

УДК 535.55-4+535.58

ВЛИЯНИЕ ШИРИНЫ СПЕКТРА НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАСПЛЫВАНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

Г. Б. Малыкин¹, В. И. Позднякова², Д. В. Шабанов¹

¹ Институт прикладной физики РАН;

² Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Рассмотрено влияние ширины спектра немонахроматического источника излучения на расплывание сверхкоротких оптических импульсов при их распространении в телекоммуникационных одномодовых волоконных световодах с очень слабым линейным двулучепреломлением. Указанное уширение импульсов связано с наличием случайных неоднородностей тензора диэлектрической проницаемости в таких световодах, которое, в свою очередь, влияет на поляризационную модовую дисперсию излучения. Методом численного моделирования получены зависимости эволюции огибающей сверхкоротких оптических импульсов и их частотных спектров от длины одномодового волоконного световода со случайными неоднородностями. Показано, что увеличение длительности импульса происходит по диффузионному закону, т. е. пропорционально квадратному корню из длины волокна, причём коэффициент пропорциональности существенно зависит от ширины частотного спектра источника излучения. Показано, что длительность импульса увеличивается с увеличением длины одномодового волоконного световода существенно быстрее для источника излучения с более широким частотным спектром, причём влияние ширины спектральной линии источника становится заметным, когда она по порядку величины сравнивается с обратной длительностью импульса.

ВВЕДЕНИЕ

Как было отмечено в нашей работе [1], совершенствование волоконно-оптических телекоммуникационных линий связано с увеличением быстродействия приёмо-передающей аппаратуры и увеличением расстояния между оптоэлектронными ретрансляторами. Со времени создания кварцевых одномодовых волоконных световодов с малыми потерями прошло более 40 лет. За это время достигнут существенный прогресс в технологии изготовления световодов: изготовлены световоды с теоретическим пределом оптических потерь и созданы световоды с практически нулевой хроматической дисперсией в рабочей полосе длин волн [2, 3]. Одномодовые волоконные световоды нашли широкое применение в оптической связи [2, 4]. Более того, подавляющая часть производимых в настоящее время световодов используется именно для создания волоконных линий связи [2].

Однако, как отмечено в [1], несмотря на большой прогресс в технологии изготовления световодов, существует серьёзная проблема: поляризационная модовая дисперсия, которая приводит к удлинению коротких оптических импульсов в оптоволоконных линиях связи [1, 2, 4–6] и, следовательно, ограничивает максимальную скорость передачи информации. В одномодовом волоконном световоде распространяются с различными скоростями две взаимно ортогональные поляризационные моды. При распространении в таком световоде с линейным двулучепреломлением две ортогональные моды излучения приобретают оптическую разность фаз $\delta = \beta L$, где L — длина световода, $\beta = (2\pi \Delta n_1)/\lambda$, Δn_1 — разность показателей преломления для медленной и быстрой мод. Таким образом, даже при отсутствии хроматической дисперсии в одномодовом волоконном световоде имеет место поляризационная модовая дисперсия, которая характеризуется величиной

д. Если в таком световоде нет неоднородностей и, в общем случае, оптический импульс возбудил на его входе обе поляризационные моды, то при отсутствии хроматической дисперсии в нём будут распространяться два независимых импульса с различными скоростями и поляризациями. Однако в реальном одномодовом волоконном световоде всегда существуют случайные неоднородности тензора диэлектрической проницаемости [7, 8], при рассеянии на которых происходит обмен энергией между модами. Даже в том случае, когда на входе такого световода была возбуждена одна поляризационная мода, на определённом расстоянии от входа, которое определяется в основном величиной линейного двулучепреломления одномодового волоконного световода, будут распространяться обе поляризационные моды. Поскольку распределение неоднородностей по длине световода является случайным [7, 8], то и амплитудные соотношения, и разность фаз между ортогональными поляризационными модами также случайны. Вследствие случайного характера связи поляризационных мод оптические импульсы при распространении в линиях связи испытывают уширение. Это и есть проявление поляризационной модовой дисперсии [5]. Чем меньше величина линейного двулучепреломления одномодового волоконного световода, тем меньше и величина его поляризационной модовой дисперсии. Поэтому для создания волоконных линий связи используются одномодовые волоконные световоды с очень малым линейным двулучепреломлением [2].

Случайные неоднородности в одномодовых волоконных световодах возникают как в процессе вытяжки волокна из заготовки и последующего нанесения защитного покрытия и оболочки кабеля, что целиком зависит от технологии производства одномодового волоконного световода и кабеля, так и в процессе укладки кабеля в волоконную линию связи, что, в свою очередь, зависит от способа укладки. Чем меньше длительность импульса, тем больше испытываемое им относительное уширение и искажение своей начальной формы при распространении в одномодовом волоконном световоде [1].

В работе [1] с помощью численного моделирования было рассмотрено распространение сверхкороткого оптического импульса в оптоволоконной линии связи с монохроматическим источником излучения. Как будет показано ниже, использование в оптоволоконных линиях связи монохроматического или квазимонохроматического источника излучения имеет ряд недостатков, главным образом вследствие большой длины когерентности и большой длины деполяризации квазимонохроматического излучения в одномодовом волоконном световоде. Вышеизложенное поясняет, какой важной задачей является создание численных методов расчёта уширения сверхкоротких оптических импульсов под влиянием поляризационной модовой дисперсии в одномодовых волоконных световодах с произвольными длиной и другими параметрами и источником немонахроматического излучения с произвольной шириной спектральной линии.

Цель данной работы, которая является продолжением и развитием [1], — исследовать распространение сверхкороткого оптического импульса в оптоволоконной линии связи с немонахроматическим источником излучения. Данная задача, насколько нам известно, ранее не рассматривалась.

Отметим, что сверхкороткие оптические импульсы от работающего в непрерывном режиме суперлюминесцентного диода могут быть получены с помощью керровского затвора, управляемого электрическим полем соответствующего оптического импульса [9], например импульса от фемтосекундного лазера.

Явление поляризационной модовой дисперсии в телекоммуникационных одномодовых волоконных световодах было рассмотрено в [1, 6], там же приводится подробный обзор литературы по данной теме.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ВЛИЯНИЕ СТЕПЕНИ КОГЕРЕНТНОСТИ ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ НА СТАТИСТИКУ ИНТЕНСИВНОСТИ РАССЕЯННОГО НАЗАД СВЕТА В ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННОМ ОДНОМОДОВОМ ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ

В последние годы началось активное применение недорогих телекоммуникационных полупроводниковых лазеров с распределённой обратной связью [10–12] не только в волоконно-оптических телекоммуникационных линиях, но и для целей рефлектометрии в одномодовых волоконных световодах [13]. Спектральная ширина полосы таких лазеров, как правило, составляет $2\div 5$ МГц, что соответствует времени когерентности $160\div 60$ нс. Уширение сверхкоротких оптических импульсов в телекоммуникационных одномодовых волоконных световодах от таких квазимонохроматических источников излучения хорошо описывается результатами численного моделирования [1]. Однако, как показано в [13], полупроводниковые лазеры характеризуются весьма большой длиной когерентности $l_{\text{coh}} = \lambda_0^2/\Delta\lambda \sim 100$ м и длиной деполяризации излучения в одномодовом волоконном световоде $l_{\text{dep}} = \lambda_0^2/(\Delta\lambda \Delta n_1) \sim 10^7$ км. Здесь λ_0 — средняя длина волны света от источника излучения, $\Delta\lambda$ — ширина линии источника излучения по половинной мощности, Δn_1 — разность показателей линейного преломления медленной и быстрой поляризационных мод одномодового волоконного световода (для телекоммуникационных одномодовых волоконных световодов $\Delta n_1 \sim 10^{-8}$). Таким образом, на источник излучения будет воздействовать отражённое неоднородностями и рассеянное на атомарной структуре одномодового волоконного световода рэлеевское излучение, приходящее из отрезка волокна с длиной l_{coh} порядка 100 м. Эта обратная реакция вызовет случайную модуляцию амплитуды и частоты излучения полупроводникового лазера. Кроме того, излучение, перешедшее благодаря наличию неоднородностей в одномодовом волоконном световоде из одной ортогональной поляризационной моды в другую на всей длине телекоммуникационной линии (длина которой, в любом случае, на много порядков меньше, чем $l_{\text{dep}} \sim 10^7$ км), приведёт к случайному изменению состояния поляризации на выходе линии.

Однако существует более радикальное решение этой проблемы. Оно заключается в использовании источников немонахроматического излучения — суперлюминесцентных диодов или суперфлуоресцентных источников излучения, которые характеризуются малыми длинами когерентности. Недавно были созданы активный германо-силикатный световод, легированный теллуром, с максимумом усиления около $\lambda_0 \sim 1500$ нм и шириной линии $\Delta\lambda \sim 700$ нм [14] и активный эрбиевый световод с плоским распределением коэффициента усиления в районе $\lambda_0 \sim 1500$ нм и шириной линии $\Delta\lambda > 100$ нм [15]. Это является предпосылкой для создания оптоволоконных линий связи с использованием источников немонахроматического излучения.

2. ШИРИНА И ФОРМА ЛИНИИ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ ИМПУЛЬСНОЙ МОДУЛЯЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ. АВТОКОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ СТАЦИОНАРНОГО ЭРГОДИЧЕСКОГО СЛУЧАЙНОГО ГАУССОВСКОГО ПРОЦЕССА

Рассмотрим вопрос о том, как изменится ширина и форма линии немонахроматического излучения вследствие импульсной модуляции его интенсивности.

Пусть имеет место стационарный эргодический случайный гауссовский процесс $\xi(t)$, представленный своим спектром мощности (интенсивностью излучения)

$$B^I(\omega) = \exp\left[-\frac{2(\omega - \omega_0)^2}{(\Delta\omega)^2}\right], \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi\nu$ — круговая оптическая частота, ν — оптическая частота, ω_0 — круговая оптическая частота центра спектральной линии, $\Delta\omega$ — ширина спектра круговых оптических частот по уровню $\exp(-1/2)$. Автокорреляционная функция этого процесса определяется известным соотношением [16]:

$$K(\tau) = \langle \xi(t)\xi(t + \tau) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} B^I(\omega) \exp(i\omega\tau) d\omega,$$

где угловые скобки означают усреднение.

Мы будем рассматривать монохроматический источник излучения с гауссовской формой спектра типа (1). Как и в [1], положим, что зависимость интенсивности импульса от времени имеет также гауссовскую форму. Таким образом, нам необходимо определить, как изменится частотный спектр данного сигнала, если его ограничить по времени гауссовским импульсом с автокорреляционной функцией

$$K_{\text{imp}}(\tau) = \exp\left[-\frac{2\tau^2}{(\Delta\tau)^2}\right],$$

где $\Delta\tau$ — временная длительность импульса по уровню $\exp(-1/2)$.

Очевидно, что автокорреляционная функция результирующего процесса примет вид

$$K_{\text{rez}}(\tau) = K(\tau)K_{\text{imp}}(\tau). \quad (2)$$

Автокорреляционную функцию исходного сигнала вычисляем, используя известный табличный интеграл [17]:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-fx^2 + gx + h) dx = \sqrt{\frac{\pi}{f}} \exp\left(\frac{g^2}{4f} + h\right).$$

Тогда с точностью до постоянного множителя

$$K(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{2(\omega - \omega_0)^2}{(\Delta\omega)^2} + i\omega\tau\right] d\omega = \exp\left(-\frac{\tau^2 \Delta\omega^2}{8} + i\omega_0\tau\right).$$

Согласно (2) автокорреляционная функция выходного процесса определяется соотношением

$$K_{\text{rez}}(\tau) = \exp\left\{-\tau^2 \left[\frac{(\Delta\omega)^2}{8} + \frac{2}{(\Delta\tau)^2}\right] + i\omega_0\tau\right\}. \quad (3)$$

Таким образом, после обратного преобразования Фурье функций (3) мы наблюдаем увеличение ширины спектра интенсивности результирующего сигнала:

$$B_{\text{rez}}^I(\omega) = \exp\left[-\frac{2(\omega - \omega_0)^2}{(\Delta\omega_{\text{rez}})^2}\right], \quad (4)$$

где $\Delta\omega_{\text{rez}} = \sqrt{\Delta\omega^2 + (4/\Delta\tau)^2}$. Отметим здесь, что относительный вклад ширины исходного спектра и обратного времени импульса в ширину результирующего спектра был рассмотрен в [18, 19]. Влияние других факторов на временную длительность оптических импульсов, например хроматической дисперсии одномодового волоконного световода [20, 21] и нелинейных явлений в нём [22, 23], в данной работе, также как и в [1], рассматриваться не будет. В дальнейшем будем полагать, что хроматическая дисперсия в одномодовом волоконном световоде полностью компенсирована.

3. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ВРЕМЕННОГО ПРОФИЛЯ И ДЛИТЕЛЬНОСТИ СВЕРХКОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ОТ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ

Для расчётов нами была использована математическая модель, подробно описанная в [7]. Согласно этой модели, одномодовый волоконный световод разбивается на ряд отрезков со случайными длинами l_k , на каждом из которых происходит равномерное изменение (кручение) азимутов осей линейного двулучепреломления Θ_k . Соседние отрезки характеризуются различным кручением, зависимость азимутов осей от расстояния непрерывна, а её производная по длине является кусочно-постоянной. При этом случайная величина кручения азимута Θ_k на каждом из отрезков равномерно распределена в интервале $[-\Theta_{\max}, \Theta_{\max}]$ и кручения на разных отрезках независимы между собой. Случайные длины отрезков l_k также независимы между собой и распределены по экспоненциальному закону со средним значением $\langle l \rangle$. В рамках данной модели вычисление вектора поляризации излучения с длиной волны λ , прошедшего через волокно с длиной z с конкретной реализацией неоднородностей в нём, сводится к перемножению $N(z)$ матриц, каждая из которых представляет собой матрицу Джонса отрезка со случайной длиной l_k с постоянным в пределах этого отрезка изменением азимута осей линейного двулучепреломления Θ_k :

$$M_k = \begin{pmatrix} \cos \xi_k + \frac{i\beta}{\beta_k} \sin \xi_k & \frac{2c_k}{\beta_k} \sin \xi_k \\ -\frac{2c_k}{\beta_k} \sin \xi_k & \cos \xi_k - \frac{i\beta}{\beta_k} \sin \xi_k \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $\xi_k = l_k \beta_k / 2$, $\beta_k(\lambda) = \sqrt{\beta^2(\lambda) + 4c_k^2}$ — эллиптическое двулучепреломление, $c_k = (1 - g) \Theta_k$, g — фотоупругий коэффициент материала, из которого изготовлено волокно, $\beta = 2\pi \Delta n_1 / \lambda$ — собственное (невозмущённое) линейное двулучепреломление.

Нами было проведено численное моделирование распространения излучения в одномодовом волоконном световоде с длиной до 10^4 км с очень слабым линейным двулучепреломлением $\beta = 2\pi \Delta n_1 / \lambda_0$. В нашем случае $\Delta n_1 = 10^{-8}$. Был рассмотрен немонахроматический источник излучения со средней длиной волны $\lambda_0 = 1550$ нм и гауссовской формой спектральной линии с различными ширинами, равными 10, 70 и 500 нм¹, излучение от которого проходило через быстродействующий оптический затвор, формирующий импульс с гауссовским временным профилем:

$$S(t) = \frac{2}{\sqrt{2\pi} \Delta t} \exp\left[-\frac{2t^2}{(\Delta t)^2}\right] \cos\left(\frac{2\pi ct}{\lambda_0}\right),$$

где c — скорость света в вакууме. Длительность оптического импульса на выходе затвора, т. е. на входе в одномодовый волоконный световод, составляла $\Delta t = 0,1$ пс по уровню $\exp(-1/2)$. Спектр интенсивности задавался формулой (4). Поскольку в расчётах использовался частотный спектр, а числовые характеристики, т. е. средняя длина волны и ширина спектральной линии, задавались для спектра по волновым числам, то запишем выражения для связи средней длины волны спектра λ_0 и ширины спектра $\Delta\lambda$ со средней круговой частотой световой волны ω_0 и шириной её частотного спектра $\Delta\omega$:

$$\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}, \quad \Delta\omega_+ = -\frac{2\pi c}{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} + \omega_0, \quad \Delta\omega_- = \frac{2\pi c}{\lambda_0 - \Delta\lambda/2} - \omega_0, \quad \Delta\omega = \Delta\omega_+ + \Delta\omega_-.$$

¹ Суперлюминесцентные источники излучения с шириной спектральной линии более 150 нм пока не существуют. Ширина линии 500 нм была использована нами для определения влияния ширины линии источника излучения на величину поляризационной модовой дисперсии в более широком спектральном диапазоне.

Таблица 1

$\Delta\lambda$, нм	$\Delta\lambda_{\text{res}}$, нм	N_λ	N_{matr}	l_{coh} , МКМ	l_{dep} , м
10	52	4 096	$2\,048 \cdot 10^9$	240,250	24 025,0
70	87	16 384	$8\,192 \cdot 10^9$	34,321	3 432,1
500	530	131 072	$65\,536 \cdot 10^9$	4,805	480,5

В табл. 1 приведены значения ширины оптических спектров импульсов: исходная $\Delta\lambda$ и найденная с учётом конечной длительности импульса $\Delta\lambda_{\text{res}}$, число независимых спектральных компонент N_λ и суммарное число матриц Джонса N_{matr} , которые использовались для расчёта спектров импульса для каждой из ширин линии источника излучения, а также длина когерентности l_{coh} и длина деполяризации l_{dep} немонахроматического излучения в одномодовом волоконном световоде.

Как было отмечено выше, статистические характеристики случайных неоднородностей в одномодовых волоконных световодах приводятся в работах [7, 8]. Здесь напомним только, что максимальная величина случайных кручений осей линейного двулучепреломления в таких световодах составляет приблизительно 2 рад/м, а длина корреляции случайных кручений — 2 см.

Для расчётов был выбран частный случай, когда излучение в импульсе поляризовано линейно. При этом рассматривались две ситуации: когда на входе одномодового волоконного световода возбуждалась одна собственная (невозмущённая) линейно поляризованная мода, электрическое поле \mathbf{E} которой ориентировано параллельно оси x (чему соответствует $S_1 = 1$, где S_1 — первый компонент вектора Стокса), и когда на его входе возбуждались обе моды с равным весом ($S_2 = 1$, где S_2 — второй компонент Стокса). Как и в [1], моделирование проводилось для единственной реализации случайных неоднородностей в одномодовом волоконном световоде. Заметим, что даже для одной реализации вычисления были весьма объёмными, поскольку при длине такого световода $z = 10\,000$ км число случайных неоднородностей составляло величину порядка $5 \cdot 10^8$, а количество спектральных компонент и матриц Джонса, указанные в табл. 1, также были велики. Спектры электрического поля импульса вычислялись для различных длин одномодового волоконного световода z от 1 м до 10 000 км. С помощью преобразования Фурье мы получили зависимости максимальной амплитуды и длительности импульса от длины одномодового волоконного световода для различных спектральных ширин линии источника немонахроматического излучения.

На рис. 1 представлены временные профили импульсов и их спектры на входе (пунктирная линия) и выходе (сплошная линия) одномодового волоконного световода с длиной $z = 10\,000$ км для источника монахроматического излучения (рис. 1а) ² и источника немонахроматического излучения (рис. 1б–г) с различной шириной спектра $\Delta\lambda$ в случае, когда на входе волокна возбуждалась одна собственная мода с поляризацией S_1 . Левая колонка графиков соответствует поляризационной моде на выходе одномодового волоконного световода, электрическое поле в которой параллельно оси x , средняя — поляризационной моде, электрическое поле в которой параллельно оси y ($S_1 = -1$), а правая — суммарному импульсу. Из рис. 1 видно, что, как и для случая монахроматического источника излучения [1], после прохождения одномодового волоконного световода с большой длиной импульсы искажаются, их ширина возрастает, а максимальная амплитуда понижается. При этом чем больше ширина линии источника немонахроматического излучения $\Delta\lambda$, тем больше уширяются импульсы, а спектр оптического излучения на выходе одномодового волоконного световода становится всё более изрезанным при сохранении формы его огибающей. В частности, для случая $\Delta\lambda = 500$ нм (рис. 1г) импульс на выходе одномодового волоконно-

² На всех рисунках данные для источника монахроматического излучения взяты из [1].

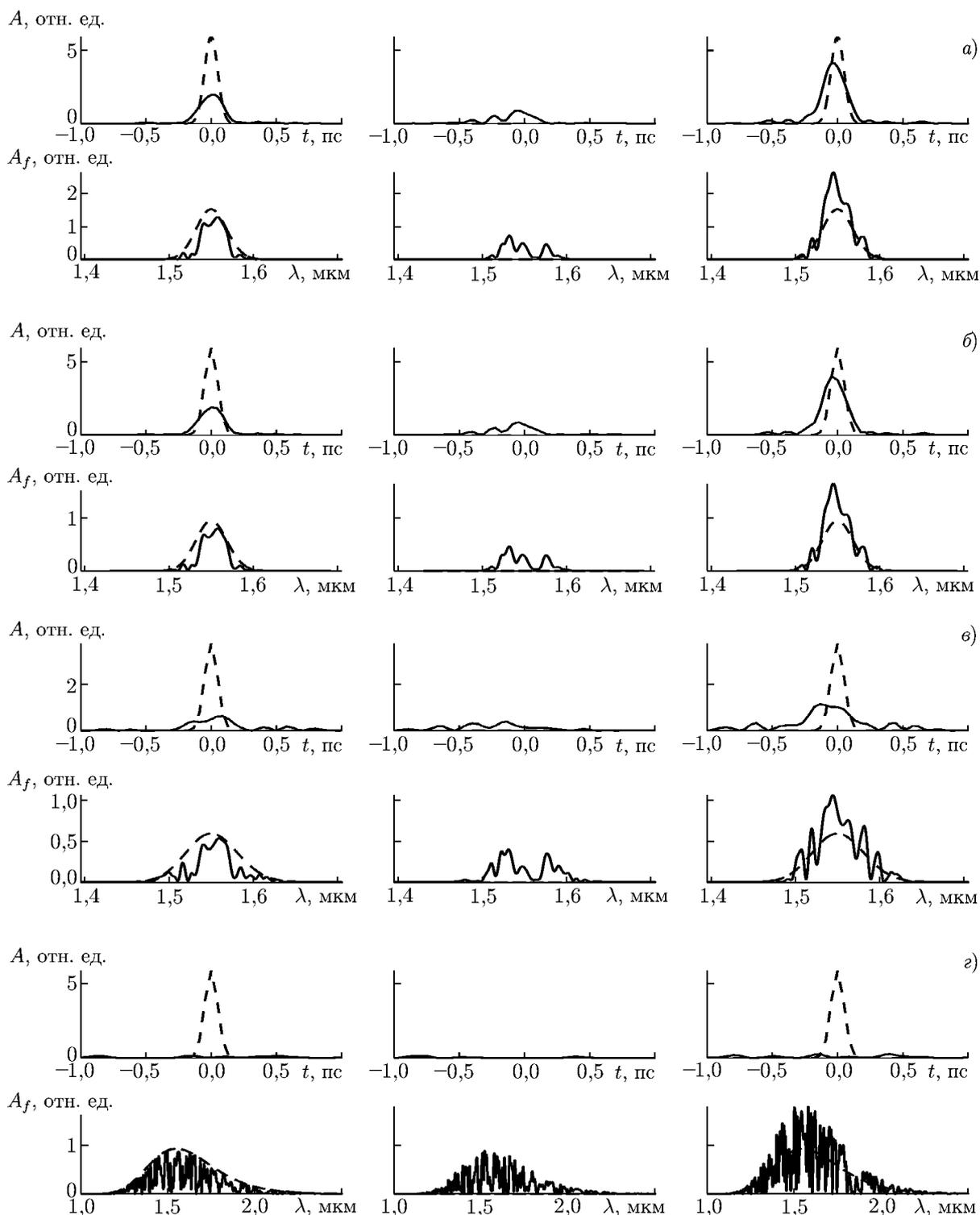


Рис. 1. Временные профили A интенсивностей импульсов и квадраты модулей их спектров $A(f)$ на входе одномодового волоконного световода (пунктирная линия) и на его выходе при его длине $z = 10\,000$ км (сплошная линия) для случая, когда на входе световода возбуждалась одна собственная поляризационная мода: с источником монохроматического излучения (панель (а)) и с источником немонахроматического излучения с $\Delta\lambda = 10$ (б), 70 (в) и 500 нм (г)

го световода полностью расплывается. Временные профили импульсов и их спектры для случая, когда на входе одномодового волоконного световода возбуждались обе поляризационные моды с равным весом (S_2 -поляризация), не приводятся, поскольку они качественно не отличаются от показанных на рис. 1, за исключением области малых длин одномодового волоконного световода $z \leq (1 \div 2) h^{-1} \sim 40$ м. Отметим также, что при длине одномодового волоконного световода $z = 10\,000$ км временная задержка между импульсами в медленной и быстрой поляризационных модах составляет 330 пс.

На рис. 2 представлены зависимости нормированной длительности импульса $\Delta t_{\text{норм}}$ от длины одномодового волоконного световода z для источника монохроматического излучения (рис. 2а) и источника некогерентного излучения (рис. 1б–г) с различной шириной частотного спектра. Верхний ряд графиков на каждой панели соответствует поляризации S_1 на входе одномодового волоконного световода, нижний — поляризации S_2 . Как и на рис. 1, левый столбец графиков соответствует поляризационной моде на выходе одномодового волоконного световода, электрическое поле в которой параллельно оси x , центральный — поляризационной моде, электрическое поле в которой параллельно оси y , правый — суммарному импульсу. Пунктирной линией на каждом графике изображена теоретическая кривая, построенная в соответствии с диффузионным законом удлинения импульса: $f_{\text{approx}}(z) = 1 + \sqrt{z/b}$, где коэффициент b определялся методом наименьших квадратов. Значения этого коэффициента приведены в табл. 2.

Отметим здесь, что зависимости на рис. 2а–г внешне выглядят очень сходно именно по причине того, что при построении графиков была проведена нормировка длительности импульса на выходе одномодового волоконного световода на его длительность на входе световода. Эта процедура позволяет наглядно сравнить зависимости временного уширения импульса от длины одномодового волоконного световода для различных ширин спектральной линии источника некогерентного излучения $\Delta\lambda$. В частности, сравнивая рис. 2а, б и рис. 2г, можно видеть, что при длине световода $z = 10\,000$ км импульс от широкополосного источника некогерентного излучения (рис. 2г) уширяется приблизительно в 25 раз больше, чем точно такой же импульс от источника монохроматического излучения (рис. 2а) или от существенно более узкополосного источника некогерентного излучения (рис. 2б).

Из рис. 2 видно, что в случае, когда на входе одномодового волоконного световода возбуждалась собственная поляризационная мода, электрическое поле в которой параллельно оси x , вторая, ортогональная ей, мода примерно сравнивается с первой по интенсивности уже на расстоянии порядка $40 \div 50$ м, которое близко к величине, обратной h -параметру рассматриваемого световода (для одномодового волоконного световода с $\Delta n_1 = 10^{-8}$ величина $1/h \sim 20$ м [7, 8]). Видно также, что импульс начинает удлиняться при длине световода порядка длины деполаризации некогерентного излучения $l_{\text{деп}}$. При больших длинах одномодового волоконного световода ширина импульса возрастает примерно пропорционально корню квадратному из пройденного расстояния, т. е. по диффузному закону, что согласуется с результатами работ [24–28].

Для того, чтобы сравнить зависимости временной ширины импульса от длины одномодового волоконного световода для различных ширин частотных спектров источника излучения, на рис. 3 собраны теоретические кривые $f_{\text{approx}}(z)$ для суммарного импульса, отвечающему правому столбцу графиков на рис. 2. Кривые на рис. 3 соответствуют S_1 -поляризации на входе одномодового волоконного световода. Аналогичные зависимости в случае S_2 -поляризации на входе одномодового волоконного световода практически не отличаются от случая S_1 -поляризации. Видно, что при малых длинах световода временная ширина импульсов слабо зависит от z , а при больших z она возрастает с увеличением z существенно быстрее для более широких частотных спектров источника некогерентного излучения. При этом для источника монохроматического излучения и источника некогерентного излучения с $\Delta\lambda = 10$ нм закон уширения импульса

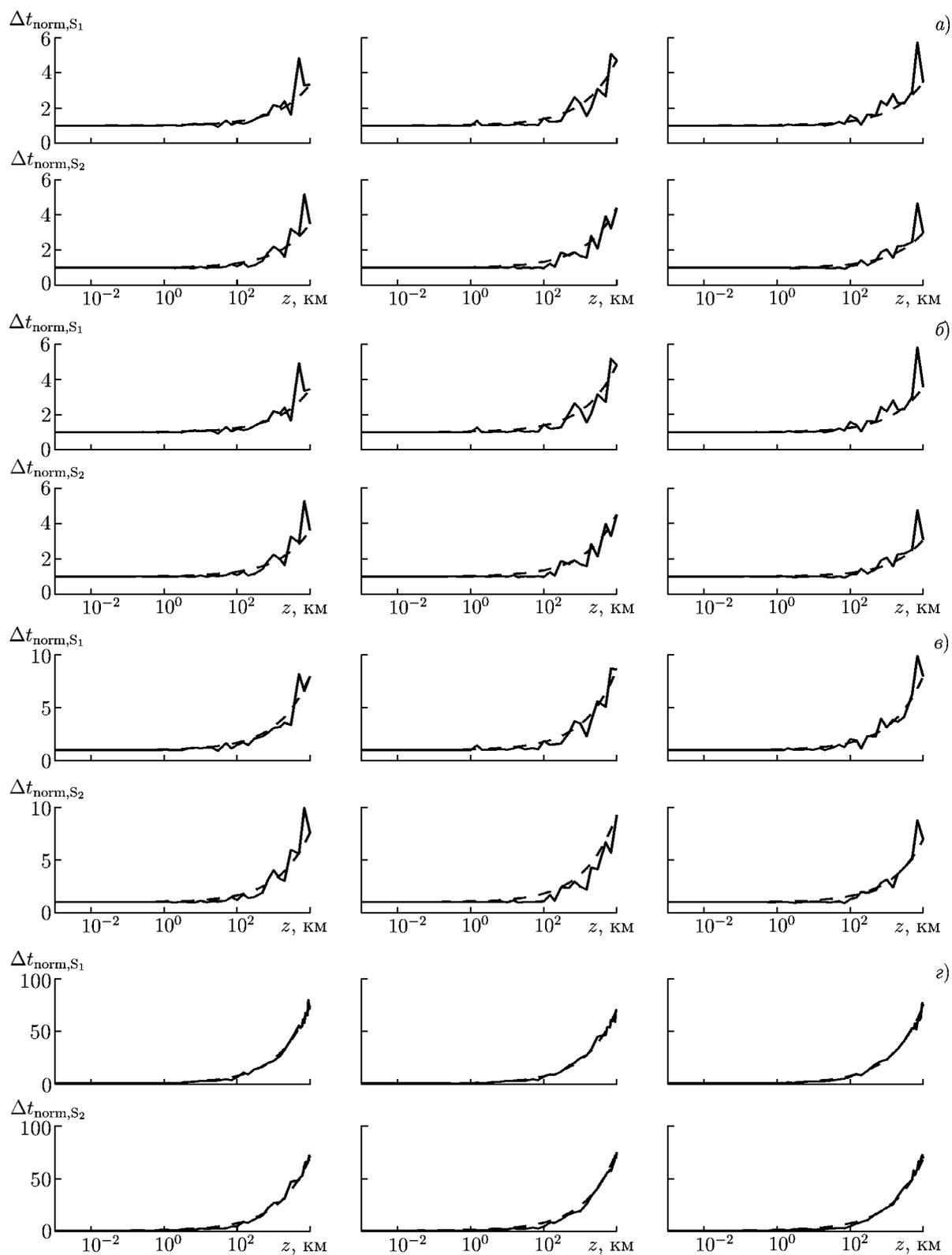


Рис. 2. Зависимости нормированной длительности импульса от длины одномодового волоконного световода для источника монохроматического излучения (а) и источника немонохроматического излучения с $\Delta\lambda = 10$ (панель б), 70 (в) и 500 нм (з)

Таблица 2

$\Delta\lambda$, нм	Поляризация	Вектор \mathbf{E} параллелен оси x	Вектор \mathbf{E} параллелен оси y	Σ	Среднее
0	S ₁	1 853 353	728 180	1 672 134	1 551 981
	S ₂	1 606 294	872 931	2 578 993	
10	S ₁	1 683 713	688 722	1 529 872	1 421 536
	S ₂	1 471 149	811 139	2 344 622	
70	S ₁	205 533	172 869	207 659	208 180
	S ₂	231 617	146 876	284 524	
500	S ₁	1 853	2 071	1 880	1 978
	S ₂	2 082	1 816	2 170	

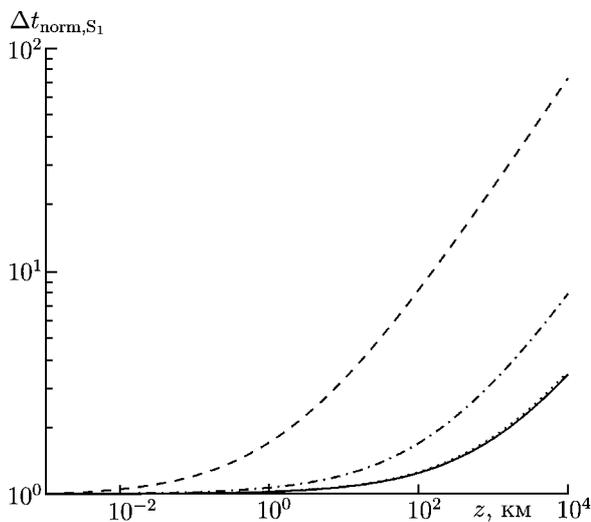


Рис. 3. Теоретические зависимости нормированной временной ширины суммарного импульса от длины одномодового волоконного световода для источника с $\Delta\lambda = 0$ (сплошная кривая), 10 (точки), 70 (штрихпунктир) и 500 нм (пунктир)

импульс не раздваивается и качественно ничем не отличается от импульсов в поляризационных модах, электрическое поле в которых параллельно осям x и y . Суммарный импульс, как и импульсы в каждой из поляризационных мод, после прохождения одномодового волоконного световода с длиной $z = 10\,000$ км для источников с $\Delta\lambda = 0$ и 10 нм удлиняется не более, чем в 4÷5 раз, достигая длительности 0,4÷0,5 пс (см. рис. 1). Но для источника с $\Delta\lambda = 70$ нм и, более того, для $\Delta\lambda = 500$ нм импульс удлиняется весьма существенно. Таким образом, наличие случайных неоднородностей в одномодовом волоконном световоде благоприятно влияет на распространение импульсов в волоконных линиях связи только в случае, если ширина спектральной линии монохроматического излучения много меньше обратной длительности импульса. В этом случае явление поляризационной модовой дисперсии позволяет импульсам проходить значительные расстояния в одномодовых волоконных световодах почти без уширения.

от длины одномодового волоконного световода практически одинаков.

Анализируя табл. 2, можно видеть, что величина поляризационной модовой дисперсии примерно равна $8 \cdot 10^{-4}$ пс/км^{1/2} для $\Delta\lambda = 0$ и 10 нм, $2 \cdot 10^{-3}$ пс/км^{1/2} для $\Delta\lambda = 70$ нм и $2 \cdot 10^{-2}$ пс/км^{1/2} для $\Delta\lambda = 500$ нм. Отметим, что если бы проводилось усреднение по многим реализациям случайных неоднородностей в одномодовом волоконном световоде, то разброс значений поляризационной модовой дисперсии для различных ширин частотных спектров источника излучения был значительно меньше.

Интересно отметить, что в случае возбуждения на входе одномодового волоконного световода с длиной $z = 10\,000$ км обеих поляризационных мод с равным весом при отсутствии случайных неоднородностей в волокне суммарный импульс состоит из двух импульсов с такими же длительностями, как и исходный импульс (0,1 пс), но разошедшихся во времени на 330 пс, тогда как при наличии неоднородностей суммарный импульс не раздваивается и качественно ничем не отличается от импульсов в поляризационных модах, электрическое поле в которых параллельно осям x и y .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подробное физическое объяснение диффузионного закона временного уширения импульса в телекоммуникационных одномодовых волоконных световодах было проведено в [1, 6]. К сожалению, сравнить результаты численного моделирования с результатами эксперимента невозможно, поскольку эксперименты по измерению поляризационной модовой дисперсии в длинных оптоволоконных линиях связи с источниками немонохроматического излучения не проводились. Такие измерения осуществлялись в длинных оптоволоконных линиях связи, работающих только с источниками излучения, близкими к монохроматическим [28–32]. Их результаты были использованы нами в [1] для сравнения с результатами численного моделирования.

В заключение сформулируем основные результаты работы.

1) С помощью численного моделирования показано, что обусловленное поляризационной модовой дисперсией увеличение длительности импульса в телекоммуникационном одномодовом волоконном световоде для произвольной ширины спектральной линии источника немонохроматического излучения происходит по диффузионному закону; определены параметры зависимости уширения импульса от длины такого световода.

2) Показано, что временная ширина импульса возрастает существенно быстрее при более широком частотном спектре источника немонохроматического излучения, причём влияние ширины линии источника становится заметным, когда она по порядку величины сравнивается с обратной длительностью импульса.

3) Как показано в [13], в телекоммуникационном одномодовом волоконном световоде с монохроматическим или близким к монохроматическому источником излучения (например, полупроводниковым лазером) вследствие весьма больших длин когерентности и деполяризации излучения на источник излучения воздействует отражённое на неоднородностях и рассеянное на атомарной структуре световода рэлеевское излучение, собираемое с большой длины световода. Поэтому, как показано в данной работе, в оптоволоконных линиях связи целесообразно использовать источник немонохроматического излучения с шириной спектральной линии, много меньшей обратной длительности импульса. В этом случае явление поляризационной модовой дисперсии позволяет импульсам проходить значительные расстояния в одномодовых волоконных световодах почти без уширения.

Работа частично поддержана Советом при Президенте РФ по поддержке ведущих научных школ (грант НШ-5430.2012.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Малыкин Г. Б., Позднякова В. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54, № 4. С. 302.
2. Дианов Е. М. // Квантовая электроника. 2010. Т. 40, № 1. С. 1.
3. Droques M., Barviau B., Kudlinski A., et al. // IEEE Photonics Techn. Lett. 2011. V. 23, No. 10. P. 609.
4. Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Потапов В. Т., Чаморовский Ю. К. // Радиотехника. 2005. № 8. С. 9.
5. Gordon J. P., Kogelnik H. // Proc. Nat. Acad. Sci. 2000. V. 97, No. 9. P. 4541.
6. Малыкин Г. Б. // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47, № 6. С. 752.
7. Малыкин Г. Б., Позднякова В. И., Шерешевский И. А. // Оптика и спектроскопия. 1997. Т. 83, № 5. С. 843.

8. Малыкин Г. Б., Позднякова В. И. Поляризационные эффекты в кольцевых интерферометрах. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2008. 208 с.
9. Ландсберг Г. С. Оптика. М.: Наука, 1976. 928 с.
10. Juškaitis R., Mamedov A. M., Potapov V. T., Shatalin S. V. // Opt. Lett. 1994. V. 19, No. 3. P. 225.
11. Juarez J. C., Maier E. W., Choi K. N., Taylor H. F. // J. Lightwave Techn. 2005. V. 23, No. 6. P. 2081.
12. Lu Y., Zhu T., Chen L., Bao X. // J. Lightwave Techn. 2010. V. 28, No. 22. P. 3243.
13. Алексеев А. Э., Тезадов Я. А., Потапов В. Т. // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56, № 12. С. 1522.
14. Дианов Е. М., Альшев С. В., Шубин А. В. и др. // Квантовая электроника. 2012. Т. 42, № 3. С. 189.
15. Хамида Б. А., Ченг Х. С., Харун С. В. и др. // Квантовая электроника. 2012. Т. 42, № 3. С. 241.
16. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Часть I. Случайные процессы. М.: Наука, 1976. 496 с.
17. Бронштейн И. Н., Семендяев А. С. Справочник по математике. М.: Гос. изд-во техн.-теорет. лит., 1954. 608 с.
18. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. С. 284.
19. Hee M. R. // Handbook of optical coherence tomography / Ed. by B. E. Bouma, G. J. Tearney. New York: Marcell Dekker, 2002. P. 41.
20. Foschini G. J., Nelson L. E., Kogelnik H. // IEEE Photonics Techn. Lett. 2000. V. 12, No. 3. P. 293.
21. Cameron J., Chen L., Bao X., Stears J. // IEEE Photonics Techn. Lett. 1998. V. 10, No. 9. P. 1265.
22. Sysoliatin A. A., Nolan D. A. // J. Nonlinear Opt. Phys. Materials. 2007. V. 16, No. 2. P. 171.
23. Золотовский И. О., Семенцов Д. И., Сенаторов А. К. и др. // Квантовая электроника. 2010. Т. 40, № 3. С. 229.
24. Poole C. D., Wagner R. E. // Electron. Lett. 1986. V. 22, No. 19. P. 1029.
25. Bergano W. C., Poole C. D., Wagner R. E. // J. Lightwave Techn. 1987. V. 5, No. 11. P. 1618.
26. Poole C. D. // Opt. Lett. 1988. V. 13, No. 8. P. 687.
27. Poole C. D., Bergano W. C., Wagner R. E., Schutle H. J. // J. Lightwave Techn. 1988. V. 6, No. 7. P. 1185.
28. Poole C. D. // Opt. Lett. 1989. V. 14, No. 10. P. 523.
29. Aso O. // Opt. Lett. 1998. V. 23, No. 14. P. 1102.
30. Curti F., Daino B., De Marchis G., Matera F. // J. Lightwave Techn. 1990. V. 8, No. 8. P. 1162.
31. Suetsugu Y., Kato T., Nishimura M. // Photonics Techn. Lett. 1995. V. 7, No. 8. P. 887.
32. Листвин В. Н., Потапов В. Т., Трещиков В. Н., Шаталин С. В. Обратная задача в поляризационной поляриметрии: Препринт № 1 (622) ИРЭ РАН. Москва, 1998. 24 с.

Поступила в редакцию 27 ноября 2012 г.; принята в печать 28 декабря 2012 г.

INFLUENCE OF THE SPECTRUM WIDTH OF A NONMONOCHROMATIC RADIATION SOURCE ON BLURRING OF SUPERSHORT OPTICAL PULSES IN TELECOMMUNICATION SINGLE-MODE OPTICAL FIBER WAVEGUIDES

G. B. Malykin, V. I. Pozdnyakova, and D. V. Shabanov

We consider the influence of the spectrum width of a nonmonochromatic radiation source on blurring of supershort optical pulses when they propagate through single-mode optical telecommunication

waveguides with very weak linear birefringence. This pulse widening is due to the presence of random nonuniformities of the dielectric permittivity tensor in such waveguides. In its turn, it affects the polarization mode dispersion of the radiation. The numerical simulation method was used to find the dependences of the envelope evolution of ultrashort optical pulses and their frequency spectra on the length of the single-mode optical fiber waveguide with random nonuniformities. It is shown that the pulse duration increases obeying the diffusion law, i.e., in proportion to the square root of the fiber length, and the proportionality coefficient depends significantly on the width of the frequency spectrum of the radiation source. The pulse duration is shown to increase with an increase in the length of the single-mode optical fiber waveguide significantly faster for a radiation source with a wider frequency spectrum, and the influence of the width of the spectral line of the source becomes noticeable, when it is equal with the inverse pulse duration.