможным значениям фазы, определим ФР интенсивности оптического солитона

$$P(I) = \int_{-\infty}^{\infty} P(I, \delta) d\delta = \frac{a}{\langle I_0 \rangle (a - bI)^2} \exp \left\{ -\frac{I}{\langle I_0 \rangle (a - bI)} \right\},$$

$$0 \leq I \leq \frac{a}{b}. \quad (25)$$

Используя найденную ФР интенсивности, находим моменты n -го порядка ($n = 0, 1, 2, \dots$)

$$M_n = \langle I^n \rangle = \left(\frac{a}{b}\right)^n \sum_{k=0}^n (-1)^k C_n^k z e^z E_k(z), \quad (26)$$

где

$$E_k(z) = \int_1^{\infty} e^{-zt} t^{-k} dt$$

есть интегральная показательная функция, $z = ((I_0)b)^{-1}$, C_n^k — биномиальные коэффициенты.

Анализ дисперсии интенсивности

$$D(I) = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 = (a/b)^2 z \left[1 - z e^z E_1(z) (1 + e^z E_1(z)) \right], \quad (27)$$

показывает, что при слабых амплитудных флуктуациях, когда $\langle I_0 \rangle \ll I_{st}$, она возрастает и достигает своего максимума. При дальнейшей эволюции дисперсия стремится к нулю, а ФР превращается в $P_{st}(I) = \delta(I - I_{st})$, т.е. интенсивность становится детерминированной (см. предыдущий раздел).

Перейдем к определению ФР фазы оптического солитона. Аналогично предыдущему анализу имеем

$$P(\delta) = \int_0^{a/b} P(I, \delta) dI = \int_0^{\infty} P[I(I_0), \delta] \frac{dI}{dI_0} dI_0. \quad (28)$$

Выражая подынтегральную функцию через I_0 , получим для ФР фазы следующее интегральное представление:

$$P(\delta) = \int_0^{\infty} P_0(I_0) \frac{1}{\sqrt{2\pi\langle\delta_0^2\rangle}} \exp \left\{ -\frac{1}{2\langle\delta_0^2\rangle} (\delta - \alpha_1)^2 \right\} dI_0, \quad (29)$$

$$\alpha_1 = b_1 \left(\frac{I_0 - I_{st}}{I_{st}} \frac{bI_0}{1 + bI_0} - \ln \frac{a}{1 + bI_0} \right).$$

Отсюда видно, что ФР фазы негауссовская. Последнее приводит к асимметрии среднего профиля солитона. Конечная стадия эволюции завершается установлением стационарной ФР фазы (рис. 3).

$$P_{st}(\delta) = \int_0^{\infty} P(I_0) \frac{1}{\sqrt{2\pi\langle\delta_0^2\rangle}} \exp \left\{ -\frac{1}{2\langle\delta_0^2\rangle} \left[\delta - b_1 \left(\frac{I_0}{I_{st}} - 1 + \ln \frac{I_0}{I_{st}} \right) \right]^2 \right\} dI_0. \quad (30)$$

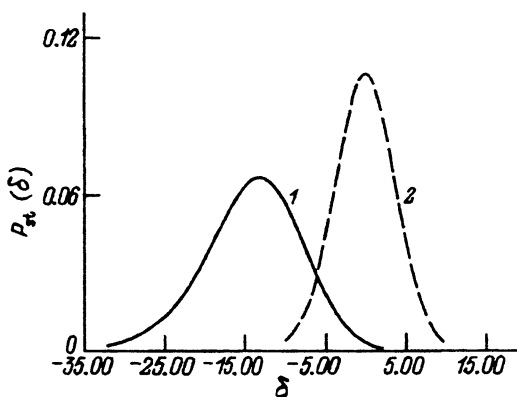


Рис. 3. Нелинейная трансформация начального гауссовского распределения фазы солитона НУШ (1) к негауссовому (2) при следующих значениях параметров: $\gamma_0 = 0.1$, $\gamma = 0.05$, $\langle I_0 \rangle = 0.15$, $\langle \delta_0^2 \rangle = 0.14$.

Разлагая подынтегральную функцию по степеням малого параметра $b_1/\sqrt{\langle \delta_0^2 \rangle} \ll 1$, получим следующую асимптотическую формулу: для ФР фазы

$$P_{st}(\delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\langle \delta_0^2 \rangle}} \exp\left[-\frac{\delta^2}{2\langle \delta_0^2 \rangle}\right] \left[1 - \frac{1}{2} \frac{b_1^2}{\langle \delta_0^2 \rangle} \langle \tilde{\alpha}_1^2 \rangle + \frac{\delta b_1}{\langle \delta_0^2 \rangle} \langle \tilde{\alpha}_1 \rangle + \frac{\delta^2 b_1^2}{2\langle \delta_0^2 \rangle^2} \langle \tilde{\alpha}_1^2 \rangle\right]. \quad (31)$$

Фигурирующие здесь средние равны соответственно

$$\begin{aligned} \langle \tilde{\alpha}_1 \rangle &= \frac{\langle I_0 \rangle}{I_{st}} + \ln \frac{\langle I_0 \rangle}{I_{st}} - (1 + \gamma_E), \\ \langle \tilde{\alpha}_1^2 \rangle &= \pi^2/6 + \langle \tilde{\alpha}_1 \rangle^2 + \frac{\langle I_0 \rangle^2}{I_{st}^2} + 2 \frac{\langle I_0 \rangle}{I_{st}}, \end{aligned} \quad (32)$$

где $\gamma_E = 0.577215$ — постоянная Эйлера.

В заключение рассмотрим вопрос о совместной ФР интенсивности и фазы в конечной стадии эволюции, т.е. при $\delta\gamma_0\tilde{\xi} \gg 1$. Поступая, как и прежде, получим

$$P(I, \delta) = \left\langle \delta \left(I - I(\xi) \right) \delta \left(\delta - \delta(\xi) \right) \right\rangle I_0, \quad \delta_0 = P_{st}(I) P_{st}(\delta). \quad (33)$$

Таким образом, в конечной стадии эволюции распределения интенсивности и фазы становятся статистически независимыми. Следует отметить, что в отличие от солитона КдВ солитоны НУШ помнят о своей случайной предыстории.

Приведем оценки параметров оптического солитона в кварцевых волокнах. Принимая пиковое значение амплитуды на входе волокна $E_0 = 2 \cdot 10^6$ В/м, $n_2 = 1.2 \cdot 10^{-22}$ (м/В)² ($\epsilon_2 = 2\sqrt{\epsilon}n_2$), для волокна с усилением $\Gamma_0 = 0.23$ км⁻¹ при длине волны излучения $\lambda_0 = 1.273$ мкм получим следующие значения безразмерных параметров задачи: $\gamma_0 = 2.5 \cdot 10^{-2}$, $\gamma = 1.2 \cdot 10^{-3}$, $\beta = -8.3 \cdot 10^{-2}$, $\alpha = 3.93 \cdot 10^{-3}$. В этих условиях стационарная амплитуда оптического солитона $E_{st} = 1.57 \cdot 10^7$ В/м, а установившаяся длительность оптического солитона $T_{ст} = 85$ фс.

Заключение

Приведем вкратце полученные результаты.

1) Под действием низкочастотной активности и высокочастотной диссипации случайные электромагнитные уединенные волны переходят в детерминированное автоволновое состояние. Это указывает на возможность генерации солитонных структур из шума.

2) В активных оптических волокнах с учетом диссипации дисперсии и нелинейности высших порядков из случайных электромагнитных импульсов образуется последовательность оптических солитонов с одинаковыми амплитудами и скоростями, фазы которых распределены случайным образом.

Работа частично поддерживалась Международным научным фондом (грант № MZ6000).

Список литературы

- [1] *Азманов А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С.* Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981.
- [2] *Гурбатов С.Н., Малахов А.Н., Саичев А.И.* Нелинейные случайные волны в средах без дисперсии. М.: Наука, 1990.
- [3] *Захаров В.Е., Манакое С., Новиков С.П., Питаевский Л.П.* Теория солитонов. Метод обратной задачи. М.: Наука, 1980.
- [4] *Басс Ф.Г., Кувшарь Ю.С., Конотон В.* Препринт ИРЭ АН УССР. № 296. М., 1986.
- [5] *Абдуллаев Ф.Х., Дарманян С.А.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. С. 265.
- [6] *Elgin J.N.* // Opt. Commun. 1982. Vol. 43. P. 233.
- [7] *Elgin J.N.* // Phys. Lett. 1985. Vol. A110. P. 441.
- [8] *Abdullaev F.Kh., Darmanyan S.A.* Optical Solitons. Heidelberg: Springer, 1993.
- [9] *Bass F.G. et al.* // Opt. Commun. 1988. Vol. 68. P. 385.
- [10] *Джумаев М.Р.* // ДАН УзССР. 1989. № 3. С. 28.
- [11] *Abdullaev F.Kh., Darmanyan S.A., Djumaev M.R.* // Phys. Lett. 1990. Vol. A141. P. 423.
- [12] *Карпман В.И., Маслов Е.М.* // ЖЭТФ. 1977. Т. 47. С. 537.
- [13] *Yervick D., Hermansson B.* // Opt. Comm. 1983. Vol. 47. P. 101.