

РАСЧЕТ ПОЛЯ И СПЕКТРА ИНДУЦИРОВАННОЙ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА СО СВЕРХШИРОКИМ СПЕКТРОМ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

© 2014 г. Л. С. Конев, студент; Ю. А. Шполянский, доктор физ.-мат. наук

Санкт-Петербургский научно-исследовательский университет информационных технологий механики и оптики, Санкт-Петербург

E-mail: leonides.konev@gmail.com

Приведен численный метод решения системы уравнений для прямой и обратной волн излучения со сверхшироким спектром в прозрачном оптическом волноводе с произвольной дисперсией и кубической нелинейностью. Метод применим для моделирования взаимодействия встречных импульсов, а также процесса генерации обратной (самоотраженной) волны, если она изначально отсутствовала. Рассчитано образование волны, отраженной от оптических неоднородностей среды, наведенных интенсивным импульсом из трех колебаний поля в кварцевом волокне. Ее интенсивность мала, поэтому обратного влияния на импульс прямой волны она не оказывает. Спектр отраженной волны содержит утроенные частоты.

Ключевые слова: предельно короткий импульс, фемтосекундный импульс, сверхширокое расширение спектра, обратная волна, самоотражение.

Коды OCIS: 320.7110, 190.4370, 320.6629, 320.2250, 190.5940

Поступила в редакцию 24.09.2013

Введение

К актуальным вопросам современной нелинейной оптики относится теоретическое описание эволюции излучения фемтосекундной длительности со сверхшироким спектром [1–3]. Часто такое описание строится на основе приближения однонаправленного распространения [1–4], когда предполагают, что излучение распространяется вдоль оси волновода только в выделенном (прямом) направлении, а обратная волна отсутствует. Этот подход позволяет получать многие важные для современной оптики теоретические результаты [1–4].

Однако прямые теоретические доказательства возможности пренебрежения обратной волной при распространении интенсивных импульсов в нелинейных средах обычно отсутствуют. Уравнения Максвелла предполагают наличие как прямой, так и обратной волны. Даже если обратная волна изначально отсутствует, она может возникнуть под воздействием нелинейности среды. Малость обратной волны – удобная гипотеза для упрощения теоретической модели. Из-

вестны серьезные исследования, показывающие важность ее учета [5–7]. Поэтому прямой теоретический анализ электрического поля обратной волны представляется важным и актуальным. На его основе можно, в частности, делать вывод о применимости приближения однонаправленного распространения.

В настоящей работе продемонстрировано, как можно естественно и достаточно просто обобщить метод численного моделирования электрического поля прямой волны излучения со сверхшироким спектром за счет корректного учета обратной волны. Вместо одного уравнения, записанного в приближении однонаправленного распространения, решается система уравнений для прямой и обратной волн, полученная в работе [7]. Метод расчета применен для моделирования образования самоотраженной обратной волны в условиях, когда на входе в волновод обратная волна отсутствует. Получены результаты по структуре поля и спектра прямой и обратной волн. Для объяснения этих результатов выведена и решена упрощенная система уравнений.

Система уравнений для прямой и обратной волн

В работе [7] показано, что полное волновое уравнение может быть сведено к системе уравнений для спектров прямой $G_+ = F(E_+)$ и обратной $G_- = F(E_-)$ волн с потоками энергии, соответственно, в положительном (+) и отрицательном (-) направлениях по оси оптического волновода

$$\begin{cases} \partial_z G_+ = +ik(\omega)G_+ + \frac{1}{2}ik(\omega)N(G_+ + G_-) \\ \partial_z G_- = -ik(\omega)G_- - \frac{1}{2}ik(\omega)N(G_+ + G_-) \end{cases}, \quad (1)$$

$$N(G) = \frac{1}{n^2(\omega)} 4\pi F[P_{NL}(E)].$$

Электрическое поле представляет собой сумму полей прямой и обратной волн $E = E_+ + E_-$, $G = F(E)$, $G = G_+ + G_-$, $k(\omega) = \omega n(\omega)/c$ – константа распространения в волноводе, $n(\omega)$ – показатель преломления, ω – частота излучения, c – скорость света в вакууме, $N(G)$ – оператор нелинейного воздействия в спектральной области, $P_{NL}(E)$ – нелинейный поляризационный отклик волновода, F – преобразование Фурье

$$G(z, \omega) = F(E(z, t)) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(z, t) \exp(-i\omega t) dt.$$

Заметим, что предположение $G_- = 0$ – суть приближения однонаправленного распространения, переводит систему (1) в известное и широко применяемое уравнение для прямой волны излучения со сверхшироким спектром [3, 4] (первое уравнение системы (1) при $G_- \equiv 0$), т.е. система (1) является его естественным обобщением.

Вынесение $n^2(\omega)$ в знаменатель выражения для $N(G)$ не является стандартным и сделано в работе [7] специально, чтобы осуществить необходимую факторизацию дифференциального оператора при выводе системы (1) из полного волнового уравнения, которое в спектральной области можно записать в виде

$$\partial_z^2 G = -k^2(\omega)G - k^2(\omega)N(G). \quad (2)$$

Несложно убедиться, что система (1) эквивалентна уравнению (2). Для этого продифференцируем ее по z (для компактности представления объединив запись, используя знак “ \pm ”)

$$\partial_z^2 G_{\pm} = \pm ik(\omega)\partial_z G_{\pm} \pm \frac{1}{2}ik(\omega)\partial_z N(G_+ + G_-). \quad (3)$$

Подставляя выражения (1) в первое слагаемое в правой части (3) и складывая уравнения для прямой и обратной волн, имеем

$$\partial_z^2 (G_+ + G_-) = -k^2(\omega)(G_+ + G_-) - k^2(\omega)N(G_+ + G_-).$$

Учитывая, что $G = G_+ + G_-$, это уравнение идентично уравнению (2).

Параметры оптической среды

В работе рассматривается эволюция излучения в оптическом волокне с сердцевинной радиусом 1,38 мкм из кварцевого стекла. Дисперсионная зависимость показателя преломления такого волновода как функция частоты хорошо описывается выражением [4]

$$n(\omega) = N_0 + a\omega^2 - bc/\omega^2.$$

При моделировании использовались константы аппроксимации, полученные в работе [4]

$$N_0 = 1,4508, \quad a = 2,7401 \times 10^{-44} \text{ с}^3 \text{ см}^{-1}, \\ b = 3,9437 \times 10^{17} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-1}.$$

Доминирующим механизмом нелинейности кварцевого стекла в поле фемтосекундного импульса из малого числа колебаний поля является безынерционная кубическая нелинейность электронной природы

$$P_{NL}(E) = \chi_3 E^3,$$

где χ_3 – нелинейная кубическая восприимчивость. В системе единиц СГСЭ справедливо соотношение [2]

$$n_2 = \frac{3\pi}{N_0} \chi_3,$$

где n_2 – коэффициент нелинейного показателя преломления. У кварцевого стекла этот коэффициент в единицах системы СИ имеет значение $\tilde{n}_2 = 2,9 \times 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$ [1].

Еще один механизм кубической нелинейности кварцевого стекла, важный в поле фемтосекундных импульсов – электронно-колебательная (рамановская) нелинейность. Однако у импульсов длительностью менее 10 колебаний поля со спектром в области нормальной групповой дисперсии влияние этого механизма в теоретических исследованиях [8] было малым из-за его инерционности. Картина эволюции поля и спектра в кварцевом волокне при добавлении учета этого механизма качественно не менялась. Количественно имел место сдвиг центральной частоты сплошного спектра импульса в стоксову область на несколько процентов. Для простоты теоретической модели этот

механизм нелинейности в настоящей работе не рассматривается. Изучается влияние доминирующей электронной нелинейности на формирование обратной волны.

Численный метод

Для численного решения системы (1) применен метод расщепления по физическим процессам [1]. При таком подходе результат воздействия различных эффектов при распространении импульса на малое расстояние Δz рассчитывается отдельно: на первом этапе учитывается влияние только нелинейных, а на втором – только линейных эффектов (сдвиг импульса как целого и дисперсионное распывание). Далее процедура повторяется на следующем шаге по z . Таким образом, на каждом шаге по z последовательно решаются две системы дифференциальных уравнений для прямой и обратной волн

$$\partial_z E_{\pm} = \pm \frac{2\pi\chi_3}{c} F^{-1} \left\{ \frac{i\omega}{n(\omega)} F \left[(E_+ + E_-)^3 \right] \right\}, \quad (4)$$

$$\partial_z E_{\pm} = \pm F^{-1} \left[ik(\omega) F(E_{\pm}^+) \right]. \quad (5)$$

На нелинейном шаге решается система (4) во временной, а на линейном шаге – система (5) в частотной области в виде

$$\partial_z G_{\pm}(z, \omega) = \pm ik(\omega) G_{\pm}(z, \omega). \quad (6)$$

Переходы между временными и спектральными представлениями осуществляются с помощью процедуры быстрого преобразования Фурье.

Для дискретизации систем (4), (5) вводится сетка, равномерная по времени t и, соответственно, по частоте ω , и в общем случае неравномерная по расстоянию по координате z

$$\{t_m, m = 0, \dots, M, t_m = m\Delta t, \Delta t = T/M\},$$

$$\{\omega_j, j = -M/2 + 1, \dots, M/2, \omega_j = j\Delta\omega, \Delta\omega = 2\pi/T\},$$

$$\{z_n, n = 0, \dots, N, \Delta z_n = z_{n+1} - z_n, z_0 = 0, z_N = Z_{\max}\},$$

где M – количество отсчетов по времени, Δt – шаг по времени, T – размер временного окна, $\Delta\omega$ – шаг по частоте, N – количество отсчетов по координате z , а Z_{\max} определяет длину отрезка среды, в котором рассматривается распространение импульса.

Линейные уравнения (6) в частотной области решаются точно

$$G_{\pm}(z + \Delta z, \omega) = G_{\pm}(z, \omega) \exp[\pm ik(\omega)\Delta z].$$

Нелинейный шаг рассчитывается по разностной схеме Кранка–Николсона с внутренними итерациями (решение нелинейной задачи на шаге до сходимости)

$$E_{\pm}^{n+1} = E_{\pm}^n \pm \Delta z \frac{2\pi\chi_3}{c} F^{-1} \left\{ \frac{i\omega}{n(\omega)} F \left[(E_{\text{sum}}^{n+1/2})^3 \right] \right\}.$$

Здесь $E_{\text{sum}}^{n+1/2} = E_+^{n+1/2} + E_-^{n+1/2}$ – суммарное поле и $E_{\pm}^{n+1/2} = (E_{\pm}^n + E_{\pm}^{n+1})/2$ – поля прямой и обратной волн на полушаге $(n + 1/2)$. На первой итерации вычисляется

$$E_{\text{sum}}^n = E_+^n + E_-^n,$$

$$E_{\pm}^{n+1\langle 1 \rangle} = E_{\pm}^n \pm \Delta z \frac{2\pi\chi_3}{c} F^{-1} \left\{ \frac{i\omega}{n(\omega)} F \left[(E_{\text{sum}}^n)^3 \right] \right\}.$$

Далее до сходимости осуществляется процесс

$$E_{\pm}^{n+1/2\langle k \rangle} = \frac{1}{2} (E_{\pm}^n + E_{\pm}^{n+1\langle k \rangle}),$$

$$E_{\text{sum}}^{n+1/2\langle k \rangle} = E_+^{n+1/2\langle k \rangle} + E_-^{n+1/2\langle k \rangle},$$

$$E_{\pm}^{n+1\langle k+1 \rangle} = E_{\pm}^n \pm \Delta z \frac{2\pi\chi_3}{c} F^{-1} \left\{ \frac{i\omega}{n(\omega)} F \left[(E_{\text{sum}}^{n+1/2\langle k \rangle})^3 \right] \right\},$$

где k – номер внутренней итерации на нелинейном шаге, $2 \leq k \leq K_{\max}$, K_{\max} – максимальное разрешенное количество внутренних итераций. В качестве критерия сходимости проверяется условие близости решений на последующих итерациях k и $(k + 1)$ с заданной точностью.

Численный метод естественным образом обобщает разработанную ранее вычислительную процедуру для случая однонаправленного распространения излучения [4], к которой он сводится в предположении нулевого поля обратной волны. Важно отметить, что в однонаправленном приближении обычно осуществляется переход в сопровождающую систему координат,двигающуюся с групповой скоростью прямой волны. Размер необходимого временного окна при этом сопоставим с длительностью импульса. В нашем случае решение получается в стоячей системе координат, временное окно должно вмещать разбегающиеся импульсы прямой и обратной волн, следовательно, необходимый объем оперативной памяти и время расчета существенно возрастают. Размер

временного окна растет линейно с увеличением длины рассматриваемого отрезка волновода, так как импульсы прямой и обратной волн разбегаются в противоположные стороны со своими групповыми скоростями, соответственно, линейно возрастает их взаимная временная задержка. Приведенный метод применим как для описания взаимодействия встречных импульсов (см. [5–7]), так и для описания процесса формирования обратной волны, если она изначально отсутствовала.

Численное моделирование и анализ результатов

Приведем результаты моделирования эволюции интенсивного импульса из малого числа колебаний в кварцевом волокне с учетом генерации обратной волны в стоячей системе координат. Начальное поле импульса прямой волны при $z = 0$ записано в виде

$$E_{\pm}(0, t) = E^{\max} \exp(-2t^2 / \Delta\tau_0^2) \sin(\omega_0 t), \quad (7)$$

где E^{\max} – максимальное значение начального поля, $\Delta\tau_0$ – длительность импульса, $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ –

центральная частота, λ_0 – центральная длина волны. Предполагается, что изначально обратная волна отсутствует: $E_{-}(0, t) = 0$, т.е. изучается процесс ее формирования и эволюции.

При моделировании использованы физически значимые параметры начального импульса при координате $z = 0$ (рис. 1): $\lambda_0 = 780$ нм (лазер на сапфире с титаном), $\Delta\tau_0 = 3T_0 = 7,8$ фс ($T_0 = \lambda_0/c$ – период колебаний на длине волны λ_0), интенсивность излучения $I = 1,7 \times 10^{10}$ кВт/см² ($I[\text{кВт}/\text{см}^2] = (3N_0/8\pi)(E^{\max})^2[\text{СГСЭ}]$ [2]).

На рис. 1, 2 представлены формирование и эволюция обратной волны в волноводе в стоячей системе координат вплоть до расстояния по координате $z = 6\lambda_0$. На рис. 1 приведены распределения полей прямой (кривая 1) и обратной (кривые 2 и 3) волн, нормированные на свои максимумы. На рис. 2 приведены соответствующие спектральные распределения, получающиеся в сечении волновода с координатой $z = 6\lambda_0$. Прямая волна смещается в сторону больших значений времени (вправо). На таком малом расстоянии изменения временного профиля прямой волны еще не заметны, видимый эффект – сдвиг импульса как целого вправо

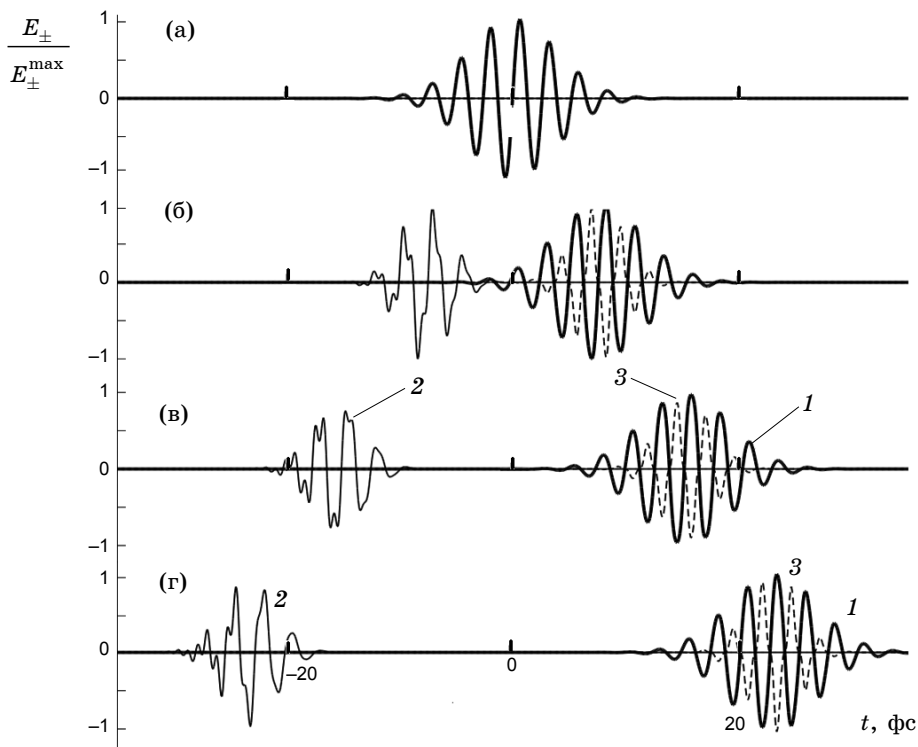


Рис. 1. Формирование и эволюция обратной волны в волноводе в стоячей системе координат. Распределения полей прямой (1) и обратной (2, 3) волн, нормированные на свои максимумы (поля E_{\pm} , E_{\pm}^{\max} соответственно), в сечении оптического волновода с координатами $z = 0$ (а), $z = 2\lambda_0$ (б), $z = 4\lambda_0$ (в), $z = 6\lambda_0$ (г). Отношение максимумов полей $E_{-}^{\max}/E_{+}^{\max} = 1,9 \times 10^{-3}$.

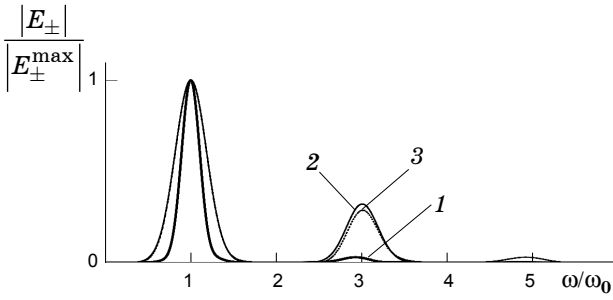


Рис. 2. Спектральные плотности G_+ (1), G_-^{left} (2), G_-^{right} (3), возникающие в сечении волновода с координатой $z = 6\lambda_0$. Отношение максимумов спектральных амплитуд $|G_-^{\text{max}}|/|G_+^{\text{max}}| = 1,9 \times 10^{-3}$.

с групповой скоростью. В спектре на рис. 2 (кривая 1) видно, что имеет место генерация утроенной частоты под воздействием кубической нелинейности.

Рис. 1 показывает, что уже к сечению $z = 2\lambda_0$ формируется обратная волна, изначально отсутствующая. Она состоит из двух частей: одна, E_-^{left} , распространяется в обратном направлении (кривая 2), другая, E_-^{right} , – тесно связана с прямой волной и распространяется вместе с ней (кривая 3), – что согласуется с результатами, полученными в работе [7]. Из второго уравнения системы (1) видно, что при наличии ненулевой спектральной плотности прямой волны G_+ обратная волна должна появляться под воздействием нелинейности среды. Эволюция E_-^{right} полностью обусловлена этим воздействием. Как и следовало ожидать, в рассматриваемом случае нерезонансного взаимодействия со средой, интенсивность обратной волны невелика: отношение максимумов напряженности полей обратной и прямой волн $E_-^{\text{max}}/E_+^{\text{max}}$ не превышает 2×10^{-3} , отношение интенсивностей квадратично этому значению. С увеличением расстояния по координате z амплитуда обратной волны в рассматриваемом режиме не увеличивается.

Чтобы объяснить наблюдаемую в численном эксперименте структуру поля обратной волны, выведем упрощенную систему уравнений, применимую на расстояниях порядка нескольких длин волн. На таких малых дистанциях нерезонансная дисперсия и нелинейность не могут существенно изменить поле и спектр прямой волны, что подтверждают рис. 1, 2, основным эффектом является сдвиг импульса как целого с групповой скоростью, который описывается уравнением переноса. Обратная волна генери-

руется благодаря нелинейности, поэтому кроме слагаемого, отвечающего за сдвиг импульса как целого с групповой скоростью в обратном направлении, уравнение для обратной волны должно содержать нелинейное слагаемое. При этих предположениях система (1) переписывается в свой полевой аналог

$$\begin{cases} \frac{\partial E_+}{\partial z} = -\frac{1}{V_g} \frac{\partial E_+}{\partial t} \\ \frac{\partial E_-}{\partial z} = +\frac{1}{V_g} \frac{\partial E_-}{\partial t} + \frac{2\pi}{cn_0} \frac{\partial P_{\text{NL}}(E_+)}{\partial t} \end{cases}, \quad (8)$$

где $n_0 = n(\omega_0)$, $V_g = [dk(\omega)/d\omega]^{-1} = c/n_g$ – групповая скорость, $n_g = n_0 + dn/d\omega$ – групповой показатель преломления, рассчитанные для центральной частоты начального импульса.

Нетрудно найти аналитическое решение этой системы уравнений

$$E_+(z, t) = E_+(0, t - z/V_g) = E_{0+}(t - z/V_g), \quad (9)$$

$$E_-(z, t) = E_{0-}(t + z/V_g) + \frac{\pi}{n_0 n_g} \{ P_{\text{NL}}[E_{0+}(t + z/V_g)] - P_{\text{NL}}[E_{0+}(t - z/V_g)] \}. \quad (10)$$

Из выражения (10) видно, что обратная волна состоит из трех частей. Первое слагаемое представляет собой начальное распределение поля обратной волны, распространяющееся с групповой скоростью в обратном направлении. Второе слагаемое – поле E_-^{left} , также распространяющееся в обратном направлении с групповой скоростью, но индуцированное прямой волной через нелинейность. Последнее слагаемое – поле E_-^{right} , распространяющееся в прямом направлении совместно с прямой волной, также обусловлено нелинейностью. Анализ численного решения полной системы уравнений, показывает, что выражение для этого поля имеет вид

$$E_-^{\text{right}}(z, t) = -\frac{\pi}{n_0 n_g} P_{\text{NL}}[E_+(z, t)] \quad (11)$$

не только на начальном этапе распространения, но и далее при всех z . Поле E_-^{right} всегда игнорируется в приближении однонаправленного распространения, поэтому фактически представляет собой ошибку этого метода. Нелинейность кварцевого волокна относительно слабая, поэтому ошибка мала по абсолютной величине даже при высоких интенсивностях. В нашем случае отношение амплитуд E_-^{right}/E_+ также составляет порядка 2×10^{-3} .

Часть поля E_-^{left} (кривая 2) появляется на начальном этапе и может быть интерпретирована как отражение излучения от оптической неоднородности со скачком показателя преломления, индуцированного прямой волной. Сформировавшись, отраженная волна перестает как-либо зависеть от прямой волны в изучаемом режиме, так как больше не пересекается с ней по времени, и ее дальнейшая эволюция обусловлена дисперсией (рис. 1в,г). В спектре G_- поля E_- присутствуют утроенные частоты (рис. 2), что подтверждает определяющее влияние кубической нелинейности на процесс формирования обратной волны. Из рис. 2 видно, что модуль спектральной плотности отраженной волны остается неизменным при $z > 2\lambda_0$. Это как раз является свидетельством дисперсионного характера ее эволюции после формирования, так как дисперсия меняет только фазовые соотношения между гармониками, не влияя на их амплитуды (линейным поглощением прозрачной среды на рассматриваемых расстояниях пренебрегаем), а нелинейность должна приводить к изменению в том числе и спектральных амплитуд.

На рис. 3, 4 представлены временные зависимости полей прямой и обратной волн в сечении волновода с координатой $z = 100\lambda_0$. Двигаясь

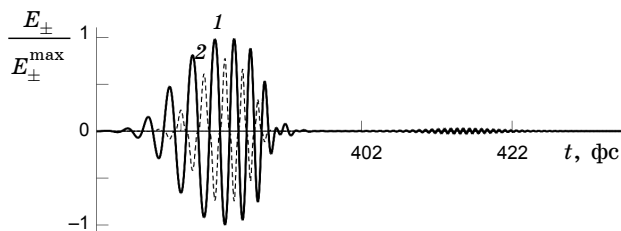


Рис. 3. Поля прямой (1) и обратной (2) волн в сечении волновода с координатой $z = 100\lambda_0$. Отношение максимумов $E_-^{\text{max}}/E_+^{\text{max}} = 1,9 \times 10^{-3}$.

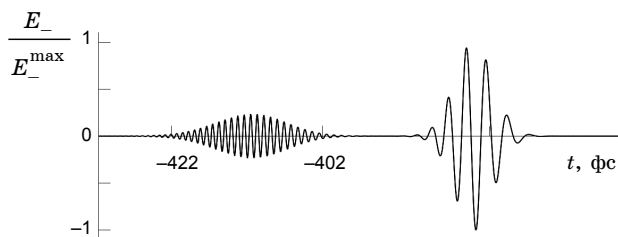


Рис. 4. Поле E_-^{left} в сечении волновода с координатой $z = 100\lambda_0$.

с групповой скоростью, импульс прямой волны накопил временную задержку порядка 385 фс (рис. 3). Форма импульса заметно изменилась, как это свойственно распространению в среде с нормальной групповой дисперсией [4, 8]. От импульса прямой волны отстает импульс на утроенной частоте с временной задержкой около 415 фс. Аналогичную структуру имеет и поле E_-^{right} .

В расчете эволюция поля рассматривается в сплошном временном окне от -500 до $+500$ фс. Отраженная волна (рис. 4) к сечению с координатой $z = 100\lambda_0$ под воздействием дисперсии разделяется на два импульса – на основных ($t \approx -380$ фс) и утроенных ($t \approx -410$ фс) частотах. Эти импульсы имеют гладкие временные огибающие, что соответствует их гладким спектральным профилям (см. рис. 2, 5).

На рис. 5 приведены спектральные плотности прямой и обратной волн при $z = 100\lambda_0$, нормированные на свои максимумы. Видны уширение спектров волн, распространяющихся в прямом направлении, и генерация утроенных частот. Спектр отраженной волны так и остается неизменным после ее формирования. Авторы настоящей статьи связывают это с малой длительностью импульса прямой волны и мгновенностью нелинейного электронного отклика, рассматриваемого в теоретической модели. Постоянная генерация отраженной волны не происходит, так как неоднородность показателя преломления распространяется совместно с импульсом прямой волны.

Проверено, что из-за малой интенсивности сформированной обратной волны результаты для прямой волны совпадают с рассчитанными в приближении однонаправленного распространения.

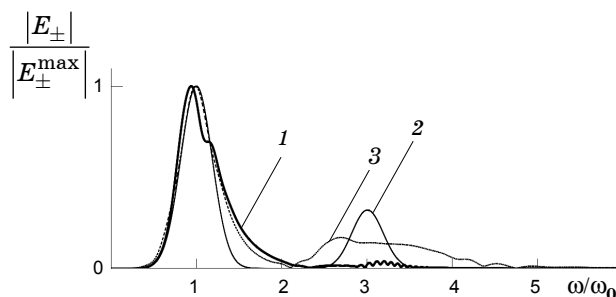


Рис. 5. Спектральные плотности G_+ (1), G_-^{left} (2), G_-^{right} (3) в сечении волновода с координатой $z = 100\lambda_0$. Отношение максимумов спектральных амплитуд $|G_-^{\text{max}}|/|G_+^{\text{max}}| = 1,9 \times 10^{-3}$.

Заключение

Описан математически и реализован программно численный метод решения системы уравнений для прямой и обратной волн излучения со сверхшироким спектром в прозрачном оптическом волноводе с произвольной дисперсией и кубической нелинейностью. Показано, что метод обобщает разработанную ранее и хорошо зарекомендовавшую себя вычислительную процедуру для случая однонаправленного распространения излучения. Метод применим как для описания взаимодействия встречных импульсов, так и для описания процесса формирования обратной волны, если она изначально отсутствовала.

Рассчитано образование изначально отсутствующей обратной волны, сопровождающее сверхуширение спектра интенсивного импульса прямой волны с начальной длительностью 7,8 фс в кварцевом волокне. Обратная волна состоит из двух частей, распространяющихся в противоположных направлениях. Ее структура индуцируется прямой волной; причем если для отраженной волны это актуально только в период ее начального формирования, то часть, распространяющаяся вместе с прямой волной,

неразрывно связана с прямой волной в течение всего процесса распространения. В спектре обратной волны присутствуют утроенные частоты, так как она возникает под воздействием кубической нелинейности.

Амплитуда поля обратной волны составляет порядка 2×10^{-3} , а интенсивность 4×10^{-6} от соответствующих параметров прямой волны в рассмотренном режиме. Поэтому обратного влияния на прямую волну нет, результаты для прямой волны совпадают с полученными в приближении однонаправленного распространения. Имеют место уширение спектра прямой волны и генерация утроенных частот по сценарию, характерному для среды с нормальной групповой дисперсией и кубической нелинейностью [4].

Представляет интерес моделирование процесса формирования обратной волны при других параметрах импульсов и оптических сред. Отдельного внимания заслуживает анализ развития самоотраженной волны при самофокусировке интенсивных фемтосекундных импульсов в объемных нелинейных средах. Для импульсов из большего числа колебаний поля будет важным также учет электронно-колебательной нелинейности.

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. Агравал Г.П. Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 328 с.
2. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
3. Brabec T., Ferenc K. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. № 2. P. 545–547.
4. Bepalov V.G., Kozlov S.A., Shpolyanskiy Yu.A., Walmsley I.A. Simplified field wave equations for the nonlinear propagation of extremely short light pulses // Phys. Rev. A. 2002. V. 66. P. 013811.
5. Розанов Н.Н. Преобразование оптического излучения на быстро движущихся плавных неоднородностях среды // Опт. и спектр. 2009. Т. 106. № 3. С. 487–493.
6. Буяновская Е.М., Козлов С.А. Динамика полей встречных световых импульсов из малого числа колебаний в нелинейных диэлектрических средах // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. В. 5. С. 349–353.
7. Kinsler P., Radnor S.B.P., New G.H.C. Theory of directional pulse propagation // Phys. Rev. A. 2005. V. 72. P. 063807.
8. Беспалов В. Г., Козлов С. А., Шполянский Ю. А. Метод анализа динамики распространения фемтосекундных импульсов с континуумным спектром в прозрачных оптических средах // Оптический журнал. 2000. Т. 67. № 4. С. 5–14.