

УДК 535.3; 535.5

В.А. Бурдин, А.В. БурдинПоволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики,
Самара, Россия**МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ
УЛЬТРАКОРОТКОГО ОПТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА
В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ С СОХРАНЕНИЕМ ПОЛЯРИЗАЦИИ**

Представлена модель распространения ультракороткого оптического импульса в оптическом волокне с сохранением поляризации, базирующаяся на решении методом расщепления по физическим процессам системы связанных нелинейных уравнений Шредингера, записанных с учетом дисперсии до третьего порядка и рассеяния Рамана. Рассмотрен пример, для которого результаты вычислений сопоставлены с данными эксперимента.

Ключевые слова: оптическое волокно с сохранением поляризации, мода, маломодовый режим передачи, система связанных нелинейных уравнений Шредингера, эффект Керра, рассеяние Рамана, дисперсия, метод расщепления по физическим процессам.

V.A. Burdin, A.V. BourdinePovolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics,
Samara, Russian Federation**SIMULATION OF AN ULTRASHORT OPTICAL PULSE
PROPAGATION IN A POLARIZATION-MAINTAINING
OPTICAL FIBER**

The paper presents a model of an ultrashort optical pulse propagation in a polarization-maintaining optical fiber based on solving by the split-step Fourier method of a system of coupled nonlinear Schrödinger equations written down taking into account third-order dispersion and Raman scattering. An example is considered for which the results of calculations are compared with experimental data.

Keywords: polarization maintaining optical fiber, few-mode propagation, system of coupled nonlinear schrodinger equations, kerr effect, raman scattering, dispersion, split-step fourier method.

Введение

Совершенствование фемтосекундных лазеров и их все более широкое применение делают актуальными решение задачи доставки до заданной точки ультракороткого оптического импульса с заданными

параметрами [1–4] и, как следствие, исследования распространения ультракоротких импульсов большой мощности по оптическим волокнам, в том числе и по оптическим волокнам с сохранением поляризации. В [5–10] достаточно подробно описан эксперимент по передаче оптического импульса длительностью 12 фс по одномодовому оптическому волокну с сохранением поляризации на расстояние 2,5 мм. В этих же работах представлены результаты расчетов импульсного отклика на выходе оптического волокна, полученные, кроме прочих, и методом конечных разностей во временной области (FDTD) без учета и с учетом хроматической дисперсии третьего порядка и рассеяния Рамана. При этом при расчетах полагали, что в оптическом волокне распространяется только одна мода. Из сравнения теоретических и экспериментальных данных в [5–10] следует, что если оценки длительности импульсного отклика согласуются достаточно хорошо, то о его форме этого сказать нельзя. При этом учет хроматической дисперсии третьего порядка и рассеяния Рамана несколько улучшает сходимость теоретических оценок длительности импульсного отклика с экспериментальными, но форма импульсных откликов, полученных экспериментально и в результате вычислений, также существенно различается. В [11] для условий данного эксперимента импульсный отклик на выходе оптического волокна был рассчитан с учетом того, что в одномодовом оптическом волокне с сохранением поляризации распространяются две ортогонально-поляризованные моды, параметры которых различаются. Распространение оптического импульса описывали системой связанных уравнений Шредингера, которую решали методом расщепления по физическим процессам. При этом пренебрегали хроматической дисперсией третьего порядка и рассеянием Рамана, хотя, как известно [12], при длительности оптических импульсов менее 10 пс эти факторы должны учитываться. Однако, несмотря на это, теоретические и экспериментальные оценки длительности импульсного отклика совпали с погрешностью не хуже, чем полученные в работах [5–10], а форма рассчитанного импульсного отклика оказалась существенно ближе к данным эксперимента. Сопоставление результатов вычислений, полученных в [5–10] и [11], с данными эксперимента приводит в общем к ожидаемому заключению. Пренебрегать разницей в характеристиках ортогонально-поляризованных мод в оптическом волокне с сохранением поляризации нельзя. Описывая распростране-

ние оптических импульсов в одномодовом оптическом волокне с сохранением поляризации, необходимо учитывать распространение двух ортогонально-поляризованных мод. Можно полагать, что если при этом при моделировании распространения ультракороткого оптического импульса учитывать еще и хроматическую дисперсию третьего порядка, и рассеяние Рамана, то расхождение между теоретическими и экспериментальными характеристиками уменьшится. Однако это надо проверить.

В общем виде модель распространения ультракороткого оптического импульса в оптическом волокне в маломодовом режиме передачи рассмотрена в работе [12]. Модель основана на решении системы связанных уравнений Шредингера, включающей члены, учитывающие хроматическую дисперсию третьего порядка, и рассеяние Рамана, методом расщепления по физическим процессам. Учет рассеяния Рамана требует определения производных по времени огибающей оптического импульса. Для этого в [12] система связанных нелинейных уравнений Шредингера дополняется системой дифференциальных уравнений относительно указанных производных, которую решают на каждом шаге расщепления по физическим процессам.

В данной работе представленная в [12] система связанных уравнений Шредингера с учетом уравнений Манакова по аналогии с решением [13] приведена к виду, описывающему передачу ультракороткого оптического импульса при распространении в одномодовом оптическом волокне с сохранением поляризации двух ортогонально-поляризованных мод. При этом члены уравнений, учитывающие действие фактора рассеяния Рамана, были преобразованы так, что это позволило определять производные по времени огибающих оптических импульсов, исключив дополнительную систему дифференциальных уравнений и, соответственно, необходимость их решения на каждом шаге расщепления по физическим процессам. В работе описана модель распространения ультракороткого оптического импульса в оптическом волокне с сохранением поляризации, представлены результаты моделирования для условий эксперимента [5–10], которые были сопоставлены с данными эксперимента и результатами вычислений из [5–10] и [11].

Моделирование распространения ультракороткого оптического импульса в одномодовом оптическом волокне с сохранением поляризации

Согласно [12] в общем виде оптические импульсы длительностью менее 10 пс в оптическом волокне при распространении в нем нескольких мод могут быть описаны системой связанных нелинейных уравнений Шредингера, которые записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_i}{\partial z} = & -\frac{\alpha_i}{2} A_i - \beta_{1,i} \frac{\partial A_i}{\partial t} - j \frac{\beta_{2,i}}{2} \frac{\partial^2 A_i}{\partial t^2} + \frac{\beta_{3,i}}{6} \frac{\partial^3 A_i}{\partial t^3} + \\ & + j \gamma_i A_i \sum_{m=1}^M C_{i,m} |A_m|^2 - \frac{\gamma_i}{\omega_{0,i}} \sum_{m=1}^M B_{i,m} \frac{\partial (|A_m|^2 A_i)}{\partial t} - j \gamma_i T_R A_i \sum_{m=1}^M B_{i,m} \frac{\partial |A_m|^2}{\partial t}, \quad (1) \end{aligned}$$

где A_i – комплексная огибающая оптического импульса i -й моды; α_i – коэффициент затухания i -й моды; $\beta_{1,i}$, $\beta_{2,i}$, $\beta_{3,i}$ – параметры дисперсии i -й моды первого, второго и третьего порядков соответственно; γ_i – параметр нелинейности для i -й моды; $C_{i,m}$, $B_{i,m}$ – коэффициенты связи между i -й модой и m -й модой; T_R – параметр рассеяния Рамана; $\omega_{0,i}$ – круговая частота, на которой передается i -я мода; z – координата, направленная вдоль оси волокна; t – время.

С учетом решения [13] по аналогии с [14] для двух ортогонально поляризованных мод оптического волокна с сохранением поляризации из (1) получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_x}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2} A_x - \beta_{1,x} \frac{\partial A_x}{\partial t} - j \frac{\beta_{2,x}}{2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} + \frac{\beta_{3,x}}{6} \frac{\partial^3 A_x}{\partial t^3} + \\ & + j \gamma_x A_x \left(|A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 \right) - \frac{\gamma_x}{\omega_0} \left[\frac{\partial (|A_x|^2 A_x)}{\partial t} + \frac{1}{3} \frac{\partial (|A_y|^2 A_x)}{\partial t} \right] - \\ & - j \gamma_x T_R A_x \left(\frac{\partial |A_x|^2}{\partial t} + \frac{1}{3} \frac{\partial |A_y|^2}{\partial t} \right), \quad (2a) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A_y - \beta_{1,y} \frac{\partial A_y}{\partial t} - j \frac{\beta_{2,y}}{2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} + \frac{\beta_{3,y}}{6} \frac{\partial^3 A_y}{\partial t^3} +$$

$$\begin{aligned}
 & + j\gamma_y A_y \left(|A_y|^2 + \frac{2}{3} |A_x|^2 \right) - \frac{\gamma_y}{\omega_0} \left[\frac{\partial \left(|A_y|^2 A_y \right)}{\partial t} + \frac{1}{3} \frac{\partial \left(|A_x|^2 A_y \right)}{\partial t} \right] - \\
 & - j\gamma_y T_R A_y \left(\frac{\partial |A_y|^2}{\partial t} + \frac{1}{3} \frac{\partial |A_x|^2}{\partial t} \right). \tag{26}
 \end{aligned}$$

Представим [15]:

$$\frac{\partial \left(|A^2| A \right)}{\partial t} = |A^2| \frac{\partial A}{\partial t} + A \frac{\partial |A^2|}{\partial t}.$$

С учетом этого выражения (2а), (2б) примут вид:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial A_x}{\partial z} = & -\frac{\alpha_x}{2} A_x - \beta_{1,x} \frac{\partial A_x}{\partial t} - j \frac{\beta_{2,x}}{2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} + \frac{\beta_{3,x}}{6} \frac{\partial^3 A_x}{\partial t^3} + \\
 & + j\gamma_x A_x \left\{ \left(|A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 \right) + \left(\frac{1}{\omega_0} - T_R \right) \left(\frac{\partial |A_x|^2}{\partial t} + \frac{1}{3} \frac{\partial |A_y|^2}{\partial t} \right) \right\} - \\
 & - \frac{\gamma_x}{\omega_0} \left(|A_x|^2 + \frac{1}{3} |A_y|^2 \right) \frac{\partial A_x}{\partial t}, \tag{3а}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial A_y}{\partial z} = & -\frac{\alpha_y}{2} A_y - \beta_{1,y} \frac{\partial A_y}{\partial t} - j \frac{\beta_{2,y}}{2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} + \frac{\beta_{3,y}}{6} \frac{\partial^3 A_y}{\partial t^3} + \\
 & + j\gamma_y A_y \left\{ \left(|A_y|^2 + \frac{2}{3} |A_x|^2 \right) + \left(\frac{1}{\omega_0} - T_R \right) \left(\frac{\partial |A_y|^2}{\partial t} + \frac{1}{3} \frac{\partial |A_x|^2}{\partial t} \right) \right\} - \\
 & - \frac{\gamma_y}{\omega_0} \left(|A_y|^2 + \frac{1}{3} |A_x|^2 \right) \frac{\partial A_y}{\partial t}. \tag{3б}
 \end{aligned}$$

Как и в [12], систему связанных нелинейных уравнений Шредингера будем решать методом расщепления по физическим процессам [16, 17]. Будем использовать симметричную схему вычислений [17–19]:

$$A_i(z+h, t) = A_i(z, t - \tau_i h) \left[\exp\left(\frac{h}{2} D\right) \exp(hN) \exp\left(\frac{h}{2} D\right) \right]. \tag{4}$$

Здесь и в дальнейшем индексом i обозначаем любую из двух ортогонально поляризованных мод x или y . Линейный оператор определяется выражением:

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} = -\frac{\alpha_i}{2} A_i - \beta_{1,i} \frac{\partial A_i}{\partial t} - j \frac{\beta_{2,i}}{2} \frac{\partial^2 A_i}{\partial t^2} + \frac{\beta_{3,i}}{6} \frac{\partial^3 A_i}{\partial t^3}. \quad (5)$$

Он вычисляется в спектральной области по формуле:

$$\begin{aligned} & A_i(z, t) \cdot \exp\left(\frac{h}{2} D_i\right) = \\ & = F^{-1} \left\{ F[A(z, t)] \cdot \exp\left[\frac{h}{2} \left(-j\beta_{1,i}\omega + j\frac{\beta_{2,i}}{2}\omega^2 - j\frac{\beta_{3,i}}{6}\omega^3 - \frac{\alpha_i}{2}\right)\right] \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

Здесь через $F(A)$ обозначено прямое, а через $F^{-1}(S)$ – обратное преобразование Фурье.

Нелинейный оператор в системе (3) определяется выражениями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_x}{\partial z} = j\gamma_x A_x \left\{ \left(|A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 \right) + \left(\frac{1}{\omega_0} - T_R \right) \left(\frac{\partial |A_x|^2}{\partial t} + \frac{1}{3} \frac{\partial |A_y|^2}{\partial t} \right) \right\} - \\ - \frac{\gamma_x}{\omega_0} \left(|A_x|^2 + \frac{1}{3} |A_y|^2 \right) \frac{\partial A_x}{\partial t}, \quad (7a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_y}{\partial z} = j\gamma_y A_y \left\{ \left(|A_y|^2 + \frac{2}{3} |A_x|^2 \right) + \left(\frac{1}{\omega_0} - T_R \right) \left(\frac{\partial |A_y|^2}{\partial t} + \frac{1}{3} \frac{\partial |A_x|^2}{\partial t} \right) \right\} - \\ - \frac{\gamma_y}{\omega_0} \left(|A_y|^2 + \frac{1}{3} |A_x|^2 \right) \frac{\partial A_y}{\partial t} \quad (7b) \end{aligned}$$

Будем полагать, что $\partial t / \partial z \approx \beta_{1,i}$. Тогда формально (7a) и (7b) можно представить как:

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} = \frac{j\gamma_x A_x \left\{ \left(|A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 \right) + \left(\frac{1}{\omega_0} - T_R \right) \left(\frac{\partial |A_x|^2}{\partial t} + \frac{1}{3} \frac{\partial |A_y|^2}{\partial t} \right) \right\}}{1 + \frac{\gamma_x}{\omega_0 \beta_{1,x}} \left(|A_x|^2 + \frac{1}{3} |A_y|^2 \right)}, \quad (8a)$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} = \frac{j\gamma_y A_y \left\{ \left(|A_y|^2 + \frac{2}{3} |A_x|^2 \right) + \left(\frac{1}{\omega_0} - T_R \right) \left(\frac{\partial |A_y|^2}{\partial t} + \frac{1}{3} \frac{\partial |A_x|^2}{\partial t} \right) \right\}}{1 + \frac{\gamma_y}{\omega_0 \beta_{1,y}} \left(|A_y|^2 + \frac{1}{3} |A_x|^2 \right)}. \quad (86)$$

Нелинейный оператор вычисляется во временной области. Однако в отличие от традиционного решения [17–19] вычисления будем производить по формулам:

$$A_x(z, t) \cdot \exp(hN_x) =$$

$$= A(z, t) \exp \left\{ \frac{j\gamma_x h \left[\left(|A_x|^2 + \frac{2}{3} |A_y|^2 \right) + \left(\frac{1}{\omega_0} - T_R \right) \left(\frac{\partial |A_x|^2}{\partial t} + \frac{1}{3} \frac{\partial |A_y|^2}{\partial t} \right) \right]}{1 + \frac{\gamma_x}{\omega_0 \beta_{1,x}} \left(|A_x|^2 + \frac{1}{3} |A_y|^2 \right)} \right\}, \quad (9a)$$

$$A_y(z, t) \cdot \exp(hN_y) =$$

$$= A(z, t) \exp \left\{ \frac{j\gamma_y h \left[\left(|A_y|^2 + \frac{2}{3} |A_x|^2 \right) + \left(\frac{1}{\omega_0} - T_R \right) \left(\frac{\partial |A_y|^2}{\partial t} + \frac{1}{3} \frac{\partial |A_x|^2}{\partial t} \right) \right]}{1 + \frac{\gamma_y}{\omega_0 \beta_{1,y}} \left(|A_y|^2 + \frac{1}{3} |A_x|^2 \right)} \right\}. \quad (96)$$

Частные производные в (9a) и (96), как и в [19] при решении уравнения Шредингера для ультракоротких импульсов, вычисляются с учетом свойств преобразования Фурье [20]:

$$\frac{\partial |A(z, t)|^2}{\partial t} = F^{-1} \left\{ j\omega \cdot F \left[|A(z, t)|^2 \right] \right\}.$$

Описание эксперимента

Как уже было отмечено ранее, в целях верификации предложенной модели распространения ультракороткого импульса в оптическом волокне с сохранением поляризации воспользовались данными экспе-

римента, подробно описанного в работах [5–10]. Согласно описанию эксперимента титан-сапфировый фемтосекундный лазер с синхронизацией мод и центральной длиной волны 798 нм генерировал импульсы с длительностью 12 фс и пиковой мощностью 175 кВт. Оптическое излучение на выходе лазера разделялось с помощью оптического делителя. Одну часть оптической мощности с помощью зеркала подавали на спектрометр или интерферометрический автокоррелятор, а другую часть – с помощью объектива с рефлектором вводили в оптическое волокно. Как было отмечено в [5–10], применение таких объективов исключало дополнительную хроматическую дисперсию. На выходе оптического волокна оптические импульсы выводили с помощью такого же объектива. С помощью спектрометра измеряли спектральную характеристику оптического сигнала на входе и выходе оптического волокна, а с помощью интерферометрического автокоррелятора – импульсный отклик. Представленные в [5–10] временные и спектральные характеристики оптических импульсов, полученные в результате эксперимента, в данной работе будут приведены в дальнейшем вместе с результатами моделирования.

В эксперименте использовали оптическое волокно типа F-SPV производства «Newport», оптимизированное для работы на длине волны 633 нм. Это оптическое волокно с сохранением поляризации конструкции «бабочка» (Bow-Tie). Длина оптического волокна составляла 2,5 мм. Ниже в таблице представлены основные характеристики данного типа оптического волокна согласно спецификации [21]. В дальнейшем при расчетах параметров параметров оптического волокна конструктивные характеристики были выбраны в соответствии с рис. 1 [22]. Здесь, как и в [11], характеристики «быстрой» моды рассчитывали, как для осесимметричного ступенчатого световода с профилем показателя преломления, построенным вдоль «быстрой» оси оптического волокна. Характеристики «медленной» моды определяли следующим образом. Параметр скорости распространения определяли, полагая, что «медленная» мода распространяется с задержкой $\Delta\beta = 4,0$ пс/м. Соответственно,

$$\beta_{1,2} = \beta_{1,1} - \Delta\beta.$$

Как и в [14], где в эксперименте использовали тот же тип оптического волокна, полагали, что параметры хроматической дисперсии и параметр нелинейности ортогонально-поляризованных мод одинако-

вы, а коэффициент керровской нелинейности $n_2 = 3,5 \cdot 10^{-20}$. Полагали, что $T_R = 3$ фс [12]. В результате вычислений получили, что $\beta_{1,1} = 4,294$ нс/м, $\beta_{2,1} = 4,290$ нс/м, $\beta_{1,2} = \beta_{2,2} = 3,62 \cdot 10^{-26}$ с²/м, $\beta_{1,3} = \beta_{2,3} = 2,75 \cdot 10^{-41}$ с³/м, а $\gamma = 0,048$ 1/Вт/м. Полученные таким способом оценки параметров мод характеризуются относительно большой погрешностью, однако они полностью удовлетворяют данным по спецификации волокна [21] и в целом достаточно хорошо согласуются с параметрами для этого типа волокна, используемыми при обработке экспериментальных данных в работах [5–10, 14, 22].

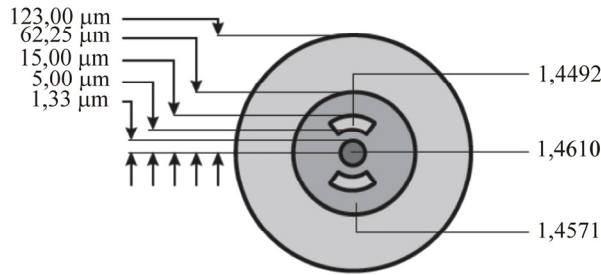


Рис. 1. Конструктивные характеристики оптического волокна F-SPV

Характеристики оптического волокна F-SPV

№ п/п	Наименование	Значение
1	Профиль показателя преломления	Ступенчатый
2	Рабочий диапазон длин волн	633–688 нм
3	Диаметр оболочки световода	125±1 мкм
4	Диаметр покрытия световода	245±12 мкм
5	Числовая апертура	0,14–0,18
6	Тип волокна	Одномодовое с сохранением поляризации
7	Номинальный диаметр поля моды	3,2 мкм
8	Максимальное затухание	≤15 дБ/км
9	Длина биений	≤2 мм
10	Длина волны отсечки	500–600 нм

Результаты моделирования

В целях верификации предложенной модели для условий описанного выше эксперимента вычисляли отклики на выходе оптического волокна на воздействие оптического импульса. Для этого моделиро-

вали процесс распространения оптического импульса в оптическом волокне с сохранением поляризации, решая систему уравнений (9а), (9б) методом расщепления по физическим процессам. При моделировании полагали, что режим передачи маломодовый (в оптическом волокне распространяются две ортогонально поляризованные моды), моды на входе оптического волокна возбуждаются равномерно, двулучепреломление – величина постоянная, потери пренебрежимо малы, а показатель преломления легированного кварцевого стекла прямо пропорционален концентрации легирующей добавки. Результаты моделирования спектральной характеристики сигнала и импульсного отклика на выходе волокна представлены на рис. 2 и 3. Там же приведены представленные в [5–10] экспериментальные кривые и результаты вычислений методом конечных разностей во временной области (FDTD), полученные в предположении, что режим передачи одномодовый.

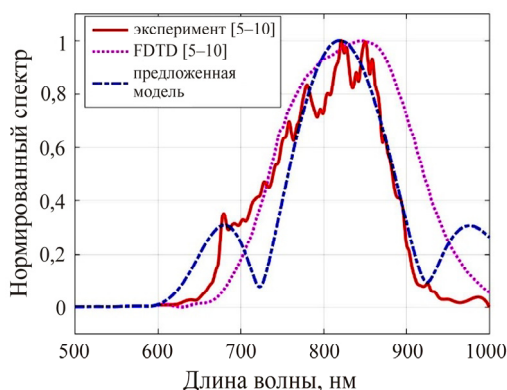


Рис. 2. Спектральная характеристика

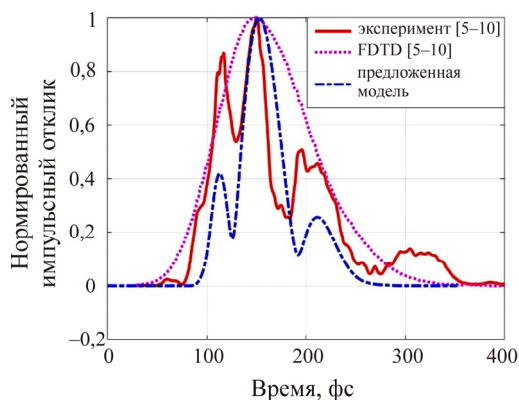


Рис. 3. Импульсный отклик

Как следует из рис. 2, 3, спектральная характеристика и импульсный отклик, полученные на основе предложенной модели, достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными. При этом форма отклика в большей мере соответствует экспериментальным данным, чем представленные в [5–10] результаты вычислений методом FDTD для одномодового режима передачи. Сопоставление характеристик, представленных на рис. 2, 3, подтверждает сделанный в [11] вывод о существенном влиянии двулучепреломления на искажение ультракоротких оптических импульсов в оптическом волокне с сохранением поляризации и недопустимости пренебрежения задержкой между ортогонально-поляризованными модами. Сравнение полученных в представленной работе результатов, результатов моделирования из [11] и данных эксперимента показало, что, как и следовало ожидать, учет хроматической дисперсии третьего порядка и рассеяния Рамана существенно улучшили согласование теоретических и экспериментальных данных. Анализ кривых на рис. 2, 3 позволяет сделать заключение об адекватности предложенной в данной работе модели распространения ультракороткого импульса в оптическом волокне с сохранением поляризации.

Заключение

Сравнение представленных в работе результатов моделирования, данных эксперимента и ранее полученных результатов моделирования для условий эксперимента подтвердило недопустимость пренебрежения двулучепреломлением при моделировании распространения ультракоротких импульсов в оптических волокнах с сохранением поляризации и продемонстрировало адекватность предложенной модели.

Список литературы

1. Single-stage Yb:YAG booster amplifier producing 2.3 mJ, 520 fs pulses at 10 kHz / J. Pouysegur, F. Guichard, B. Weichelt, M. Delaigue, Y. Zaouter, C. Hönninger, E. Mottay, P. Georges, F. Druon // Proc. Advanced Solid State Lasers. – 2015. – hal-01359547.
2. 2.6 mJ energy and 81 GW peak power femtosecond laser pulse delivery and spectral broadening in inhibited coupling Kagome fiber / B. Debord, F. Gérôme, P.-M. Paul, A. Husakou, F. Benabid // Proc.CLEO. – 2015. – STh4L.7.pdf.

3. Stingl A. Femtosecond future // *Nature Photonics*. – 2010. – 4. – P. 158.
4. Sibbett W., Lagatsky A.A., Brown C.T.A. The development and application of femtosecond laser systems // *Optics Express*. – 2012. – Vol. 20, No. 7. – P. 6989–7001.
5. Comparison between theory and experiment of nonlinear propagation for 4.5-cycle optical pulses in a fused-silica fiber / N. Karasawa, S. Nakamura, R. Morita, H. Shigekawa, M. Yamashita // *Nonlinear Opt.* – 2000. – Vol. 24. – P. 133–138.
6. Measurements of Third-Order Dispersion Effects for Generation of High-Repetition-Rate, Sub-Three-Cycle Transform-Limited Pulses from a Glass Fiber / S. Nakamura, L. Li, N. Karasawa, R. Morita, H. Shigekawa, M. Yamashita // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2002. – Vol. 41, No. 3A. – P. 1369–1373.
7. Finite-Difference Time-Domain Calculation with All Parameters of Sellmeier's Fitting Equation for 12-fs Laser Pulse Propagation in a Silica Fiber / S. Nakamura, Y. Koyamada, N. Yoshida, N. Karasawa, H. Sone, M. Ohtani, Y. Mizuta, R. Morita, H. Shigekawa, M. Yamashita // *IEEE Photon. Technol. Lett.* – 2002. – Vol. 14, No. 4. – P. 480–482.
8. Nakamura S., Takasawa N., Koyamada Y. Comparison between Finite-Difference Time-Domain Calculation with All Parameters of Sellmeier's Fitting Equation and Experimental Results for Slightly Chirped 12 fs Laser Pulse Propagation in Silica Fiber // *IEEE Journal of Lightwave Technology*. – 2005. – Vol. 23, No. 2. – P. 855–863.
9. Extended Finite Difference Time Domain Analysis of Induced Phase Modulation and Four-Wave Mixing between Two-Color Femtosecond Laser Pulses in a Silica Fiber with Different Initial Delays / S. Nakamura, N. Takasawa, Y. Koyamada, H. Sone, L. Xu, R. Morita, M. Yamashita // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2005. – Vol. 44, No. 10. – P. 7453–7459.
10. Nakamura S. Comparison between Finite-Difference Time-Domain Method and Experimental Results for Femtosecond Laser Pulse Propagation // *Coherence and Ultrashort Pulse Laser Emission* / Dr. F.J. Duarte (Ed.) // *InTech*. – 2010. – P. 449–442.
11. Agrawal G.P. *Nonlinear fiber optic*. – NY: Acad. Press, 2013. – 629 p.

12. A reliable split-step Fourier method for the propagation equation of ultrafast pulses in single-mode optical fibers / R. Deiterding, R. Glowinski, H. Oliver, S. Poole // *Journal of Lightwave Technology*. – 2013. – Vol. 31, No. 12. – P. 2008–2017.

13. Marcuse D., Manyuk C.R., Wai P.K.A. Application of the Manakov-PMD equation to studies of signal propagation in optical fibers with randomly varying birefringence // *Journal of Lightwave Technology*. – 1997. – Vol. 15(9). – P. 1735–1746.

14. Mumtaz S., Essiambre R.-J., Agrawal G.P. Nonlinear propagation in multimode and Multicore fibers: generalization of the Manakov equations // *Journal of Lightwave Technology*. – 2013. – Vol. 31(3). – P. 398–406.

15. Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. – М.: Наука, 1977. – 224 с.

16. Weideman J.A.C., Herbst B.M. Split-Step Methods for the Solution of the Nonlinear Schrödinger Equation // *SIAM Journal on Numerical Analysis*. – 1986. – Vol. 23(3). – P. 485–507.

17. Optimization of the split-step Fourier method in modeling optical-fiber communications systems / O.V. Sinkin, R. Holzlohner, J. Zweck, C.R. Menyuk // *Journal of Lightwave Technology*. – 2003. – Vol. 21(1). – P. 61–68.

18. On the Construction and Comparison of Difference Schemes / G. Strang // *SIAM Journal on Numerical Analysis*. – 1968. – Vol. 5(3). – P. 506–517.

19. Propagation technique for ultrashort pulses II: Numerical methods to solve the pulse propagation equation / V.C. Long, H.N. Viet, M. Trippenback, K.D. Xuan // *Comp. Meth. ScienceTechn.* – 2008. – Vol. 14(1). – P. 13–19.

20. Бейтмен Г., Эрдейи А. Таблицы интегральных преобразований. Т. 1: Преобразования Фурье, Лапласа, Меллина. – М.: Наука, 1969. – 344 с.

21. Polarization Maintaining Fiber, Bow-Tie, 633-780 nm, 0.14-0.18 NA, Model: F-SPV. – URL: <https://www.newport.com/p/F-SPV>.

22. Krieg M.L. Absolute Heterodyne Interferometer for Strongly Aspherical Mirrors. – Doctoral thesis, 2004, 177 p. – URL: <http://resolver.tudelft.nl/uuid:b4149e72-4a3e-4c2e-b6ba-76934129ce27>.

References

1. Pouysegur J., Guichard F., Weichelt B., Delaigue M., Zaouter Y., Hönninger C., Mottay E., Georges P., Druon F. Single-stage Yb:YAG booster amplifier producing 2.3 mJ, 520 fs pulses at 10 kHz. *Proc. Advanced Solid State Lasers*, 2015, hal-01359547.
2. Debord B., G r me F., Paul P.-M., Husakou A., Benabid F. 2.6 mJ energy and 81 GW peak power femtosecond laser pulse delivery and spectral broadening in inhibited coupling Kagome fiber. *Proc. CLEO*, 2015, STh4L.7.pdf.
3. Stingl A. Femtosecond future. *Nature Photonics*, 2010, 4, 158 p.
4. Sibbett W., Lagatsky A.A., Brown C.T.A. The development and application of femtosecond laser systems. *Optics Express*, 2012, vol. 20, no. 7, pp. 6989-7001.
5. Karasawa N., Nakamura S., Morita R., Shigekawa H., Yamashita M. Comparison between theory and experiment of nonlinear propagation for 4.5-cycle optical pulses in a fused-silica fiber. *Nonlinear Opt.*, 2000, vol. 24, pp. 133-138.
6. Nakamura S., Li L., Karasawa N., Morita R., Shigekawa H., Yamashita M. Measurements of third-order dispersion effects for generation of high-repetition-rate, sub-three-cycle transform-limited pulses from a glass fiber. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2002, vol. 41, no. 3A, pp. 1369-1373.
7. Nakamura S., Koyamada Y., Yoshida N. et al. Finite-difference time-domain calculation with all parameters of sellmeier's fitting equation for 12-fs laser pulse propagation in a silica fiber. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2002, vol. 14, no. 4, pp. 480-482.
8. Nakamura S., Takasawa N., Koyamada Y. Comparison between finite-difference time-domain calculation with all parameters of sellmeier's fitting equation and experimental results for slightly chirped 12 fs laser pulse propagation in silica fiber. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 2005, vol. 23, no. 2, pp. 855-863.
9. Nakamura S., Takasawa N., Koyamada Y., Sone H., Xu L., Morita R., Yamashita M. Extended finite difference time domain analysis of induced phase modulation and four-wave mixing between two-color femtosecond laser pulses in a silica fiber with different initial delays. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2005, vol. 44, no. 10, pp. 7453-7459.

10. Nakamura S. Comparison between finite-difference time-domain method and experimental results for femtosecond laser pulse propagation. *Coherence and Ultrashort Pulse Laser Emission*. Ed. Dr. F.J. Duarte. *InTech*, 2010, pp. 449-442.
11. Agrawal G.P. *Nonlinear fiber optic*. NY: Acad. Press, 2013, 629 p.
12. Deiterding R., Glowinski R., Oliver H., Poole S. A reliable split-step Fourier method for the propagation equation of ultrafast pulses in single-mode optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 2013, vol. 31, no. 12, pp. 2008-2017.
13. Marcuse D., Manyuk C.R., Wai P.K.A. Application of the Manakov-PMD equation to studies of signal propagation in optical fibers with randomly varying birefringence. *Journal of Lightwave Technology*, 1997, vol. 15 (9), pp. 1735-1746.
14. Mumtaz S., Essiambre R.-J., Agrawal G.P. Nonlinear propagation in multimode and Multicore fibers: generalization of the Manakov equations. *Journal of Lightwave Technology*, 2013, vol. 31 (3), pp. 398-406.
15. Dvait G.B. *Tablitsy integralov i drugie matematicheskie formuly [Spreadsheets of integrals and other mathematical formulas]*. Moscow, Nauka, 1977, 224 p.
16. Weideman J.A.C., Herbst B.M. Split-step methods for the solution of the nonlinear schrödinger equation. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, 1986, vol. 23 (3), pp. 485-507.
17. Sinkin O.V., Holzlohner R., Zweck J., Menyuk C.R. Optimization of the split-step Fourier method in modeling optical-fiber communications systems. *Journal of Lightwave Technology*, 2003, vol. 21 (1), pp. 61-68.
18. Strang G. On the construction and comparison of difference schemes. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, 1968, vol. 5 (3), pp. 506-517.
19. Long V.C., Viet H.N., Trippenback M., Xuan K.D. Propagation technique for ultrashort pulses II: Numerical methods to solve the pulse propagation equation. *Comp. Meth. Science Techn.*, 2008, vol. 14 (1), pp. 13-19.
20. Beitmen G., Erdeii A. *Tablitsy integralnykh preobrazovaniia*. Vol. 1. *Preobrazovaniia Fure, Laplasa, Mellina [Spreadsheets of integral transforms. Vol. 1. Fourier, Laplace, Mellin transforms]*. Moscow, Nauka, 1969, 344 p.

21. Polarization maintaining fiber, Bow-Tie, 633-780 nm, 0.14-0.18 NA, Model: F-SPV, available et: <https://www.newport.com/p/F-SPV> (accessed 15 May 2019).

22. Krieg M.L. Absolute heterodyne interferometer for strongly Aspherical Mirrors. Doctoral thesis, 2004, 177 p., available et: <http://resolver.tudelft.nl/uuid:b4149e72-4a3e-4c2e-b6ba-76934129ce27> (accessed 15 May 2019).

Получено 20.06.19