

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

535.3

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ОПТИЧЕСКИМИ СОЛИТОНАМИ*В. А. Выслоух*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	519
2. Современные оптические волокна и их нелинейные свойства	520
3. Источники пикосекундных импульсов, перестраиваемые в ближнем ИК диапазоне	522
4. Волновая картина распространения импульсов в оптических волокнах	522
5. Экспериментальные результаты. Возможные приложения	526
6. Заключение	530
Цитированная литература	530

1. ВВЕДЕНИЕ

В нелинейной теории волн исследование солитонов и их взаимодействия является одной из центральных проблем¹. За последнее десятилетие в этой области достигнут значительный прогресс благодаря комплексному применению точных, приближенных и численных методов. Сейчас солитонные решения найдены для нескольких десятков уравнений, представляющих интерес в разных областях физики — от оптики до биофизики^{2 *}). К сожалению, исходные уравнения, для которых получены решения в виде стационарных нелинейных волн, зачастую являются модельными и лишь приближенно описывают волновые процессы в реальных средах. Тем не менее, демонстрационные эксперименты проводились в электромагнитных линиях, состоящих из дискретных линейных и нелинейных элементов³, в плазме, сверхпроводниках и на поверхности воды^{**}). Экспериментальная реализация солитонных режимов в оптике вызывает серьезные затруднения, так как среда и начальные условия должны удовлетворять достаточно жестким требованиям.

Давно известно, что в области «аномальной» дисперсии расплывание волнового пакета может быть уравновешено самосжатием, обусловленным нелинейностью, что приводит к образованию солитонов огибающей⁴. Пространственным аналогом этого явления служит волноводный режим распространения световых пучков в самофокусирующих средах⁵. Существенное отличие этих двух процессов заключено в том, что стационарный (двумерный) волновод в среде с кубической нелинейностью неустойчив, а стационарный (одномерный) импульс является устойчивым образовани-

*) Подборка статей этого номера журнала целиком посвящена разнообразным аспектам теории солитонов.

***) Эти вопросы обсуждаются в сборнике «Солитоны в действии» под редакцией К. Лонгрена и Э. Скотта (М.: Мир, 1981).

ем. Экспериментальное наблюдение стационарных световых импульсов в неограниченных средах затруднено, в частности, наличием пространственной расходимости или сходимости, поглощения, сопутствующих нелинейных эффектов. Еще в 1973 г. было предложено использовать оптические волокна для экспериментов с солитонами временных огибающих⁶. В оптическом волноводе пространственный профиль интенсивности определен конкуренцией двух линейных процессов — дифракции и рефракции и практически не подвержен воздействию нелинейности. Однако подобные эксперименты стали реальностью совсем недавно⁷ благодаря осуществлению двух предпосылок: 1) созданию одномодовых волокон, обладающих предельно малыми потерями в области аномальной дисперсии; 2) совершенствованию источников пикосекундных импульсов, перестраиваемых в ближнем ИК диапазоне. Краткому обсуждению этих предпосылок будут посвящены следующие два раздела.

Говоря о значении экспериментов с оптическими солитонами, отметим, что они несомненно стимулируют интерес исследователей к оптическим волокнам как уникальным по своим возможностям нелинейным средам. Интересны возможные приложения в области оптических информационных систем и в задачах формирования ультракоротких световых импульсов с заданной формой огибающей для различных физических экспериментов.

2. СОВРЕМЕННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ВОЛОКНА И ИХ НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА

Современной тенденцией в волоконной оптике является переход из видимого в ближний ИК диапазон⁸. Это обуславливается, в частности, следующими причинами: именно в этой области ($\lambda \approx 1,55$ мкм) волокна имеют предельно малые потери $\sim 0,2$ дБ/км, в ближнем ИК диапазоне дисперсия проходит через нуль ($\lambda_0 \approx 1,3$ мкм, при $\lambda > \lambda_0$ $\omega''_{rk} > 0$ — «аномальная» дисперсия, $\lambda < \lambda_0$ — $\omega''_{rk} < 0$ — «нормальная» дисперсия).

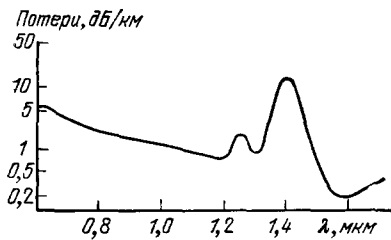


Рис. 1. Зависимость потерь в волокне от длины волны⁹.

На рис. 1 приведена зависимость потерь в дБ/км для «рекордного» волокна⁹. Возрастание потерь с уменьшением λ вызвано релеевским рассеянием, видимые на рисунке пики поглощения авторы связывают с обертонами колебаний гидроксильной группы ОН.

Дисперсионные свойства волокон изучались, в частности, авторами¹⁰. Они характеризуются параметром $D = = 1/L \delta T / \delta \lambda$, имеющим смысл скорости изменения времени групповой задержки T с длиной волны. Типичное значение D составляет ~ 20 пс/(нм·км) при $\lambda = 1,55$ мкм. Подчеркнем, что дисперсионные характеристики волновода определяются его структурой и профилем показателя преломления, они не тождественны дисперсионным свойствам исходного материала. Взаимосвязь этих свойств обсуждается в работе¹¹. Показано, что аномальную дисперсию волокна можно получить в области нормальной дисперсии вещества. Весьма перспективными здесь являются трехслойные оптические волноводы¹², обладающие рядом преимуществ по сравнению с двухслойными. В работе японских исследователей сообщается о создании волокна, для которого область нулевой дисперсии совпадает с минимумом потерь¹³. На базе этих дости-

жений уже созданы линии связи со скоростью передачи информации до $8 \cdot 10^8$ бит/с на расстояние до 20 км¹⁴.

Интенсивное экспериментальное и теоретическое исследование нелинейных свойств волокон началось в 70-е годы в связи с тем, что они накладывают ограничения на мощность и скорость передачи сигналов по оптическим линиям связи. Так, в волокне из плавленного кварца нелинейные эффекты наблюдаются уже при мощностях ~ 1 Вт, хотя в SiO_2 нелинейная добавка к показателю преломления на два порядка меньше, чем в сероуглероде CS_2 . Причина этого заключена в огромных длинах взаимодействия ~ 1 км, которые могут быть реализованы в волокнах с малыми потерями.

В настоящее время экспериментально изучаются следующие явления, обусловленные кубической восприимчивостью: фазовая самомодуляция и самовоздействие временных огибающих, вынужденное комбинационное рассеяние, процессы четырехфотонного смешения, вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюена¹⁵. Первый из указанных эффектов связан с зависимостью показателя преломления n от амплитуды электрического поля световой волны

$$n = n_0 + \delta n, \quad \delta n = \frac{1}{2} n_2 |E|^2.$$

В типичных для оптических волноводов материалах n_2 возникает за счет нелинейности электронной поляризуемости и устанавливается за время $\sim 10^{-15}$ с, характерный порядок $n_2 \sim 10^{-13}$ ед. CGS.

Наличие δn может привести к самофокусировке пучка, если его мощность превышает критическую, но в одномодовых волокнах изменения пространственного профиля интенсивности пренебрежимо малы (характерная мощность самофокусировки в волокне диаметром несколько микрон имеет порядок $10^6 - 10^7$ Вт). Однако возникающий фазовый набег $\delta\phi = \delta n \omega z/c$ и соответствующий частотный сдвиг $\delta\omega \propto -kz \partial |E|^2/\partial t$, зависящий от времени, оказывает заметное влияние на форму огибающей импульса и его спектр при мощностях ~ 1 Вт. Заметим, что при $n_2 > 0$ частотный сдвиг отрицателен на переднем фронте импульса и положителен на заднем. После прохождения импульсом ($\tau_0 = 200$ пс, $\lambda = 0,514$ мкм) по волокну с диаметром сердцевинки 3,3 мкм расстояния 255 метров, ширина его спектра удваивается при входной мощности 180 мВт¹⁶. Распространение импульса с уширенным спектром в диспергирующем волокне заметно влияет на его огибающую. Подробное обсуждение этих эффектов в области нормальной дисперсии содержится в работе¹⁷, где для сред с конечным временем релаксации нелинейности численным моделированием проиллюстрировано появление ударных волн огибающей. Фазовая самомодуляция существенно ограничивает полосу пропускания оптических информационных систем. В тоже время хорошее соответствие между теоретически предсказанной и экспериментально измеренной формой спектра позволяет использовать это явление для определения n_2 ¹⁸. Пикосекундные импульсы, испытывавшие фазовую самомодуляцию, применяются в качестве широкополосного источника в спектроскопии¹⁸.

Специфика протекания в оптических волокнах других нелинейных процессов, обусловленных кубической восприимчивостью, подробно обсуждается в обзоре¹⁹. В этой связи упомянем только работу²⁰, авторы которой экспериментально исследовали вынужденное комбинационное рассеяние и четырехфотонное смешение частот в одномодовом волокне, накачиваемом в области нулевой дисперсии.

Подводя итоги, можно сказать, что оптические волокна являются весьма интересными с точки зрения нелинейной оптики средами благодаря

малым потерям, стабильной геометрии и низкой пороговой мощности типичных нелинейных эффектов. Отметим, что выделить эффект самовоздействия временных огибающих в «чистом» виде удастся варьированием параметров входного импульса и подбором соответствующих волокон.

3. ИСТОЧНИКИ ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ, ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ В БЛИЖНЕМ ИК ДИАПАЗОНЕ

Источники пикосекундных импульсов для экспериментов с оптическими солитонами должны обеспечивать возможность плавной перестройки в диапазоне 1,2—1,6 мкм и генерировать стабильные импульсы с широкой спектральной, ограниченной обратной длительностью. В этой связи основной интерес представляют два класса источников: параметрические генераторы пикосекундных импульсов²¹ и лазеры на центрах окраски в щелочно-галлоидных кристаллах²². Типичным представителем последней группы может служить лазер на F_2^+ -центрах в КФ, описанный в работе²³, который способен генерировать импульсы с длительностью 3—5 пс в области перестройки от 1,24 до 1,45 мкм. Источник работал при температуре 70 К, причем для окрашивания кристалла использовался электронный пучок. Синхронная накачка осуществлялась лазером на гранате с неодимом ($\lambda = 1,064$ мкм). В работе⁷ упоминается аналогичное устройство, использующее F_2^+ центры в NaCl (область перестройки 1,35—1,75 мкм). Для улучшения спектральных характеристик было изменено соотношение размеров резонаторной полости, чтобы получать по одному выходному импульсу на каждый импульс накачки. Кроме того, в резонатор был помещен двулучепреломляющий элемент (пластинка сапфира толщиной 4 мм), что позволило получить импульсы с соотношением $\tau_0 \Delta f = 0,18$.

Большое практическое значение имеют лазеры, способные работать при комнатной температуре. В работах^{24,25} сообщается о получении пикосекундной генерации с принудительной синхронизацией мод на кристалле LiF. Под действием импульсов накачки ($\lambda = 0,53$ мкм) происходит двухступенчатая ионизация, а после поглощения энергии образовавшимся F_2^+ -центром — возникает инверсия. Генерация получена в диапазоне $\lambda \sim 0,84$ —1,1 мкм.

Другой класс перспективных источников — это параметрические генераторы пикосекундных импульсов²⁶, обладающие широкой областью перестройки от 0,5 до 10 мкм. Они работают от усовершенствованных твердотельных лазеров, способных генерировать мощные хорошо воспроизводимые импульсы длительностью от 30 до 3 пс²⁷. Для улучшения спектрального качества импульсов применяются резонаторные схемы с синхронной накачкой. Недавно экспериментально была показана возможность использования фазового сопряжения для получения импульсов с широкой спектральной, ограниченной обратной длительностью²⁸.

Весьма удобными и компактными источниками могут стать полупроводниковые лазеры с синхронизацией мод, способные генерировать импульсы длительностью ~ 20 пс, если удастся добиться удовлетворительных спектральных характеристик²⁹.

4. ВОЛНОВАЯ КАРТИНА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ В ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ

Теоретический анализ распространения световых импульсов в оптических волокнах обычно проводится при следующих допущениях⁶: (1) электрическое поле световой волны ищется в виде

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \vec{e}_\chi(x, y) \{ \psi(z, t) \exp [i(\omega t - kz)] + \text{к.с.} \}.$$

где $\chi(x, y)$ описывает пространственное распределение поля в линейном приближении, а медленно меняющаяся амплитуда временной огибающей $\psi(z, t)$ подвержена влиянию нелинейности; (2) в разложении $k(\omega)$ по степеням $(\omega - \omega_0)$ учитываются члены второго порядка малости.

В этом случае $\psi(z, t)$ удовлетворяет нелинейному уравнению Шредингера

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} = \pm \frac{1}{2} \left| \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right| \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} + \alpha k \frac{n_2}{n_0} |\psi|^2 \psi - i \delta_0 \psi; \quad (1)$$

здесь $\tau = (t - (z/v_r))$ — «бегущее» время, $v_r = \partial \omega / \partial k$, знак плюс соответствует аномальной дисперсии, минус — нормальной, δ_0 — коэффициент поглощения. Появление множителя α связано с пространственным распределением поля, в частности, для волокна со ступеньчатым профилем показателя преломления $\alpha = \langle \chi^4 \rangle / \langle \chi^2 \rangle$ для моды $HE_{11} - \chi = J_0(\mu_1 \rho)$, усреднение производится по радиальному распределению, μ_1 — первый корень функции Бесселя нулевого порядка. Детальный анализ влияния распределения показателя преломления по сечению волокна на его дисперсионные свойства проводится в работе ¹¹.

Отметим, что уравнение (1) получено в предположении, что оптическое волокно сохраняет линейную поляризацию входного излучения неизменной (подобные волокна в настоящее время уже разработаны ³⁰). Если она не сохраняется, то n_2 в уравнении (1) заменяется на усредненную по поляризации величину $(5/6) n_2$.

Для выявления характерных масштабов задачи, удобно перейти к безразмерным переменным, нормировав «бегущее» время на первоначальную длительность импульса $\tau' = \tau / \tau_0$, расстояние z на дисперсионную длину $z_D = \tau_0^3 / |k''_{\omega\omega}|$, амплитуду поля на характерное начальное значение $|\psi_0|$. Тогда (1) примет вид *)

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} = \pm \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau'^2} + R |\psi|^2 \psi - i \delta \psi. \quad (2)$$

Параметр нелинейности R имеет следующую структуру: $R = \tilde{z}_D / z_{нл}$, где нелинейная длина обратно пропорциональна интенсивности на входе в среду $z_{нл} = cn_0^3 / (8\pi k n_2 I_0)$; δ — поглощение на дисперсионной длине. В реальных условиях R можно менять в широких пределах как за счет изменения входной интенсивности I_0 , так и за счет перестройки лазера вблизи длины волны, соответствующей нулевой дисперсии (меняется $k''_{\omega\omega}$ и z_D). Заметим, что при $k''_{\omega\omega} = 0$ уравнение (1) должно содержать дисперсионные члены более высокого порядка, соответствующие $k''''_{\omega\omega}$ и т. д.

Уравнение (2) (при $\delta = 0$) принадлежит к классу уравнений точно решаемых методами обратной задачи теории рассеяния ^{31,32}. Напомним, что солитонные решения (2) имеют вид

$$\psi = R^{-1/2} \kappa_j \operatorname{sech} [\kappa_j (\tau - \tau_j + z \Omega_j)] \exp [i (\Omega_j \tau - K_j z + \varphi_j)], \quad (3)$$

где $\tau_j, \varphi_j, \Omega_j, K_j, \kappa_j^2 = \Omega_j^2 + 2K_j$ — безразмерные параметры, определяющие положение, фазу и скорость движения солитона в сопровождающей системе координат.

В случае произвольных начальных условий «содержащаяся в них» солитонная составляющая будет определять асимптотическое поведение решения. Получена ³² оценка для скорости убывания несолитонной части решения $\sim z^{-1/2}$. Кроме того, исследован вопрос о взаимодействии солитонов. В рамках уравнения (2) ($\delta = 0$) оно сводится к сдвигу траекторий их центров и фаз. Показана также аддитивность сдвигов при столкновении

*) Штрихи у безразмерных переменных здесь и далее опущены.

большого числа солитонов. Эти результаты имеют фундаментальное значение, так как могут использоваться для проверки приближенных методов и численных алгоритмов. Однако применение методов обратной задачи теории рассеяния для решения задач с произвольными начальными условиями вызывает серьезные затруднения. Другие «точные» методы решения нелинейных задач излагаются в доступной форме в работе ³³.

Одному из приближенных подходов посвящена работа ³⁴, для системы солитонов с близкими скоростями вводится лагранжиан, аналогичный лагранжиану для частиц с парным потенциалом взаимодействия. Сформулированы условия существования связанных состояний солитонов. Теория возмущений для подобных задач развивается в работе ³⁵.

Полезные и наглядные результаты дает исследование уравнения (2) методом моментов ³⁶. Для среднего квадрата длительности импульса $\langle \tau^2 \rangle = \int \tau \psi \psi^* d\tau / P_0$ нетрудно получить уравнение

$$\frac{P_0}{2} \frac{d^2}{dz^2} \langle \tau^2 \rangle = H_0 + \frac{R}{2} \int (\psi \psi^*)^2 d\tau, \quad (4)$$

где $P_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \psi \psi^* d\tau$, $H_0 = \int_{-\infty}^{\infty} [\psi'_\tau \psi'^*_\tau - R (\psi \psi^*)^2] d\tau$ — интегралы задачи (2), имеющие смысл полной энергии импульса и гамильтониана. Видно, что для заданного начального распределения поля $\psi_0(\tau, 0)$ существует R_0 такое, что при $R < R_0$ доминирует дисперсионное распыление

$$R_0 = \int (\psi'_\tau \psi'^*_\tau) d\tau \left(2 \int (\psi \psi^*)^2 d\tau \right)^{-1} \quad (5)$$

В частности, для $\psi_0 = A_0 \operatorname{sech} \tau$ — $R_0 = 0,5$ при $A_0 = 1$. В интервале $R_0 < R < 2R_0$ с ростом z от 0 импульс начинает уширяться и после нескольких затухающих осцилляций его ширина стабилизируется. Для интервала $2R_0 < R < 4R_0$ с ростом z импульс сужается, затем расширяется, и после ряда колебаний его амплитуда выходит на стационарное значение.

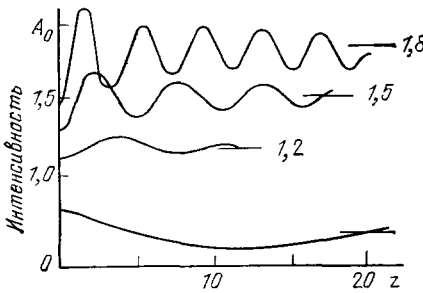


Рис. 2. Зависимость текущего значения пиковой амплитуды от расстояния при различных начальных амплитудах ³⁶.

Динамику этого процесса удобно исследовать численно ³⁵. На рис. 2 приведена зависимость пиковой амплитуды импульса от z при $A_0 = 0,8; 1,1; 1,25; 1,4$. При $A_0 = N$ ($N = 2, 3, \dots$) и чисто действительных начальных условиях $\psi = A_0 \operatorname{sech} \tau$ образуется связанное состояние N солитонов.

Для численного исследования уравнения (2) применяется метод конечных разностей ³⁵. Широко используется схема с расщеплением по физическим факторам ¹⁴, когда процесс распространения волнового пакета в диспергирующей среде описывается как последовательное прохождение слоев с чисто дисперсионными и чисто нелинейными свойствами. На дисперсионном шаге применяется алгоритм быстрого преобразования Фурье. Математическое обоснование и оценка точности приведены в приложении к работе ³⁷. Весьма эффективным оказалось применение к задачам нелинейной оптики метода конечных элементов ^{38,39}.

В последнее время возник интерес к изучению самовоздействия импульсов в многомодовых волокнах⁴⁰. Эта задача приводит к системе нелинейных уравнений шредингеровского типа относительно огибающих импульсов, соответствующих различным модам. Нелинейная добавка

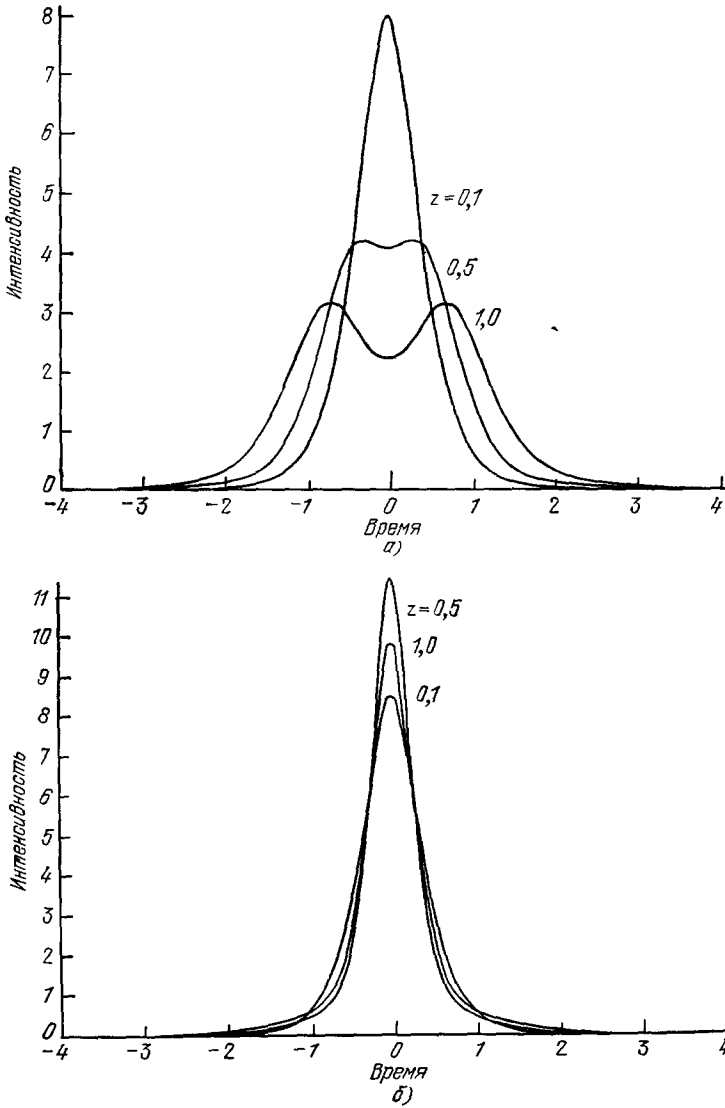


Рис. 3. а) Частичное подавление межмодовой дисперсии при полном подавлении распыливания импульса; б) полное подавление межмодовой дисперсии при меньшей расстройке.

к показателю преломления пропорциональна суммарной интенсивности из-за ортогональности мод. Автором⁴⁰ получены оценки мощности, при которой межмодовая дисперсия подавляется «реактивным» (только через показатель преломления) взаимодействием импульсов. Порядки величин здесь таковы: при входной мощности ~ 20 Вт (интенсивность $\sim 10^7$ Вт/см²) захватываются моды с групповой задержкой ~ 100 пс/км.

В частном случае двух мод исходная система уравнений может быть приведена к виду ⁴¹

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \psi_1}{\partial z} &= \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \tau^2} + \alpha_{11} |\psi_1|^2 \psi_1 + \alpha_{12} |\psi_2|^2 \psi_1, \\ i \frac{\partial \psi_2}{\partial z} &= \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \tau^2} + \alpha_{22} |\psi_2|^2 \psi_2 + \alpha_{21} |\psi_1|^2 \psi_2, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\alpha_{mj} = R_d R_{nlm}^{-1} \langle \chi_m^2 \chi_j^2 \rangle / \langle \chi_m^2 \rangle$, усреднение производится по радиальному распределению, R_{nlm} — нелинейная длина для m -й моды, аналогичная введенной ранее. Групповое запаздывание относительно средней скорости следует учитывать в начальных условиях, которые записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \psi_1(\tau, 0) &= \psi_{10}(\tau) \exp(i\zeta\tau), \\ \psi_2(\tau, 0) &= \psi_{20}(\tau) \exp(-i\zeta\tau). \end{aligned}$$

Параметр ζ имеет смысл группового запаздывания на дисперсионной длине, отнесенного к начальной длительности импульса.

Некоторые данные численных расчетов ⁴¹ приведены на рис. 3. Случай *a*) — частичное подавление межмодовой дисперсии ($\alpha_{mj} = 1$, $\zeta = 1,63$) при полном подавлении распыливания индивидуального импульса. Случай *b*) иллюстрирует полную компенсацию межмодовой дисперсии при меньшем значении параметра расстройки $\zeta = 1$. Начальное распределение поля в обоих случаях было чисто действительным и имело вид $\psi_{10}(\tau) = \psi_{20}(\tau) = \lambda \operatorname{sech}(\lambda\tau)$, $\lambda = 2$.

В заключение этого параграфа упомянем группу работ, посвященных самовоздействию в волокнах импульсов частично когерентного излучения. Линейному режиму распространения импульса в одномодовом волокне посвящена работа ⁴². Входной импульс с гауссовой огибающей представлял собой суперпозицию лазерных мод, взятых со случайными фазами. Показано, что флуктуации мощности импульса затухают с расстоянием, если межмодовая дисперсия превышает дисперсионное распыливание огибающей. В противном случае флуктуации существуют независимо от длины волокна. Влияние флуктуаций интенсивности на нелинейный режим распространения исследовали авторы ⁴³. Ими получена оценка для критической мощности формирования солитона.

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ. ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Успешное экспериментальное наблюдение солитонов огибающих в оптических волокнах было осуществлено в работе ⁷. В оптическое волокно поступали импульсы от лазера на F_2^+ -центрах в кристалле NaCl (область перестройки 1,35—1,75 мкм, рабочая длина волны $\lambda = 1,55$ мкм). На выходе оптической системы измерялся спектр сигнала и автокорреляционная функция интенсивности — $B(\tau)$ для определения которой использовалась методика, основанная на генерации второй гармоники в кристалле дигидрофосфата аммония. Данных о спектре и автокорреляционной функции недостаточно для полного восстановления огибающей входного импульса. Значение произведения $\tau_0 \Delta f \approx 0,18$ ($\tau_0 = 6$ пс) дает основание считать, что импульсы свободны от фазовой модуляции и по форме занимают промежуточное положение между импульсами с огибающей вида $\operatorname{sech} \tau$ ($\tau_0 \Delta f = 0,315$) и затухающей экспонентой $\tau_0 \Delta f = 0,11$.

Использовалось волокно из плавленого кварца с легирующими добавками, которое имело ступенчатый профиль показателя преломления (диаметр сердцевинки 9,3 мкм, длина 700 м, потери при $\lambda = 1,55$ мкм

составляли ~ 1 дБ/км). Мощность входного сигнала изменялась в пределах от 0,3 до 22,5 Вт.

Типичные экспериментальные профили автокорреляционных функций приведены на рис. 4 для разных значений мощности входного сигнала. Для $P_0 = 0,3$ Вт уширение импульса соответствует линейному режиму и хорошо совпадает с расчетным. По мере роста P_0 импульс на выходе из волокна сжимается и для $P_0 = 1,2$ Вт его длительность совпадает

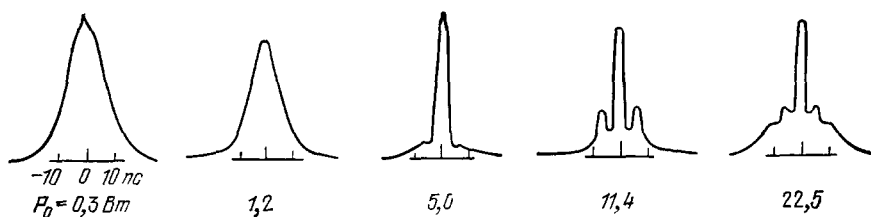


Рис. 4. Экспериментальные профили автокорреляционной функции интенсивности на выходе из волокна при различной начальной мощности входного сигнала ⁷.

с начальной. Это означает, что дисперсионное распыление полностью скомпенсировано действием нелинейности, и этот случай можно интерпретировать как единственный солитон. Затем начинается сжатие импульса (до 2 пс при $P_0 = 5$ Вт). В дальнейшем начинается рост пьедестала корреляционной функции, и на ней появляются два побочных максимума

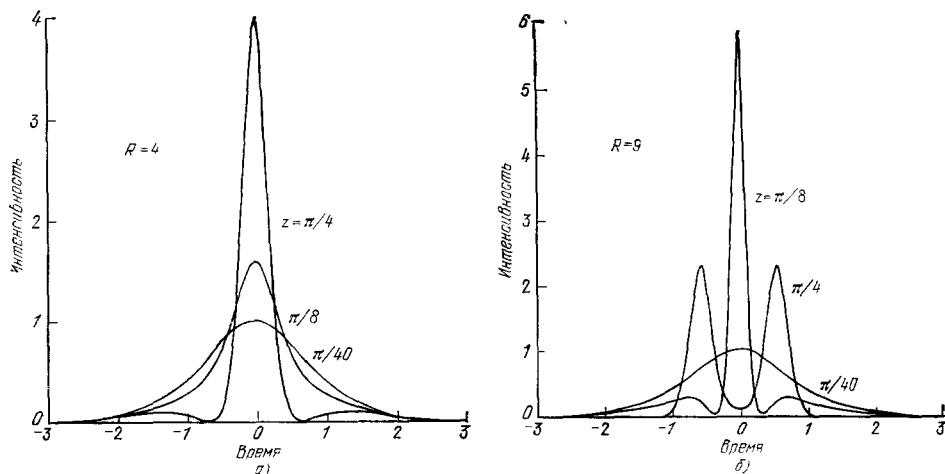


Рис. 5. а) Временные профили интенсивности для связанного состояния двух солитонов; б) связанное состояние трех солитонов.

($P_0 = 11,5$ Вт). Понять подобное поведение $B(\tau)$ можно, обратившись к временным профилям интенсивности, рассчитанным нами на ЭВМ. Серия кривых на рис. 5, а соответствует четырехкратному превышению мощности над критической, на рис. 5, б — девятикратному. Это означает, что в первом случае мы имеем дело со связанным состоянием двух, а во втором — трех солитонов. При $z = \pi/4$ (в размерных переменных это 700 м импульс имеет двугорбую структуру, что и приводит к наличию трех максимумов у корреляционной функции). И, наконец, $P_0 = 22,5$ Вт соответствует связанному состоянию четырех солитонов. Указанные выше

характерные значения мощности отличаются от теоретически предсказанных в среднем на 20%. Авторы считают, что это вызвано асимметрией входного импульса. Отметим, что нарушение исходной поляризации в волокне также следует принимать во внимание.

Для иллюстрации процесса распространения асимметричного импульса приведем данные численного эксперимента⁴¹. Начальное распределение имело вид $\psi_0 = \tau^2 \exp(-\tau^2/2)$. Профили интенсивности изображены

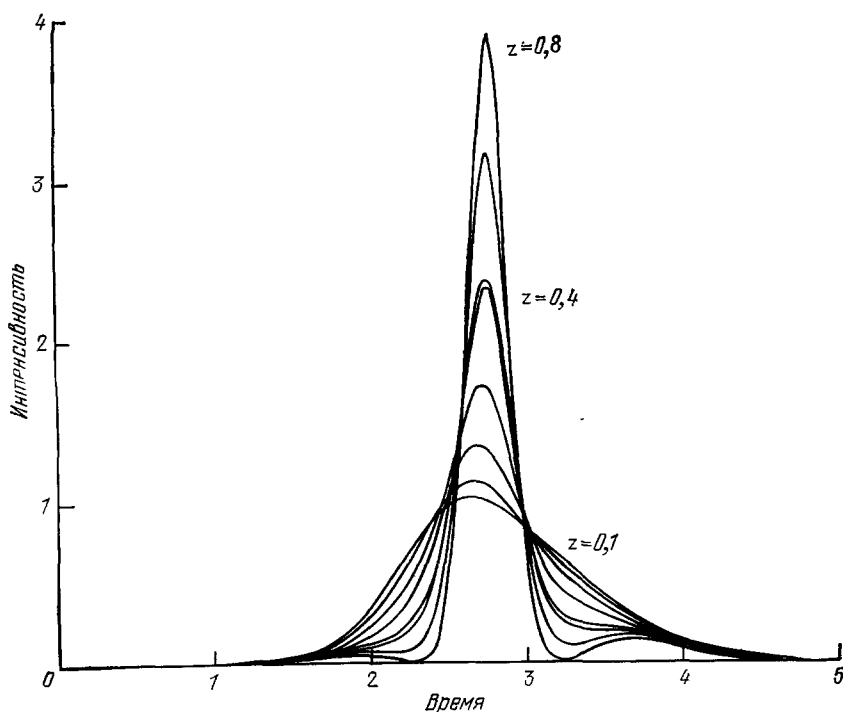


Рис. 6. Симметризация импульса в оптическом волокне⁴¹.

на рис. 6 при различных z . Видно, как по мере сжатия за счет нелинейности импульс симметризуется и из него выделяется «несолитонная» добавка. Таким образом, основные закономерности формирования солитонов мало чувствительны к искажениям формы по сравнению с «классической».

Перейдем к обсуждению возможных приложений рассмотренных явлений. Большой интерес во многих областях физики представляет получение субпикосекундных импульсов. Одним из возможных путей решения этой проблемы является сжатие импульсов большей длительности. Активное управление амплитудой и фазой пикосекундных импульсов пока технически неосуществимо. Однако если исходные импульсы модулированы по частоте так, что она увеличивается к концу импульса (положительное свипирование), то прохождение импульса через среду с аномальной дисперсией вызывает его сжатие. На практике, устройство, обеспечивающее аномальную дисперсию, может состоять просто из пары дифракционных решеток¹⁵. Для получения положительного свипирования используют нелинейный эффект — фазовую самомодуляцию. Таким образом, авторами⁴⁴ экспериментально было осуществлено сжатие импульсов от 20 до 2 пс.

Использование оптических волокон открывает в этой области новые перспективы. Уже из рис. 5 видно, что увеличением параметра R (за счет роста входной мощности или перестройки к длине волны, соответствующей нулевой дисперсии) можно добиться укорочения входного импульса в 6—10 раз на заданном расстоянии.

Дополнительные возможности дает использование фазовой модуляции входного импульса. Если он испытал фазовую модуляцию в бездисперсионной сильно нелинейной среде, то начальные условия на входе в волокно можно записать в виде

$$\psi(\tau, 0) = \psi_0(\tau) \exp \left[-i \left| \psi^2 \right| \frac{1}{2S} \right],$$

где параметр S определяет скорость изменения частоты. Отметим, что свипирование в этом случае является нелинейным. На рис. 7 изображены огибающие импульса вдоль по трассе в линейном режиме ($R = 0$), значения z в долях дисперсионной длины указаны на рисунке, $S = 0,1$, $\psi_0 = \exp(-\tau^2/2)$. Рисунок 8 соответствует нелинейному режиму ($R = 14,3$),

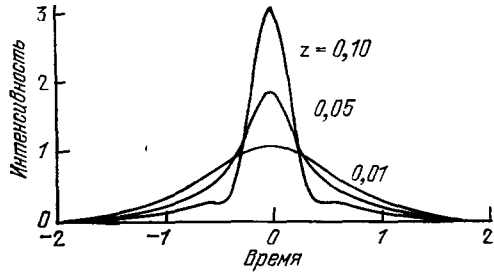


Рис. 7. Сжатие импульса, испытавшего фазовую самомодуляцию (линейный режим распространения в волокне).

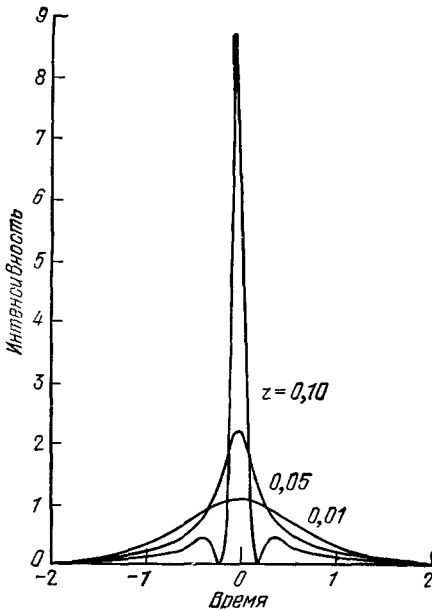


Рис. 8. Сжатие импульса, испытавшего фазовую самомодуляцию в нелинейном режиме.

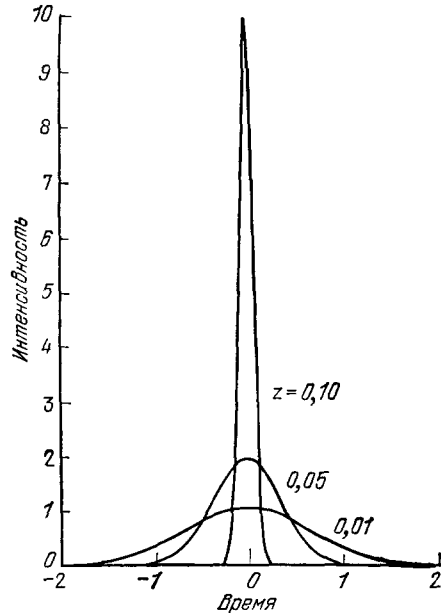


Рис. 9. Укорочение импульса с линейным свипированием по частоте.

помимо дисперсионного сжатия за счет самовоздействия в волокне импульс дополнительно укорачивается. Аналогичные профили, полученные при линейном свипировании частоты $\psi(\tau, 0) = \psi_0 \exp[-i\tau^2/(2S)]$ ($S = 0,1$, $R = 0$) приведены на рис. 9. Видно, что здесь сжатие более эффективно, так как «хвосты» волнового пакета сильнее «подтягиваются» к середине.

Возможности оптических волокон, с точки зрения воздействия на форму огибающих, не ограничиваются укорочением. Можно симметризовать исходные импульсы (см. рис. 6), осуществлять сглаживание зашумленной огибающей, получать последовательность из двух и более импульсов, следующих друг за другом с малым интервалом.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение перечислим возможные направления развития указанной проблематики и актуальные задачи. Из анализа публикаций следует, что эксперименты с оптическими солитонами важны не только как подтверждение теоретических результатов нелинейной теории волн. Они открывают новые перспективы в задачах управления огибающей и спектром пикосекундных импульсов. В этой связи представляет интерес применение к подобным задачам методов теории оптимального управления, развитых для световых пучков в пространственных задачах^{45,46}. Одним из интересных вопросов является детальное исследование нелинейного режима непосредственно в области нулевой (во втором порядке) дисперсии. С точки зрения приложений в волоконной связи, полезным явилось бы экспериментальное исследование возможностей нелинейного подавления межмодовой дисперсии. И, наконец, все перечисленные направления нуждаются в обобщении на случай частично когерентных импульсов⁴⁷.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Кадомцев Б. Б., Карпман В. И.— УФН, 1971, т. 103, с. 193.
2. *Physica Scripta*, 1979, v. 20, p. 364.
3. Островский Л. А.— Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1976, т. 19, с. 661.
4. Карпман В. И. Нелинейные волны в диспергирующих средах.— М.: Наука, 1973.
5. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В.— УФН, 1967, т. 93, с. 19.
6. Haségaawa A., Tappert F.— *Appl. Phys. Lett.*, 1973, v. 23, p. 142.
7. Mollenauer L. F., Stolen R. H., Gordon J. P.— *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v. 45, p. 1095.
8. Дианов Е. М.— Изв. АН СССР, Сер. физ., 1980, т. 44, с. 1754.
9. Miya T. et al.— *Electron. Lett.*, 1979, v. 15, p. 106.
10. Белов А. В., Гурьянов А. Н., Дианов Е. М.— *Квант. электрон.*, 1978, т. 5, с. 695.
11. Jain M., Tzoar N.— *J. Appl. Phys.*, 1978, v. 49, p. 4649.
12. Беланов А. С., Дианов Е. М., Прохоров А. М.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1978, т. 42, с. 2522.
13. Tsuchiya H., Imoto N.— *Electron. Lett.*, 1979, v. 15, p. 476.
14. Yamada J. O. et al.— *Ibid.*, 1980, v. 16, p. 105.
15. Сверхкороткие световые импульсы/Под ред. С. Шапиро.— М.: Мир, 1981.
16. Stolen R. H., Lin C.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1978, v. 17, p. 1448.
17. Fisher K. A., Bishel W. K.— *J. Appl. Phys.*, 1975, v. 46, p. 4921.
18. Alfano R. R., Shapiro S. L.— *Chem. Phys. Lett.*, 1971, v. 8, p. 631.
19. Stolen R. H.— *Fiber and Integrated Optics*, 1980, v. 3, p. 21.
20. Washio K., Inoue K., Tanigawa T.— *Electron. Lett.*, 1980, v. 16, p. 331.
21. Ясевичуте Я. и др.— *Квант. электрон.*, 1978, т. 5, с. 679.
22. Архангельская В. А., Феофилов П. П.— *Квант. электрон.*, 1980, т. 7, с. 1141.
23. Mollenauer L. F., Bloom D. M.— *Opt. Lett.*, 1979, v. 4, p. 247.
24. Барейка Б. и др.— *Письма ЖТФ*, 1980, т. 6, с. 697.
25. Басиев Т. Т., Прохоров А. М. и др.— *Письма ЖЭТФ*, 1980, т. 31, с. 316.
26. Akhmanov S. A., Khokhlov R. V. et al.— *IEEE J. Quant. Electron.*, 1968, v. QE-4, p. 828.

27. Данелюс Р. и др.— Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 2379.
28. Варнавичюс А. и др.— Письма ЖТФ, 1980, т. 6, с. 1447.
29. Ho P. T. et al.— Appl. Phys. Lett., 1978, v. 33, p. 241.
30. Stolen R. H. et al.— Ibid., 1978, v. 33, p. 699.
31. Захаров В. Е., Манаков С. В., Новиков С. П., Питаевский Л. П. Теория солитонов. Метод обратной задачи.— М.: Наука, 1980.
32. Захаров В. Е., Шабат А. Б.— ЖЭТФ, 1973, т. 34, с. 61.
33. Пелиновский Е. Н.— Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1976, т. 19, с. 883.
34. Горшков К. А., Островский Л. А.— Препринт ИИФ АН СССР № 12, Горький, 1981.
35. Satsuma J., Yajima N.— Progr. Theor. Phys., Suppl., 1974, v. 55, p. 284.
36. Власов С. Н., Петрищев В. А., Таланов В. И.— Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1971, т. 14, с. 1353.
37. Fleck J. A., Morris J. R., Feit M. D.— J. Appl. Phys., 1976, v. 10, p. 129.
38. Кандидов В. П., Чесноков С. С., Выслоух В. А.— Метод конечных элементов в задачах динамики.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1980.
39. Chesnokov S. S., Kandidov V. P., Egorov K. D., Vysloukh V. A.— Intern. J. Numer. Meth. Engng., 1979, v. 14, p. 1581.
40. Hasegawa A.— Opt. Lett., 1980, v. 5, p. 416.
41. Ахманов С. А., Выслоух В. А.— В кн.: Тезисы IV Международной конференции. «Лазеры и их применение», Лейпциг, 1981, с. 142.
42. Marcuse D.— Appl. Optics, 1980, v. 19, p. 1856.
43. Crosignani B., Papas C. H., Di-Porto P.— Opt. Lett., 1980, v. 5, p. 467.
44. Laubereau A.— Phys. Lett. Ser. A, 1969, v. 29, p. 539.
45. Воронцов М. А., Чесноков С. С.— Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1979, т. 22, с. 1318.
46. Ахманов С. А., Воронцов М. А., Кандидов В. П. и др.— Ibid., 1980, т. 23, с. 1.
47. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С.— Введение в статистическую радиофизику и оптику.— М.: Наука, 1981.