

НАБЛЮДЕНИЕ ПИКОСЕКУНДНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ С СОЛИТОННЫМ ЦЕНТРОМ

В ОДНОМОДОВОМ ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ

А.С.Щербаков, Е.И.Андреева

Проблема распространения пикосекундных солитонных оптических импульсов в протяженных одномодовых волоконных световодах представляет большой интерес как с точки зрения изучения нелинейных волновых явлений, так и для разнообразных технических приложений. На фундаментальный солитон в одномодовом световоде оказывают влияние потери γ , которые нарушают баланс дисперсии D и нелинейности. Динамика этого процесса зависит также и от длительности импульса τ и определяется параметром Γ представляющим собой отношение дисперсионной длины к характерной длине проявления потерь:

$$\Gamma = \frac{2\pi\gamma\tau^2c}{\lambda^2 D}, \quad (i)$$

где λ и c — длина волны и скорость света. В случае $\Gamma \ll 1$, когда влияние потерь слабо сказывается на свойствах солитона на расстоянии z порядка его периода, солитон уширяется по закону $\exp(2\Gamma z)$. Однако при $\Gamma \simeq 1$ фундаментальный солитон теряет свои свойства. В то же время при $\Gamma \gtrsim 1$ в одномодовом волокне с потерями возможно существование импульсов с солитонным центром [1], характер которых наиболее рельефно проявляется на большой длине распространения. В данной работе представлены результаты экспериментального наблюдения пикосекундных оптических импульсов с солитонным центром в протяженном одномодовом волоконном световоде с потерями, а также приведен ряд оценок, необходимых для интерпретации эксперимента.

Солитонное решение учитывающего потери кубического уравнения Шредингера в случае $\Gamma \gtrsim 1$ может быть получено на конечном интервале, не превышающем дисперсионную длину, при условии, что начальная амплитуда импульса больше амплитуды фундаментального солитона [1,2]. Огибающая импульса с солитонным центром $q(z, t)$ может быть

представлена в виде произведения [1]

$$q(z, t) = a(z) \cdot W(z, t), \quad (2)$$

где координата z нормирована на дисперсионную длину Z_d ; $W(z, t)$ — функция, описывающая динамику эволюции импульса; $a(z) = a_0 \exp(-\Gamma z)$ имеет смысл его амплитуды. Полагая амплитуду фундаментального солитона равной единичной, представим начальную амплитуду импульса a_0 как сумму $a_0 = N + \alpha$, где N — целое число, $0 \leq \alpha < 1$. При $N > 1$ возникает набор амплитудных параметров a_{0n} вида $a_{0n} = a_0 n^{-1}$, ($n = 1, 2 \dots N$). Набор значений a_{0n} определяет пространственный интервал существования солитонного решения n -го порядка $Z_n(a_0, \Gamma)$. Выберем Z_n так, чтобы результат усреднения амплитуды $a(z)$ на участке Z_n удовлетворял условию $\langle a^2(z) \rangle = n^2$, откуда получаем

$$a_{0n} = \left[\frac{2\Gamma Z_n}{1 - \exp(-2\Gamma Z_n)} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Огибающая импульса с солитонным центром n -го порядка вида (2) $q_n(z, t)$ может быть найдена при $Z_n < 1$, когда изменение амплитуды $a(z)$ на участке Z_n можно считать быстрым по сравнению с характерным временем самовоздействия солитонного импульса. Если из $W(z, t)$ в (2) выделить быстроосциллирующую часть \tilde{V} с нулевым средним $\langle \tilde{V} \rangle = 0$ на Z_n , то

$$q_n(z, t) = a_{0n} \cdot (V_n + \tilde{V}_n) \cdot \exp(-\Gamma z), \quad (4)$$

где V_n — солитонное решение n -го порядка кубического уравнения Шредингера без потерь, учитывающего усредненные на участке Z_n нелинейные по \tilde{V}_n члены

$$i \frac{\partial V_n}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V_n}{\partial t^2} + n^2 |V_n|^2 V_n + \left\langle \begin{array}{l} \text{нелинейные} \\ \text{по } \tilde{V}_n \text{ члены} \end{array} \right\rangle = 0, \quad (5)$$

а \tilde{V}_n — соответствующая быстроосциллирующая часть. По аналогии с [2,3] можно указать, что при учете в (5) вклада нелинейных по \tilde{V}_n членов порядка $(Z_n)^l$ точность описания эволюции импульса с солитонным центром n -го порядка (4) при отсутствии резонансов имеет порядок $0 [(Z_n)^{l+1}]$ и возрастает с уменьшением Z_n . Существенно, что при заданных начальных условиях наиболее точным оказывается

описание солитоном наивысшего порядка, для которого Z_n минимально. Границы интервалов $Z_n < 1$ существования решений (4) для различных значений начальной амплитуды a_0 и параметра Γ (1) могут быть определены с использованием (3). На рис. 1, а представлены зависимости $Z_n(a_0)$ для случая $\Gamma = 1.3$, на которых *штриховкой* показаны области значений z , где при заданных значениях a_0 существуют солитонные решения соответствующего порядка. С увеличением начальной амплитуды a_0 набор возможных значений n , при которых существует солитонное решение, резко возрастает, тогда как при $a_0 < 2$ реализуется солитон только низшего порядка. Более того, между областями с $n = 1$ и $n = 2$ есть интервал значений a_0 , для которого условие $z_n < 1$ не выполняется, и где, строго говоря, не существует полностью адекватного описания эволюции импульса изложенным выше методом. С увеличением Γ области существования решений (4) при заданных a_0 расширяются и возрастает степень их перекрытия (рис. 1, б). Существование нескольких решений q_n при одном значении a_0 означает, что на начальном этапе распространения эволюция импульса с солитонным центром может быть описана несколькими функциями, причем точность описания, как отмечено выше, возрастает с уменьшением Z_n . Итак, эволюция импульсов с солитонными центрами различных порядков при достаточно большой начальной амплитуде может быть приближенно аналитически исследована на расстоянии вплоть до дисперсионной длины.

Условия проведения эксперимента подбирались так, чтобы обеспечить распространение сверхкоротких оптических импульсов с солитонным центром по волокну на расстояние порядка дисперсионной длины. Для этого был использован кварцевый одномодовый волоконный световод длиной 11.0 км с точкой нулевой дисперсии второго порядка на $\lambda_0 = 1.288$ мкм, у которого на рабочей длине волны $\lambda = 1.32$ мкм потери γ составили 0.115 км^{-1} (1 дБ/км), а дисперсионный параметр D равен $-2 \text{ пс/нм} \cdot \text{км}$. Это соответствует области аномальной дисперсии, учитывает ограничения [4] на величину $(\lambda - \lambda_0)$ и тем обеспечивает корректность экспериментов с оптическими солитонами вблизи точки λ_0 . Источником солитонобразующих импульсов служил полупроводниковый лазер в режиме активной синхронизации мод внешнего волоконного резонатора [5], выходные сигналы которого имеют гауссовскую огибающую, а также, как показано в [6], близки к спектрально ограниченными с произведением длительности на ширину спектра 0.45 и быстро формируют оптические солитоны с *sech*-образной огибающей в волоконном световоде. При длительности

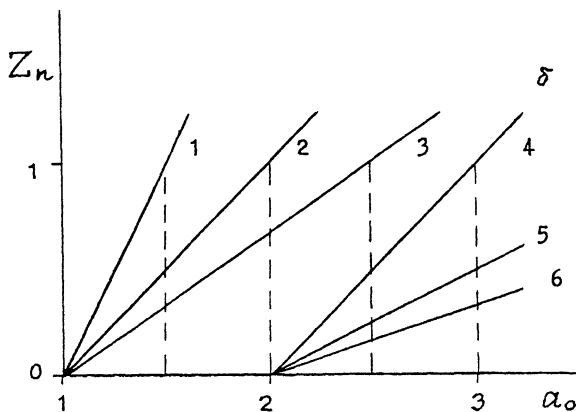
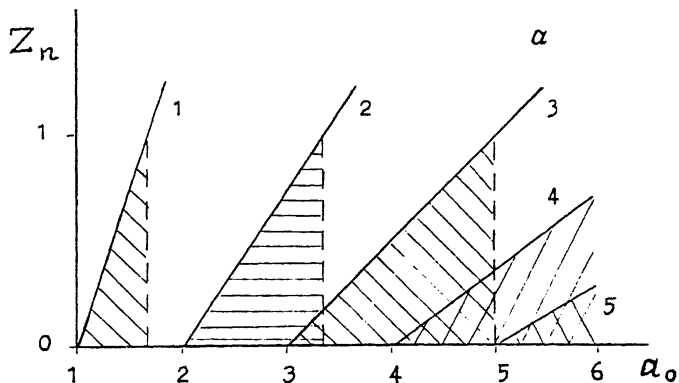


Рис. 1. Зависимости пространственных интервалов существования импульсов с солитонным центром n -го порядка Z_n от начальной амплитуды импульса a_0 ;

а) при фиксированном значении $\Gamma = 1.3$: 1 — $n = 1$; 2 — $n = 2$; 3 — $n = 3$; 4 — $n = 4$; 5 — $n = 5$; штриховкой показаны области существования решения $q_n(z, t)$ соответствующего порядка.

б) при различных значениях параметра Γ и порядка n : 1, 4 — $\Gamma = 1$; 2, 5 — $\Gamma = 2$; 3, 6 — $\Gamma = 3$; при этом 1, 2, 3 — $n = 1$; 4, 5, 6 — $n = 2$.

входных импульсов 4.4 пс из (1) получаем $\Gamma = 1.3$, что удовлетворяет условию формирования пикосекундных импульсов с солитонным центром в выбранном образце световода, имеющем $Z_d = 11.0$ км. Измерение характеристик импульсов осуществлялось после прохождения ими 5.5 и 11.0 км, что соответствует $0.5 Z_d$ и Z_d . Оценка временных параметров производилась автокорреляционным методом с точностью ± 0.1 пс [7]. Этот метод [8] позволяет определять время перекрытия сверхкоротких импульсов τ_a , например по уровню e^{-1} , а при известной, sech -образной для солитонных импульсов форме огибающей — и их длительность $\tau = \frac{2\tau_a}{\pi}$.

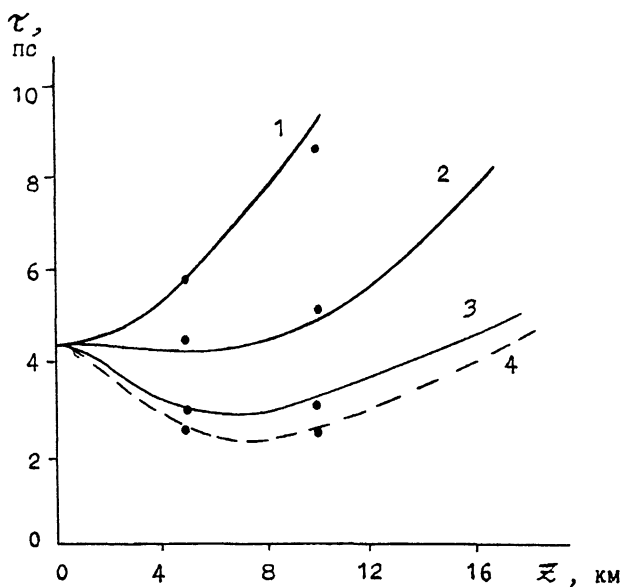


Рис. 2. Зависимости длительности импульсов с солитонным центром τ (пс) от длины распространения z (км) при различных значениях начальной амплитуды импульсов: 1 — $a_0 = 1.0$; 2 — $a_0 = 1.4$; 3 — $a_0 = 2.0$ [7]; 4 — $a_0 = 2.8$ — пунктирная линия — эксперимент.

Изменение начальной амплитуды импульсов a_0 осуществлялось варьированием вводимой в световод мощности излучения $P \sim a_0^2$, так что значение $a_0 = 1.0$ соответствовало $P = 40$ мВт. При этом максимальное достигнутое значение $P = 410$ мВт соответствовало $a_0 = 3.2$. По условию равенства выходной длительности импульса начальному значению удалось показать, что пространственным интервалам существования импульса с солитонным центром 1-го порядка $Z_1 = 0.5Z_d$ и $Z_1 = Z_d$ соответствуют начальные амплитуды $a_0 = 1.3$ и $a_0 = 1.8$, что хорошо согласуется с расчетными величинами 1.3 и 1.7, представленными на рис. 1, а. При дальнейшем увеличении амплитуды входного сигнала наблюдался непрерывный переход к режиму распространения импульса с солитонным центром 2-го порядка, что означает возможность существования импульса с солитонным центром при значениях a_0 , лежащих в области (не отмеченной штриховкой на рис. 1, а), промежуточной между $n = 1$ и $n = 2$. Полученный в эксперименте непрерывный переход к импульсу с солитонным центром 2-го порядка согласуется с результатами численного моделирования процесса распространения [9]. Это видно из рис. 2, где представлены про-

странственные зависимости длительности импульса с солитонным центром 1-го порядка [9] и указаны экспериментальные значения длительности импульсов, полученные в ходе настоящего исследования. Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных для $0.5Z_d$ и Z_d указывает на возможность асимптотического продолжения приведенного выше теоретического описания эволюции импульсов с солитонным центром на расстояния, даже несколько превышающие дисперсионную длину. В ходе эксперимента был также зарегистрирован переход к импульсу с солитонным центром 3-го порядка, проявившийся в том, что монотонное сжатие импульса при увеличении начальной амплитуды до $a_0 = 3.0$ сменяется уширением при $a_0 = 3.2$. Уширение импульса, наблюдавшееся на расстоянии $0.5Z_d$ [10], указывает на развитие в центре импульса свойственной солитонам высших порядков огибающей сложной формы [11] в случае $n \geq 3$.

Таким образом, сформулированы условия образования импульсов с солитонным центром различных порядков. Проведено наблюдение процесса распространения нелинейного пикосекундного импульса с солитонным центром через протяженный одномодовый волоконный световод при такой совокупности параметров эксперимента, когда фундаментальный солитон не может существовать, а именно когда дисперсионная длина превышает характерную длину проявления потерь в волокне. Исследована динамика распространения таких импульсов в зависимости от величины начальной амплитуды.

В заключение авторы выражают благодарность Д.З. Гарбузову, Ю.В. Ильину и И.С. Тарасову за полупроводниковые лазеры, предоставленные для проведения экспериментов. Работа выполнена при поддержке Фонда Сороса.

Список литературы

- [1] Hasegawa A., Kodama Y. // Opt. Lett. 1990. V. 15. N 24. P. 1443-1445.
- [2] Hasegawa A., Kodama Y. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. N 2. P. 161-164.
- [3] Hasegawa A., Kodama Y. // Opt. Lett. 1991. V. 16. N 18. P. 1385-1387.
- [4] Wai P.K.A., Menyuk C.R., Lee Y.C., Chen H.H. // Opt. Lett. 1986. V. 11. N 7. P. 464-466.
- [5] Князев И.А., Щербаков А.С., Ильин Ю.В., Рассудов Н.Л., Тарасов И.С. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 3. С. 14-17.
- [6] Shcherbakov A.S., Andreeva E.I. // Proc. SPIE 1993. V. 2097. P. 289.
- [7] Щербаков А.С. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 19. С. 34-38.
- [8] Херман Й., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов. М., 1986. 368 с.

- [9] *Kubota H., Nakazawa M.* // IEEE J. of Quantum Electron. 1990. V. 26. N 4. P. 692-700.
- [10] *Mollenauer L.F., Stolen R.H., Gordon J.P.* // Opt. Lett. 1983. V. 8. N 5. P. 289-291.
- [11] *Satsuma J., Yajima N.* // Prog. Theor. Phys. Suppl. 1974. N 55. P. 284-306.

Санкт-Петербургский государственный
технический университет

Поступило в Редакцию
20 марта 1994 г.
