Известия НАН Армении, Физика, т.44, №4, с.273-284 (2009)

УДК 621.373

СПЕКТРАЛЬНОЕ УШИРЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ В НЕСКОЛЬКО ОПТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ПЛАВЛЕНОМ КВАРЦЕ

Д.Л. ОГАНЕСЯН[1], В.О. ЧАЛТЫКЯН[2], А.С. МАРТИРОСЯН[2]

[1]Ереванский государственный университет, Армения

[2]Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 9 января 2009 г.)

Приведены результаты теоретического исследования нелинейного распространения в плавленом кварце лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний. Конечно-разностным методом численно проинтегрирована система нелинейных уравнений Максвелла, описывающих распространение линейно-поляризованного импульса с центральной длиной волны в области нулевой дисперсии (λ_0 = 1.27 мкм) и длительностью 20 фс. Рассчитана эволюция спектра лазерного импульса, получены зависимости смещения его спектрального максимума как от напряженности электрического поля, так и от длины среды.

1. Введение

Для генерации спектрального суперконтинуума лазерным импульсом, распространяющимся в нелинейной среде, основным фактором является наличие зависящей от интенсивности лазерного излучения добавки к показателю преломления в среде с нелинейностью керровского типа. Такая добавка приводит в случае коротких лазерных импульсов к его фазовой самомодуляции. В приближении, учитывающем лишь первый порядок дисперсии материала, временное самовоздействие лазерного импульса приводит к симметричному уширению его спектра. Однако имеется ряд физических механизмов, приводящих к асимметрии спектрального уширения уже при умеренных интенсивностях лазерного импульса. Три наиболее важных механизма связаны с пространственным самовоздействием, образованием ударного фронта огибающей и конечным временем нелинейно-оптического отклика среды. Пространственное самовоздействие связано с керровской нелинейностью среды [1]. Образование ударного фронта огибающей лазерного импульса обусловлено зависимостью групповой скорости импульса от интенсивности [2]. Эффекты, связанные с конечным временем нелинейного отклика среды, становятся особенно заметными для импульсов с длительностью в несколько оптических колебаний, для которых необходимо учитывать запаздывание нелинейного отклика, что эквивалентно учету дисперсии нелинейности среды в частотном представлении [3]. Лазерный импульс, распространяющийся в среде с запаздывающей нелинейностью, испытывает низкочастотный сдвиг. Это означает, что спектральное уширение, индуцируемое запаздывающей нелинейностью, эквивалентно комбинационному рассеянию. При возбуждении комбинационного резонанса лазерным импульсом длительностью в несколько оптических колебаний, сдвинутая на частоту молекулярных колебаний спектральная компонента поля, т. е. стоксова компонента, содержится уже в самом импульсе. Процесс комбинационного рассеяния в этом случае носит характер своеобразного комбинационного самовоздействия. За счет возбуждения молекулярных колебаний происходит перераспределение энергии в спектре импульса, а это приводит к смещению максимума в длинноволновую область [4]. При распространении в изотропной нелинейной среде лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний с центральной длиной волны в области с нулевой дисперсией, дисперсионные эффекты в начале процесса распространения будут определяться членами высшего порядка, начиная с кубичной, в разложении коэффициента преломления. Однако в процессе распространения импульса происходит смещение центральной длины волны вследствие спектрального уширения, обусловленного как безынерционной, так и инерционной нелинейностью среды. Это приводит к тому, что по мере распространения импульса в среде дисперсионное расплывание определяется также членом второго порядка в разложении коэффициента преломления.

Для лазерных импульсов длительностью в несколько оптических колебаний привычное понятие огибающей импульса теряет смысл. Поэтому в последние годы для описания распространения импульсов, состоящих не более чем из десяти осцилляций поля, которые принято называть предельно-короткими, применяется приближение, более корректное, чем приближение медленно меняющихся амплитуд. В рамках этого приближения анализируются уравнения, описывающие эволюцию напряженности электрического поля импульса, а не ее огибающей [5,6].

Вместе с тем повышенный интерес к конечно-разностным методам прямого численного интегрирования по времени системы уравнений Максвелла, наблюдающийся в последнее время в области исследований фемтосекундных процессов, объясняется тем, что такой подход позволяет достаточно просто моделировать широкий диапазон явлений нелинейной оптики лазерных импульсов длительностью в несколько оптических колебаний, базируясь лишь на информации об оптических свойствах самой среды. Этот метод достаточно универсален и позволяет моделировать как простейший случай свободного пространства, так и различные комбинации нелинейных и дисперсионных сред [7,8]. В работе [9] приведены результаты теоретического исследования комбинационного самовоздействия лазерных импульсов длительностью в несколько оптических колебаний с центральными длинами волн в области как нормальной, так и аномальной дисперсии, распространяющихся в плавленом кварце. Для описания процесса нелинейного взаимодействия лазерного импульса с плавленым кварцем используется конечно-разностный метод прямого численного интегрирования по времени системы уравнений Максвелла.

В настоящей работе исследовано перераспределение энергии в спектре лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний, распространяющегося в плавленом кварце. Проведено численное моделирование распространения линейно-поляризованного гауссова импульса с центральной длиной волны в области нулевой дисперсии (λ_0 = 1.27 мкм) плавленого кварца. Рассчитана эволюция спектра и временного профиля импульса. Получена зависимость мгновенной частоты импульса от времени при различных значениях амплитуды электрического поля импульса и длины среды.

Получено, что при распространении гауссова импульса длительностью 20 фс с напряженностью электрического поля 3.9 ГВ/м в плавленом кварце длиной 1.7 мм слабая по сравнению с электронной рамановская нелинейность плавленого кварца приводит к уменьшению центральной частоты формируемого спектрального континуума на 1.7 %.

2. Математическая модель процесса распространения лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний в плавленом кварце

Распространение линейно-поляризованного плоского волнового пакета в изотропной нелинейной диспергирующей среде в направлении оси z будем описывать в рамках следующей системы уравнений Максвелла для напряженностей электрического и магнитного полей:

$$\begin{aligned} \frac{\partial D_x}{\partial t} &= -\frac{\partial H_y}{\partial z}, \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial E_x}{\partial z}. \end{aligned} \tag{1}$$

Связь между напряженностью электрического поля E_x и электрической индукцией D_x определяется из материального уравнения, в котором последовательно учитываются линейная дисперсия среды, а также керровская и рамановская комбинационные нелинейности:

$$D_x = \varepsilon_0 E_x + P_{xL} + P_{xNL}\,, \tag{2}$$

где P_{xL} и P_{xNL} – соответственно, линейная и нелинейная части поляризации среды.

Известно [2], что линейная восприимчивость плавленого кварца определяется формулой

$$\chi^{(1)}(\omega) = n^2(\omega) - 1 = \sum_{i=1}^{3} b_i\omega_i^2 \Big/ \left(\omega_i^2 - \omega^2\right), \tag{3}$$

где b_1 = 0.6961663, b_2 = 0.4079426, b_3 = 0.897479, λ_1 = 0.0684043 мкм, λ_2 = 0.1162414 мкм, λ_3 = 9.896161 мкм, $\lambda_i = 2\pi\, c/\omega_i$.

В соответствии с (3), линейный отклик среды определяется выражением

$$P_{xL}(\omega)=\varepsilon_0 E_x(\omega)\sum_{i=1}^{3}\frac{b_i\omega_i^2}{\omega_i^2-\omega^2}\equiv\sum_{i=1}^{3}P_{ixL}(\omega)\,. \tag{4}$$

Уравнение (4) можно представить в виде системы дифференциальных уравнений

$$\left(1/\omega_i^2\right)\left(\partial^2 P_{ixL}/\partial t^2\right)+P_{ixL}=\varepsilon_0 b_i E_x(t)\,, \tag{5}$$

где $i = 1, 2, 3$.

Уравнения (4), (5) описывают линейные дисперсионные свойства среды в полосе прозрачности в соответствии с классической моделью Лоренца.

Нелинейный отклик среды, с учетом керровской и рамановской нелинейностей, можно представить в виде

$$P_{xNL}(t)=\varepsilon_0\chi_0^{(3)}E_x(t)\int_{-\infty}^{t}g(t-\tau)E_x^2(\tau)\,d\tau\,, \tag{6}$$

где $\chi_0^{(3)}$ – коэффициент керровской нелинейности,

$$g(t)=\alpha\delta(t)+(1-\alpha)g_R(t)\,, \tag{7}$$

$$g_R(t)=\left[\left(\tau_1^2+\tau_2^2\right)/\tau_1\tau_2^2\right]\exp\left(-t/\tau_2\right)\sin\left(t/\tau_1\right)\,, \tag{8}$$

α = 0.7 – безразмерный коэффициент, определяющий долю керровской нелинейности по отношению к полному нелинейному вкладу в поляризацию среды, $\delta(t)$ – дельта-функция Дирака, $g_R(t)$ – рамановский отклик среды, τ_1 = 12.2 фс, ($_2$ = 32 фс.

Первое слагаемое в правой части уравнения (7) описывает керровскую безынерционную нелинейность среды, а второе слагаемое – рамановскую инерционную.

С учетом (7) выражение (6) может быть представлено в виде

$$P_{xNL}(t)=E_x(t)\left[\varepsilon_0\alpha\chi_0^{(3)}E_x^2(t)+(1-\alpha)\chi_0^{(3)}G_x(t)\right], \tag{9}$$

где

$$G_x(t)=\varepsilon_0\int_{-\infty}^{t}g_R(t-\tau)E_x^2(\tau)\,d\tau\,. \tag{10}$$

Нелинейный отклик среды, обусловленный рамановской комбинационной нелинейностью, с учетом фурье-преобразования (8) и (10) удовлетворяет следующему дифференциальному уравнению:

$$\frac{1}{\overline{\omega}_0^2}\frac{d^2G_x}{dt^2}+\frac{2\overline{\delta}}{\overline{\omega}_0^2}\frac{dG_x}{dt}+G_x=\varepsilon_0E_x^2(t)\,, \tag{11}$$

где $\overline{\omega}_0^2=\left(1/\tau_1\right)^2+\left(1/\tau_2\right)^2$, $\overline{\delta}=1/\tau_2$, $1/2\pi\tau_1=13.05$ ТГц – фононная частота колебания среды (оптическая ветвь), τ_2 – среднее время жизни оптического фонона.

Уравнение (11) описывает осцилляторную модель вынужденного комбинационного рассеяния Платоненко–Хохлова [1,2,8].

С учетом (4) и (9) электрическая индукция D_x может быть представлена в виде

$$D_x = \varepsilon_0 \left[E_x + \alpha \chi_0^{(3)} E_x^3 \right] + \sum_{i=1}^{3} P_{ixL} + (1-\alpha)\chi_0^{(3)} E_x G_x . \qquad (12)$$

Вышеописанная классическая модель взаимодействия лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний с плавленым кварцем применялась нами в [7] для описания самовоздействия излучения и комбинационного рассеяния. При этом рассматривались случаи, когда центральная длина волны находится как в области нормальной, так и аномальной дисперсии плавленого кварца. В настоящей работе эта модель используется для исследования перераспределения энергии в спектре лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний и центральной длиной волны, соответствующей нулевой дисперсии плавленого кварца.

3. Численная схема интегрирования системы нелинейных уравнений Максвелла. Дисперсионные свойства и устойчивость схемы

Для численного интегрирования системы нелинейных уравнений Максвелла мы используем модифицированную конечно-разностную схему решения. Эта схема, как показано ниже, обладает повышенной устойчивостью, хорошими дисперсионными характеристиками и не требует больших вычислительных ресурсов [8].

Для численного моделирования процессов, описываемых уравнениями (1), (5), (11), (12), перейдем к сеточным функциям для полей E_x и H_y, электрической индукции D_x, линейного и нелинейного откликов P_{ixL}, G_x, для которых зададим сетки по координате $k\Delta z$ и по времени $n\Delta t$. Шаг сетки по оси z выберем равным 6.36 нм. Тогда шаг по оси времени определяется условием Куранта $\Delta t = \Delta z/(2c)$ = 0.0106 фс. При таком выборе сетки отклонение дисперсии линейной части схемы от лоренцевской дисперсии среды минимально. Значения магнитного поля задаются между узлами сетки по координате и на промежуточном слое по времени. Разностные схемы, соответствующие уравнениям (1), (5), (11), (12), записываются для следующих нормированных величин:

$$\begin{gathered}
\bar{E}_x = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_x, \qquad \bar{D}_x = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} D_x, \qquad \bar{H}_y = H_y, \\
\bar{P}_{ixL} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} P_{ixL}, \qquad \bar{P}_{xNL} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} P_{xNL}, \\
\bar{G}_x = \frac{1}{\mu_0} G_x, \qquad \bar{\chi}_0^{(3)} = \chi_0^{(3)} \frac{\mu_0}{\varepsilon_0}.
\end{gathered} \qquad (13)$$

В начале процесса итерации считаем заданными величины E_x, D_x на n-ом временном слое и H_y на временном слое n(1/2. При расчетах используем численную схему, примененную нами ранее [7] для описания самовоздействия излучения и комбинационного рассеяния.

Главной проблемой при реализации схем численного интегрирования нелинейных уравнений Максвелла является устойчивасть алгоритма. Здесь используется конечно-разностная схема, предложенная в работе [9]. В настоящем разделе мы покажем, что эта схема обладает высокой устойчивостью, а учет нелинейности при рассматриваемых значениях амплитуды электрического поля лазерного импульса и толщины нелинейной среды не приводит к расходимости.

Для этого электрические и магнитные поля представим в виде плоских волн с угловой частотой ω и волновым вектором k, распространяющихся вдоль оси z:

$$\begin{aligned} E_x(z,t) &= E_{x0}\sin(\omega t - kz), \\ H_y(z,t) &= H_{y0}\sin(\omega t - kz). \end{aligned} \tag{14}$$

После подстановки выражений (14) в уравнения (1), (2), (4), (9), (12), записанные в разностном виде, получим дисперсионное уравнение, определяющее связь между угловой частотой и волновым вектором:

$$\sin^2\left(\frac{\pi S}{N}\right)^2\left[1+\sum_{i=1}^{3}\frac{b_i(\omega_i\Delta t)^2}{(\omega_i\Delta t)^2-4\sin^2(\pi S/N)}+\gamma_n\right]=S^2\sin^2\left(\frac{k\Delta z}{2}\right), \tag{15}$$

где $S = c\Delta t/\Delta z$ (фактор стабильности, $\gamma_z = \alpha\bar{\chi}_0^{(3)}\left(\bar{E}_{x0\max}\right)^2$, $N = \lambda_0/\Delta z$, $\bar{E}_{x0\max} = 3.9$ ГВ/м -максимальное значение амплитуды поля импульса. Поскольку керровская мгновенная нелинейность в (1-α) раз превосходит рамановскую инерционную (см. (12)), мы пренебрегли последней при выводе формулы (15). Дисперсионное уравнение (15) в случае линейной и бездисперсной среды, при выполнении условия $\Delta y \ll \lambda_0$, сводится к уравнению $\omega = ck$. В расчетах фактор стабильности принимался равным 0.5, а N = 200. Рассмотрим случай, соответствующий линейной дисперсной среде ($\gamma_n = 0$), когда выражение (15) переходит в линейное дисперсионное соотношение $\omega(k)$. Фазовая скорость, получающаяся из дисперсионного соотношения (15), имеет вид

$$\begin{aligned} v_{p,\mathrm{num}}(N) &= \frac{\omega}{k_{\mathrm{num}}}, \\ k_{\mathrm{num}} &= \frac{2}{\Delta z}\sin^{-1}\left(\frac{1}{S}\sin\left(\frac{\pi S}{N}\right)\sqrt{1+\sum_{i=1}^{3}\frac{b_i(\omega_i\Delta t)^2}{(\omega_i\Delta t)^2-4\sin^2(\pi S/N)}+\gamma_n}\right). \end{aligned} \tag{16}$$

Как видно из (16), при $\gamma_n = 0$ и $N = 200$ отношение фазовой скорости, полученной из численной схемы, к фазовой скорости, соответствующей сплошной среде, $v_{p,\mathrm{phys}} = c/n(\lambda_0)$, на длине волны λ_0 = 1.272 мкм равно $v_{p,\mathrm{num}}(N=200)/v_{p,\mathrm{phys}}$ = 0.999924. Это означает, что распространению волны в сплошной среде на расстояние 1336.5 λ_0 = 1.7 мм, т.е. на 1336.5 $\lambda_0/\Delta z$ = 267295.6 шагов сетки, соответствует распространение в дискретизированной среде на 267275.3 шагов. Таким образом, ошибка определения фазовой скорости по численной схеме равна ((267295.6 – 267275.3) / 300)360 ≈ 24.36° или 6.77 %.

Такой же расчет с учетом нелинейности среды ($\gamma_n \neq 0$) и при $E_{x0\max}$ = 3.9 ГВ/м ($v_{p,\mathrm{num}}(N=200)/v_{p,\mathrm{phys}}$ = 0.999454) дает ошибку определения фазовой скорости по численной схеме 48.3%.

Групповая скорость, согласно дисперсионному соотношению (16), определяется формулой

$$v_{g,\mathrm{num}}(\omega) = \left(dk_{\mathrm{num}}(\omega)/d\,\omega\right)^{-1},$$

$$k_{\mathrm{num}}(\omega) = \frac{2}{\Delta z}\sin^{-1}\left(\frac{1}{S}\sin\left(\frac{\omega\Delta t(N)}{2}\right)\sqrt{1+\sum_{i=1}^{3}\frac{b_i(\omega_i\Delta t)^2}{(\omega_i\Delta t)^2-4\sin^2\left(\dfrac{\omega\Delta t(N)}{2}\right)}+\gamma_n}\right). \tag{17}$$

Как видно из (17), при γ_n = 0 и N = 200 отношение групповой скорости, полученной по численной схеме, к групповой скорости в сплошной среде ($v_{g,\mathrm{phys}} = \left(dk(\omega)/d\right)^{-1}$), равно $v_{g,\mathrm{num}}(N=200)/v_{g,\mathrm{phys}}$ = 0.999772, т.е при распространении волны в сплошной среде на 1336.5λ_0 = 1.7 мм за $(1336.5\lambda_0)/v_{g,\mathrm{phys}}$ = 8.2825 пс, распространение на то же расстояние в дискретизированной среде имеет место за время $(1336.5\lambda_0)/v_{g,\mathrm{num}}$ = 8.2825 пс + 1.885 фс. При учете нелинейности среды ($\gamma_n \neq 0$) и при $E_{x0\max}$ = 3.9 ГВ/м имеем $v_{g,\mathrm{num}}(N=200)/v_{g,\mathrm{phys}}$ = 0.999312 и групповая скорость $v_{g,\mathrm{num}}$ оказывается приблизительно на 0.069% меньше, чем $v_{g,\mathrm{phys}}$. Таким образом, для рассматриваемых значений $E_{x0\max}$, L и N ошибка определения фазовой скорости импульса сеточным методом не превышает в нелинейном случае 48.3 %, а ошибка определения времени группового запаздывания (не более 0.023 %.

4. Результаты численного расчета и их обсуждение

Численное моделирование проводилось при начальном условии

$$E_x(t, z=0) = E_{x0}\exp\left(-\frac{t^2}{\tau_0^{\,2}}\right)\cos\left(\frac{2\pi c}{\lambda_0}t\right), \tag{18}$$

где E_{x0} – начальное значение амплитуды импульса, τ_0 – длительность импульса, λ_0 – центральная длина волны (3.9 ГВ/м, 20 фс и 1.272 мкм, соответственно). Длина среды определялась из условия совпадения сеточной дисперсионной кривой с реальной (L_0 =1.7 мм).

На рис.1 приведена эволюция временного профиля лазерного импульса с вышеуказанными параметрами при распространении в плавленом кварце. Как видно из рисунка, по мере распространения в среде импульс приобретает положительный чирп, а именно коротковолновые компоненты начинают отставать от длинноволновых. При этом длительность импульса остается практически неизменной. На рис.2а показаны временные зависимости нормированного значения текущей частоты

$$\overline{\omega}(t)=\frac{\omega_0-\omega(t)}{\omega_0},\ \omega_0=\frac{2\pi c}{\lambda_0} \tag{19}$$

лазерного импульса при различных значениях длины нелинейной среды, полученные преобразованием Гильберта численных решений. Рис.2б дает зависимость нормированной плотности мощности

$$\frac{P}{P_0}\equiv\left|\int\limits_{-\infty}^{\infty}E_x\left(t,z\right)\exp\{2\pi j\nu t\}\,dt\right|^2\Bigg/\left|\int\limits_{-\infty}^{\infty}E_x\left(t,z=0\right)\exp\{2\pi j\nu t\}\,dt\right|^2 \tag{20}$$

от длины волны при различных длинах нелинейной среды.

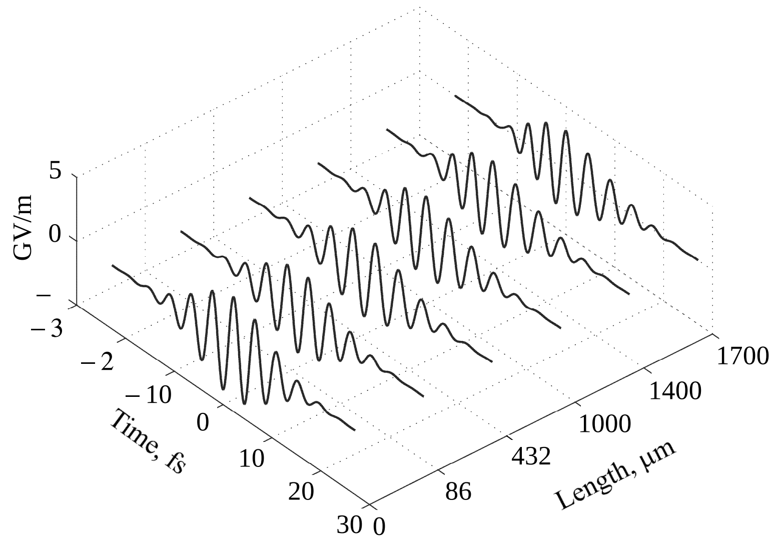

Рис.1. Эволюция временного профиля лазерного импульса длительностью 20 фс (λ_0 = 1.272 мкм), с амплитудой электрического поля 3.9 ГВ/м при распространении в плавленом кварце.

На рис.2а видно, что максимум отношения уширения спектра в длинноволновую область к уширению в коротковолновую область,

$$\left|\frac{\omega_L-\omega_0}{\omega_S-\omega_0}\right|, \tag{21}$$

равен по модулю 1.8. При этом из рис.2б легко видеть, что распространение лазерного импульса в среде с запаздывающей нелинейностью происходит, за счет возбуждения молекулярных колебаний среды, с перераспределением энергии в спектре импульса, приводящем к смещению спектрального пика в длинноволновую область. Таким образом, можно утверждать, что спектральное уширение, индуцируемое запаздывающей нелинейностью, эквивалентно спектральному уширению, обусловленному комбинационным рассеянием.

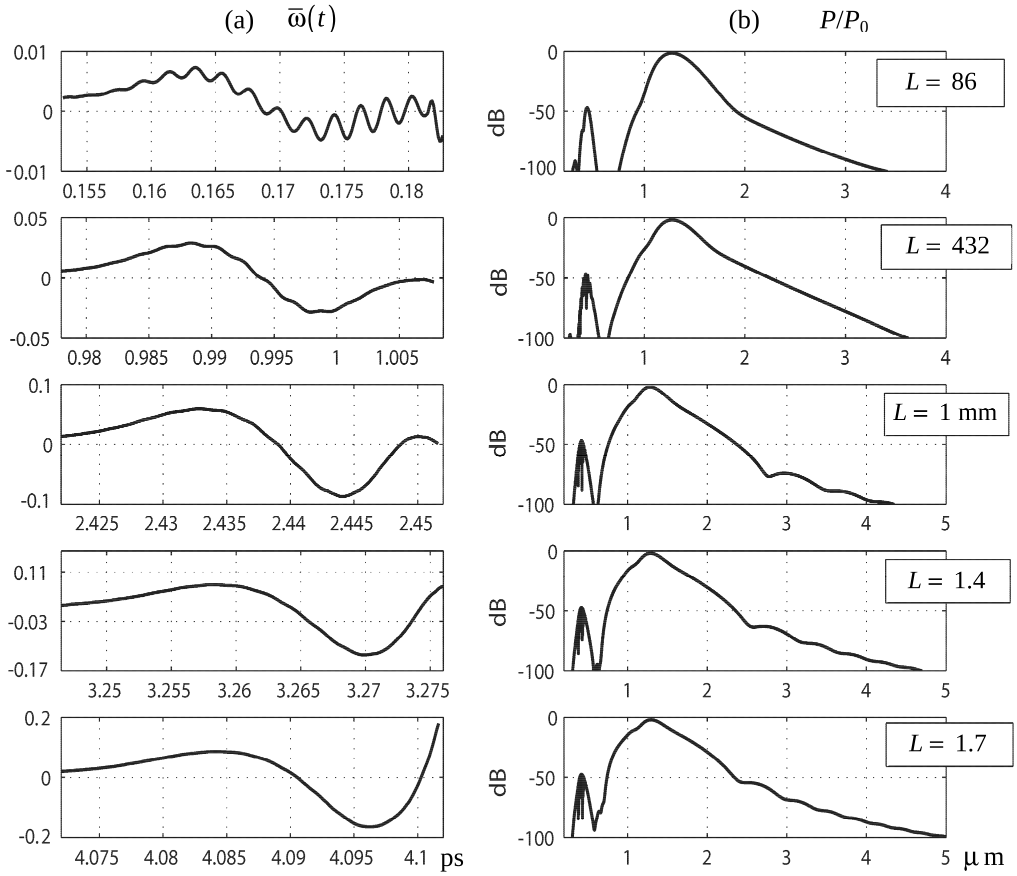

Рис.2. а) Временные зависимости нормированной текущей частоты лазерного импульса с амплитудой электрического поля 3.9 ГВ/м при различных длинах нелинейной среды; б) зависимости нормированной плотности мощности в логарифмической шкале от длины волны при различных длинах нелинейной среды.

На рис.3 представлена зависимость смещения несущей частоты лазерного импульса от длины среды. Видно, что слабая по сравнению с электронной рамановская нелинейность в плавленом кварце приводит к уменьшению центральной частоты формируемого спектрального континуума на 4.1 ТГц, что составляет 1.7% от исходной величины. Кривая, приведенная на рис.3, аппроксимируется аналитической зависимостью

$$\delta\nu\left(L, E_{x0\max}\right) = \nu_0 - \nu\left(L, E_{x0\max}\right) = 0.917L^2 + 0.544L + 0.588 \qquad (22)$$

с максимальным среднеквадратичным отклонением от численной кривой не более 0.56 (в выражении (22) длина измеряется в миллиметрах, а частота – в терагерцах).

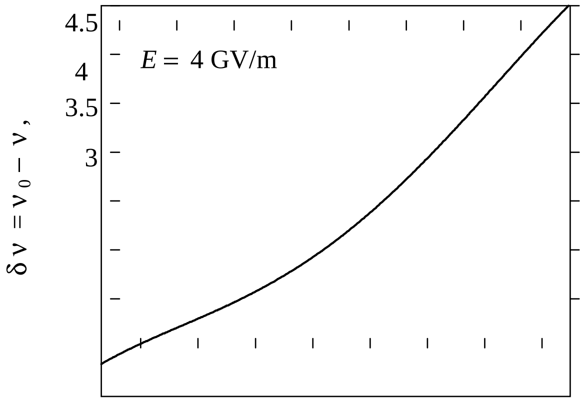

Рис.3. Зависимость сдвига несущей частоты лазерного импульса с амплитудой электрического поля 3.9 ГВ/м от длины среды.

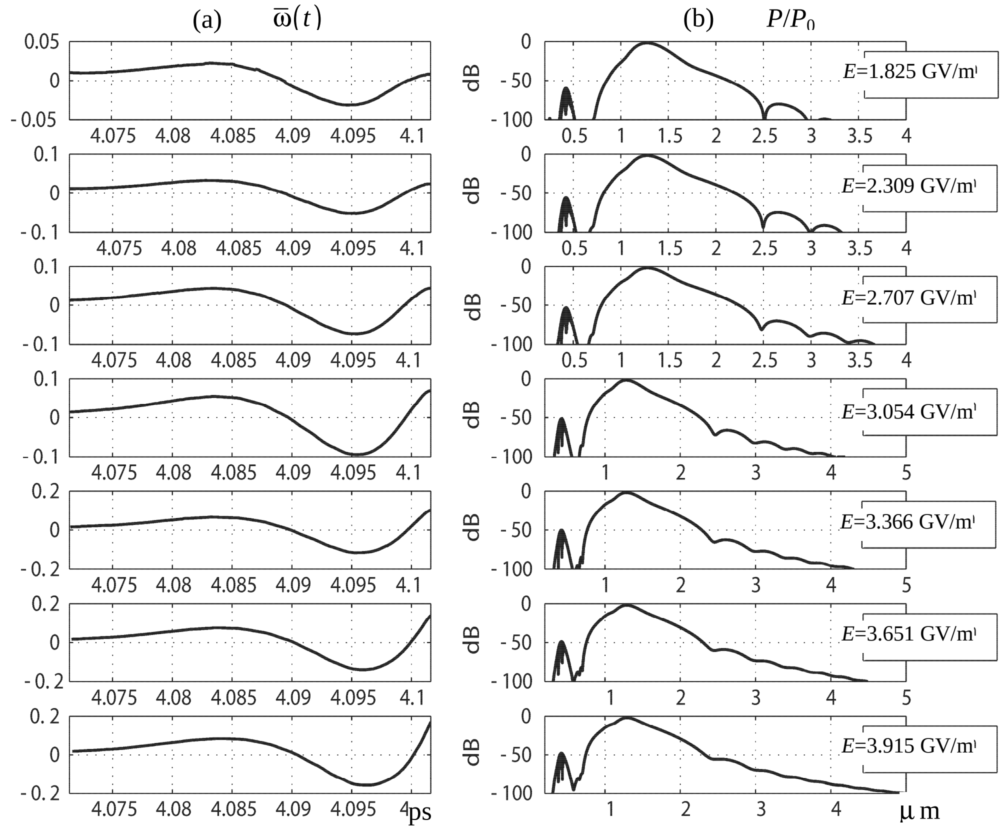

Рис.4. а) Временные зависимости нормированной текущей частоты лазерного импульса, распространяющегося в образце плавленого кварца длиной 1.7 мм при различных значениях амплитуды электрического поля; б) зависимости нормированной плотности мощности в логарифмической шкале от длины волны при различных значениях амплитуды электрического поля и фиксированной длине нелинейной среды (1.7 мм).

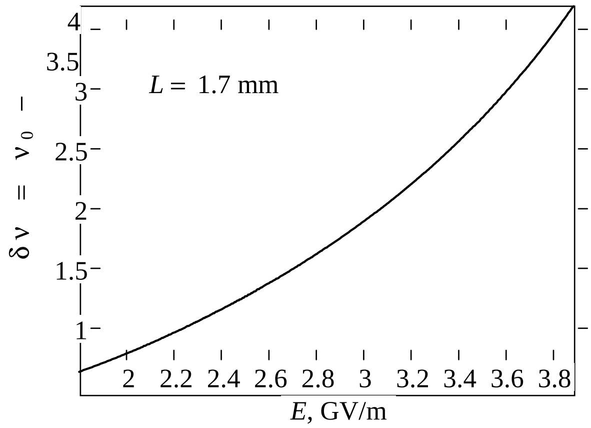

Рис.5. Зависимость сдвига несущей частоты лазерного импульса от амплитуды электрического поля при длине среды 1.7 мм.

На рис.4а приведены временные зависимости нормированной текущей частоты лазерного импульса при различных значениях амплитуды его электрического поля. Рис.4б показывает зависимости нормированной плотности мощности импульса от длины волны при различных амплитудах при фиксированной длине нелинейной среды (1.7 мм).

На рис.5 изображена зависимость смещения несущей частоты лазерного импульса от амплитуды его электрического поля. Она аппроксимируется аналитической зависимостью

$$\delta\nu\left(L_{0\max},E\right)=\nu_0-\nu\left(L_{0\max},E\right)=0.443E^2-1.136E+1.584 \qquad (23)$$

с максимальным среднеквадратичным отклонением от численной кривой не более 0.54 (в выражении (23) E в ГВ/м, а частота – в терагерцах).

5. Заключение

В работе приведены результаты моделирования процесса нелинейного взаимодействия фемтосекундного лазерного импульса длительностью в несколько оптических колебаний, распространяющегося в плавленом кварце. Изложены результаты численного интегрирования по времени системы нелинейных уравнений Максвелла методом конечных разностей. Исследовано распространение линейно-поляризованного импульса с центральной длиной волны 1.272 мкм и длительностью 20 фс. Шаг координатной оси сетки численной схемы был выбран равным 6.36 нм, а шаг временной оси, определяемый условием Куранта, составлял 0.0106 фс. Максимальная амплитуда поля импульса принималась равной 3.9 ГВ/см, а длина среды (плавленого кварца) – 1.7 мм.

Получены зависимости нормированной текущей частоты лазерного импульса от времени, от длины среды и от амплитуды электрического поля.

Показано, что максимальное отношение уширения спектра в длинноволновую область к уширению в коротковолновую область составляет (по модулю) 1.8. Результаты работы могут быть использованы при исследовании материалов, позволяющих преобразовывать фемтосекундные лазерные импульсы в излучение суперконтинуума.

Работа выполнена в рамках проекта 768 Министерства образования и науки Армении.

ЛИТЕРАТУРА

1. **С.А.Ахманов, В.А.Выслоух, А.С.Чиркин**. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., Наука, 1988.
2. **G.P.Agrawal**. Nonlinear Fiber Optics, 3rd ed. San Diego, Academic Press, 2001.
3. **T.K. Gustafson** et al. Phys. Rev., **177**, 306 (1969).
4. **Y.X.Yan, E.B.Gamble, K.A.Nelson**. J. Chem. Phys., **83**, 5391 (1995).
5. **D.Hovhannisyan, K.Stepanyan**. J. Mod. Opt., **50**, 2201 (2003).
6. **S.A.Kozlov, S.V.Sazonov**. JETP, **84**, 221 (1997).
7. **Д.Л. Оганесян, А.О. Варданян**. Квантовая электроника, **37**, 6 (2007).
8. **В.Н.Серкин, Э.М.Шмидт, и др .** Квантовая электроника, **24**, 923 (1997).

D.L.Hovhannisyan, S.R.Manucharyan. Microwave and Opt. Techn. Lett., **47**, 359 (2005).

ՀԱԼՎԱԾ ՔՎԱՐՑՈՒՄ ՏԱՐԱԾՎՈՂ ՄԻ ՔԱՆԻ ՊԱՐԲԵՐՈՒԹՅՈՒՆ ՏԵՎՈՂՈՒԹՅԱՄԲ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԼԱՅՆԱՑՈՒՄԸ

Դ.Լ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Վ.Հ. ՉԱԼՏԻԿՅԱՆ, Ա.Ս. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Ներկայացված են հալված քվարցում մի քանի պարբերություն տևողությամբ լազերային իմպուլսի ոչ գծային տարածման տեսական հետազոտության արդյունքները: Վերջավոր տարբերությունների մեթոդով թվայնորեն ինտեգրված է Մաքսվելի ոչ գծային հավասարում-ների համակարգը, որը նկարագրում է զրոյական դիսպերսիայի տիրույթում կենտրոնական ալիքի երկարություն (λ_0 = 1.27 մկմ) և 20 ֆվ տևողություն ունեցող գծային բևեռացված իմպուլսի տարածումը: Հաշվարկված է լազերային իմպուլսի սպեկտրի զարգացումը և ստացված են սպեկտրալ մաքսիմումի շեղման կախումները ինչպես էլեկտրական դաշտի լարվածությունից, այնպես էլ միջավայրի երկարությունից:

SPECTRAL BROADENING OF A FEW-CYCLE LASER PULSE PROPAGATING IN FUSED QUARTZ

D.L. HOVHANNISYAN, V.O. CHALTYKYAN, A.S. MARTIROSYAN

Results of theoretical study of nonlinear propagation of a few-cycle laser pulse in a fused quartz are presented. With use of the finite-difference technique we have integrated numerically the system of the nonlinear Maxwell equations describing the propagation of a linearly polarized pulse at the central wavelength in the range of zero dispersion (λ_0 = 1.27 μm) and duration 20 fs. The evolution of the laser pulse spectrum is calculated and the dependences of the shift of the spectral peak on both the strength of electric field and medium length are obtained.