

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОРЕГИСТРАЦИИ ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ С СОЛИТОННЫМ ЦЕНТРОМ

А.С.Щербаков, Е.И.Андреева

Для создания солитонных волоконно-оптических линий передачи информации на дальние расстояния необходимо, в частности, решить проблему повышения энергетического потенциала и увеличения длины регенерационного участка при сохранении высокой скорости передачи. Оптимальным здесь оказывается применение в качестве носителей информации пикосекундных оптических импульсов с солитонным центром [1,2]. С помощью полупроводниковых источников [3,4] такие импульсы формируются в одномодовом волоконном световоде с потерями и дисперсией при условии $\Gamma = \gamma z_d \geq 1$, где γ — потери в световоде, z_d — дисперсионная длина [1]. Использование импульсов с солитонным центром, по-видимому, позволит увеличить длину регенерационного участка до нескольких сотен километров, а энергетический потенциал линии — до нескольких десятков децибел [5]. Решение указанной проблемы связано с согласованием характеристик символьных импульсов и световода [6], с одной стороны, и с оптимизацией параметров фоторегистрации — с другой. Однако оптимизация параметров фоторегистрации символьных импульсов с солитонным центром требует значительного повышения чувствительности и снижения собственных шумов фотоприемников, что на данный момент представляется затруднительным. Поэтому целью данной работы является изучение процесса фоторегистрации символьных импульсов с солитонным центром методом экспериментального моделирования.

Начальная энергия импульса с солитонным центром E_{in} связана с длиной его распространения z следующим соотношением [1]:

$$E_{in} = 2\lambda^2 D \gamma z (\pi c \sigma \tau)^{-1} \cdot [1 - \exp(-2\gamma z)]^{-1}, \quad (1)$$

где λ и c — длина волны и скорость света, D — дисперсия световода, σ — нелинейный коэффициент Керра, 2τ — длительность импульса. Максимальное расстояние, на которое распространяется импульс с солитонным центром, не превышает дисперсионную длину z_d [1], где $z_d = 2\pi c \tau^2 \lambda^{-2} D^{-1}$,

так что могут быть определены максимальные значения начальной энергии импульса $E = 4\gamma\tau\sigma^{-1}$ и энергетического потенциала линии $W = 20\Gamma\text{лге}$. Ограничение на дальность передачи информации импульсами с солитонным центром накладывает минимальное значение выходной энергии символьного импульса $E_{out} = E_{in} \exp(-2\gamma z)$, определяемым допустимой вероятностью ошибки p . Как известно [7], в случае пуассоновского распределения шума $p = 0.5 \exp(-n_c)$, где $n_c = E_{out} \cdot E_f^{-1}$ — среднее число фотонов в импульсе, E_f — энергия фотона, так что при $p = 10^{-20}$ и $\lambda = 1.55$ мкм имеем $E_{out} = 6 \cdot 10^{-6}$ пДж, т. е. $n_c = 46$ фотонам на символьный импульс. При гауссовском распределении шума $p = \text{erfc}(0.5n_c N^{-1})$, где N — выраженная числом фотонов дисперсия шума, приведенного ко входу фотоприемника. Так как длина регенерационного участка линии мала по сравнению с периодом солитона и нет необходимости учитывать нелинейное взаимодействие шума с солитонным импульсом [8], в линии передачи данных импульсами с солитонным центром все шумы могут быть учтены в момент регистрации.

При моделировании процесса фоторегистрации импульсов с солитонным центром осуществляется переход от совокупности параметров макета (индекс 1) к совокупности параметров объекта моделирования (индекс 2), для чего используется еще и моделирование процесса распространения таких импульсов [9]. В случае гауссовской статистики две совокупности параметров могут быть сопоставлены приравнением соответствующих отношений сигнал/шум $n_c N^{-1}$ с учетом возможного изменения одного из них в α -раз:

$$\frac{1}{N_1} \cdot \frac{\lambda_1^3 D_1}{\tau_1} \cdot \frac{z_1 \gamma_1}{\exp(2\gamma_1 z_1) - 1} = \frac{\alpha}{N_2} \cdot \frac{\lambda_2^3 D_2}{\tau_2} \cdot \frac{z_2 \gamma_2}{\exp(2\gamma_2 z_2) - 1}. \quad (2)$$

В приложении к пуассоновской статистике, когда связь дисперсии шума с величиной сигнала имеет вид $N_i = \sqrt{n_{ci}}$, соотношение (2) видоизменяется, так как в этом случае $N_1 N_2^{-1} = \alpha$. Поскольку обычно при моделировании исследуются возможности увеличения дальности передачи и повышения энергетического потенциала, целесообразно, полагая в (2) $z_i = z_{di}$ и $\exp(2\gamma_i z_{di}) \gg 1$, выразить

$$z_{d2} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} z_{d1} + \frac{1}{2\gamma_2} \left\{ \ln \frac{\alpha N_1 \lambda_2}{N_2 \lambda_1} + \ln \frac{\lambda_2 \gamma_2 \sqrt{D_2 z_{d2}}}{\lambda_1 \gamma_1 \sqrt{D_1 z_{d1}}} \right\}, \quad (3)$$

$$W_2 = W_1 + 10 \lg \frac{\alpha N_1 \lambda_2}{N_2 \lambda_1} + 10 \lg \frac{\lambda_2 \gamma_2 \sqrt{D_2 z_{d2}}}{\lambda_1 \gamma_1 \sqrt{D_1 z_{d1}}}. \quad (4)$$

В (3) и (4) последние слагаемые, определяемые отношением максимальных начальных энергий импульсов $E_2 E_1^{-1}$, учитывают особенности передачи информации импульсами с солитонным центром. Соотношения (2)–(4) отражают связь процессов фоторегистрации и распространения при моделировании, а рис. 1 определяет границы моделирования процесса фоторегистрации при использовании моделирования процесса распространения импульсов. Моделирование процесса фоторегистрации основано на возможности достичь в макете большего по сравнению с E_{out_2} значения выходной энергии E_{out_1} , что эквивалентно соответствующему снижению уровня шума N_2 . Это может быть сделано двумя путями. Первый из них состоит в выборе $\tau_1 < \tau_2$ и $\gamma_1 > \gamma_2$ при $\Gamma_1 = \Gamma_2$ и $W_1 = W_2$ (переход по зависимостям 1–3 на рис. 1), что позволяет увеличить E_{out_1} в несколько раз и сохранить полную идентичность процессов распространения в ходе моделирования. Второй путь заключается в снижении значения Γ_1 по сравнению с Γ_2 , например уменьшением τ_1 без изменения γ_1 (переход по зависимостям 4–6 на рис. 1), т. е. в снижении W_1 . Из зависимостей 7–9 рис. 1

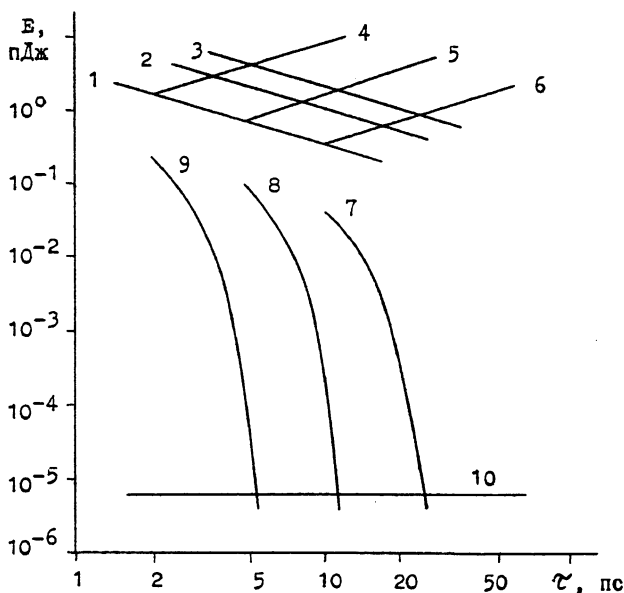


Рис. 1. Границы моделирования фоторегистрации. Линии постоянных значений параметра Γ : 1 — $\Gamma = 1$; 2 — $\Gamma = 3$; 3 — $\Gamma = 6$. Связь длительности 2τ импульсов с солитонным центром на $\Lambda = 1.55$ мкм и их энергии на входе E (4–6) и на выходе E_{out} (7–9) волоконных световодов с $D = 2$ пс/нм·км, $\sigma = 2.7$ Вт $^{-1}$ ·км $^{-1}$, но с различными оптическими потерями: 4, 7 — $\gamma = 0.023$ км $^{-1}$; 5, 8 — $\gamma = 0.115$ км $^{-1}$; 6, 9 — $\gamma = 0.575$ км $^{-1}$. Линия 10 — $E_{out} = 6 \cdot 10^{-6}$ пДж.

видно, что если потенциал W_2 достаточно высок, то вторым способом величина E_{out_1} может быть увеличена на несколько порядков.

Для экспериментального моделирования процесса фоторегистрации использовался макет солитонной волоконно-оптической линии, описанный в [6], в котором была реализована передача импульсов с солитонным центром с длительностью $2\tau_1 = 9$ пс при $D_1 = 2$ пс/нм·км и $\gamma_1 = 0.115$ км⁻¹ (1.0 дБ/км) на $\lambda_1 = 1.32$ мкм на расстояние $z_{d1} = 11$ км, что обеспечивало $W_1 = 11$ дБ. В ходе эксперимента моделировалась регистрация символьных импульсов на выходе линии максимальной длины z_{d2} с максимальным энергетическим потенциалом W_2 при использовании световода с $\gamma_2 = 0.023$ км⁻¹ (0.2 дБ/км), $D_2 = 2$ пс/нм·км на $\lambda_2 = 1.55$ мкм. При этом рассматривались как использование фотоприемников с усилением сигнала, вносящим тепловые шумы, так и предельные оценки вплоть до квантового предела детектирования. Регистрация импульсов осуществлялась лавинным фотодиодом с последующим электронным усилением. В этом случае дисперсия шума определяется следующим соотношением [7]:

$$N = \left[n_s^2 = F(n_c + n_i) + M^{-2}(n_T + n_A) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

Здесь n_s — дисперсия шума, содержащегося в оптическом импульсе; F — коэффициент избыточного шума; M — коэффициент умножения; $n_i = 2\pi i_T e_0^{-1} f^{-1}$, где i_T — среднее значение темнового тока, e_0 — заряд электрона, f — частота следования импульсов; $n_T = 8\pi k T f^{-1} e_0^{-2} R^{-2}$, где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, R — сопротивление нагрузки фотоприемника; $n_A = 2\pi g^2 f^{-1} e_0^{-2} R^{-2}$, где g — спектральная плотность собственных шумов усилителя. В эксперименте реализованы: $F = 3$, $M = 40$, $i_T = 500$ нА, $R = 50$ Ом, $f = 80$ МГц, $T = 300$ К, $g = 100$ нВ·Гц^{1/2} при $n_s \leq 0.01 n_c$. Подстановка этих значений в (5) показывает, что уровень шумов в макете линии составляет $N_1 = 8 \cdot 10^4$ фотонов на символ и целиком определяется шумами электронного усилителя, а следовательно, их распределение подчиняется гауссовской статистике.

Рис. 2 иллюстрирует методику экспериментального моделирования процесса фоторегистрации символьных импульсов с солитонным центром при гауссовской и пуассоновской статистиках распределения шумов. В эксперименте с макетом линии с небольшим значением $W_1 = 11$ дБ за счет оптимального выбора параметра $\Gamma_1 = 1.3$ при фиксированном отношении $n_c N^{-1} = 7$ удалось смоделировать

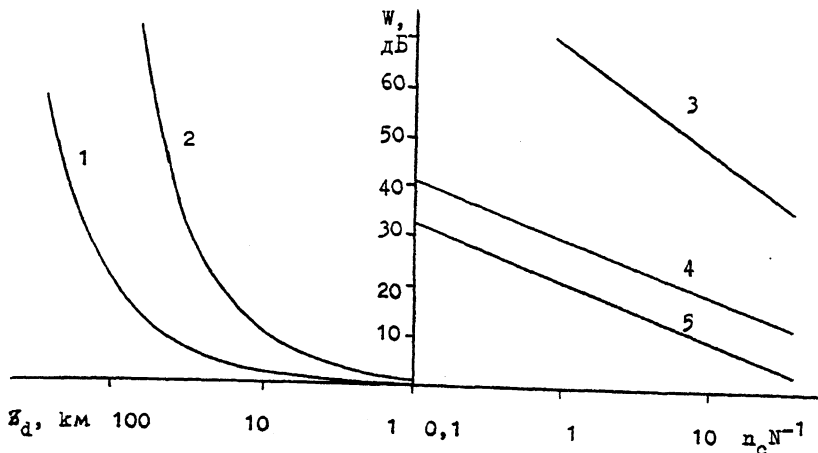


Рис. 2. Зависимость максимального энергетического потенциала W от отношения сигнал/шум $n_c N^{-1}$ и дальности передачи z_d по световодам с дисперсией $D = 2$ пс/нм·км и потерями: 1, 3, 4 — $\gamma = 0.023$ км $^{-1}$ ($\lambda = 1.55$ мкм); 2, 5 — $\gamma = 0.115$ км $^{-1}$ ($\lambda = 1.32$ мкм) при различных законах распределения шумов: 3 — пуассоновская статистика (квантовый предел); 4 — $N = 8 \cdot 10^3$ фотонов и $N = 8 \cdot 10^4$ фотонов — гауссовская статистика.

процессы фоторегистрации в линиях передачи с $\Gamma_2 = 2.3$ и $W_2 = 20$ дБ при гауссовской статистике, а также в линии с $\Gamma_2 = 5.6$ и $W_2 = 50$ дБ при пуассоновской статистике, соответствующей квантовому пределу детектирования с $p < 10^{-20}$ (т. е. 49 фотонов на символьный импульс). Из (5) следует, что в рамках гауссовской статистики возможно 10-кратное снижение уровня шума до $N_2 = 8 \cdot 10^3$ фотонов на символ за счет уменьшения шумов усилителя. При этом, однако, как видно из (4) и рис. 2, потенциал W_2 увеличивается лишь на 9 дБ вместо 10 дБ, что обусловлено зависимостью (1) начальной энергии символьных импульсов с солитонным центром от их длительности и уровня потерь в волокне. Детектированию на квантовом пределе соответствует $n_i \ll n_c$, $n_A + n_T \ll M^2$, $F \simeq 1$ в (5).

Представленная методика позволяет сопоставлять процессы фоторегистрации в линиях передачи информации с различными длинами регенерационных участков, энергетическими потенциалами, рабочими длинами волн, уровнями потерь и дисперсии в световодах, отношениями сигнал/шум и законами распределения шумов. В частности, разработанная методика позволяет на основе экспериментов с малогабаритным макетом вполне адекватно описать процесс фоторегистрации в моделируемой линии передачи информации.

Список литературы

- [1] *Hasegawa A., Kodama Y.* // Opt. Lett. 1990. V. 15. N 24. P. 1443-1445.
- [2] *Nakazawa M., Suzuki K., Kubota H., Yamada E., Kimura Y.* IEEE J. of Quantum Electron. 1990. V. 26. N 12. P. 2095-2101.
- [3] *Шербаков А.С., Андреева Е.И.* // Изв. АН Сер. физ. 1994. Т. 58. № 2. С. 154-161.
- [4] *Shcherbakov A.S., Andreeva E.I.* // Proc. SPIE. 1993. V. 2097. P. 289-300.
- [5] *Shcherbakov A.S., Андреева Е.И., Kosarsky A.Yu., Koroleva Yu.V.* // Proc. Russian Telecom'94 (December 12-16, 1994, St. Petersburg) IGI, Boston MA, USA. 1994. P. 84-88.
- [6] *Шербаков А.С., Андреева Е.И., Тарасов И.С.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 24. С. 29-34.
- [7] *Gagliardi R.M., Karp S.* Optical communications. New York; John Wiley & Sons, 1976. 424 p.
- [8] *Gordon J.P., Mollenauer L.F.* // J. of Lightwave Technol. 1991. V. 9. N 2. P. 170-173.
- [9] *Scherbakov A.S., Andreeva E.I.* // Proc. SPIE. 1994. V. 2429. P. 227-234.

Санкт-Петербургский
государственный
технический университет

Поступило в Редакцию
24 апреля 1995 г.
