СОДЕРЖАНИЕ

ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

3 **Смещение спектра светового импульса из малого числа колебаний в коротковолновую область в диэлектрике с плазменной нелинейностью**
Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А.

7 **Влияние пластической деформации на межзонные и внутризонные оптические переходы в кристаллах германия**
Рошак Е.Н., Ширшнев П.С., Пржевуский А.К.

12 **Динамика предельно коротких оптических солитонов в системе несимметричных квантовых объектов**
Сазонов С.В., Устинов Н.В.

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ТЕХНИКА

17 **Оптимальные условия вынужденного комбинационного рассеяния компрессии и усиления сверхкоротких импульсов в плазме и сжатых газах**
Ермолаева Е.В., Беспалов В.Г.

24 **Сценарии взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с различными спектральными составами в объемном кварцевом стекле**
Бахтин М.А., Козлов С.А., Шполянский Ю.А.

ГОЛОГРАФИЯ

30 **Моделирование безопорной голографической записи и восстановления изображений с помощью импульсного терагерцового излучения**
Беспалов В.Г., Городецкий А.А.

36 **Образование новых смысловых блоков в голографической модели памяти человека**
Орлов В.В.

ИКОНИКА – НАУКА ОБ ИЗОБРАЖЕНИИ

39 **Автоматическое сопровождение объектов в компьютерных системах обработки изображений**
Фисенко В.Т., Можейко В.И., Фисенко Т.Ю.

47 **Применение обобщенных эталонных функций в естественных и искусственных зрительных системах**
Луцив В.Р.

53 Реконструкция смазанных изображений различными методами
Римских М.В., Евсеев В.О., Сизиков В.С.

ОПТИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИЯ

58 Влияние концентрации иттербия на инверсию населенности эрбия в фосфатных лазерных стеклах
Асеев В.А., Жукова М.Н., Златов А.С., Никоноров Н.В., Пржевуский А.К., Федоров Ю.К.

63 Влияние нагрева на люминесцентные свойства высококонцентрированного иттербий-эрбиевого фосфатного стекла
Асеев В.А., Игнатьев А.И., Никоноров Н.В., Пржевуский А.К., Федорова Е.М., Федоров Ю.К.

66 Особенности травления кристалла фторида иттрия-лития в растворах HNO_3
Игнатьев А.И., Никоноров Н.В., Мочалов И.В., Рейтеров В.М., Цыганкова Е.В.

РАСЧЕТ, ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ПРОИЗВОДСТВО ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

70 Определение скорости движения объекта в воде с использованием метода цифровой спекл-фотографии
Петров Н.В., Беспалов В.Г., Жевлаков А.П., Солдатов Ю.И.

74 Выбор исходной системы для расчета объективов
Лифшиц И.Л., Сальников А.В., Unchung Cho

79 Регистрация муаровых полос при настройке макета интерферометра на бесконечно широкую полосу
Багров А.В., Серегин А.Г., Виноградова Г.Н., Улитин К.В., Голов И.В.

ИНФОРМАЦИЯ

85 Коллективная монография “Оптика наноструктур”

Сдано в набор 01.08.07. Подписано в печать 00.00.06. Формат бумаги 60×84/8.
Бумага офсетная № 1. Гарнитура Times New Roman. Печать офсетная.
Заказ № 00. Отпечатано в ООО «ЦТТ». Тираж 300 экз. Цена подписная.
Адрес типографии: 199034, Санкт-Петербург, Биржевая линия, д. 16.
Качество графических материалов соответствует представленным оригиналам.

Научный редактор **В.П. Белошеев**
Корректор **Т.Л. Широкова**

ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

УДК 535.3, 535: 530.182

СМЕЩЕНИЕ СПЕКТРА СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА ИЗ МАЛОГО ЧИСЛА КОЛЕБАНИЙ В КОРОТКОВОЛНОВУЮ ОБЛАСТЬ В ДИЭЛЕКТРИКЕ С ПЛАЗМЕННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

© 2007 г. **С. А. Штумпф**; **А. А. Королев**, канд. физ.-мат. наук; **С. А. Козлов**, доктор физ.-мат. наук

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург

E-mail: stumpf@rain.ifmo.ru; korolev@phd.ifmo.ru

Определены основные закономерности самовоздействия предельно коротких лазерных импульсов высокой интенсивности при их распространении в диэлектрических средах, обусловленные ионизацией среды. Показано, что генерируемая в диэлектриках в сильных полях импульсов из малого числа колебаний плазменная нелинейность приводит к профилированию спектра излучения и смещению его максимума в коротковолновую область.

Коды OCIS: 320.0320.

Поступила в редакцию 10.05.2007.

Введение

Нелинейная оптика импульсов из малого числа колебаний, расцвет которой связан с появлением лазеров, генерирующих такие предельно короткие импульсы (ПКИ) [1, 2], требует развития новых теоретических подходов и методов. Так, при изучении закономерностей распространения ПКИ применение традиционного для оптики метода медленно меняющейся огибающей светового импульса становится неплодотворным, поскольку само понятие огибающей для них теряет свое физическое содержание. В большинстве работ по нелинейной оптике ПКИ их самовоздействие рассматривается на основе уравнений динамики непосредственно поля излучения (см., например, [3, 4] и обзоры в них).

Интенсивность ПКИ, при которой за время прохождения импульса еще не происходит оптический пробой вещества, значительно возрастает и для ПКИ видимого и ближнего ИК диапазона спектра может превышать 10^{13} Вт/см^2 [5]. В этой ситуации необходим анализ новых механизмов нелинейности вещества, не наблюдавшихся в поле длинных импульсов такой интенсивности из-за разрушения оптической среды. В работе [6] нами выведено уравнение динамики сильного поля ПКИ в диэлектрической среде, которое учитывает электронную нелинейность, обусловленную изменением населенностей высоковозбужденных энергетических состояний и движением электронов в квазисвободном состоянии. В работе [7] на основе анализа этого уравнения изучены условия доминирования различных физических факторов, влияющих на динамику сильного поля ПКИ в диэлектрических средах, и приведены диапазоны доминирования плазменной нелинейности в кварцевом стекле в зависимости от интенсивности, длительности и спектрального состава излучения.

В настоящей работе методами численного моделирования выведенного в [6] полевого уравнения определены основные закономерности самовоздействия ПКИ, обусловленные генерируемой в сильном поле излучения плазменной нелинейностью диэлектрической среды. Эти закономерности проиллюстрированы на примере кварцевого стекла.

Уравнение динамики сильного поля предельно короткого импульса в диэлектрической среде

Уравнение динамики поля светового импульса из малого числа колебаний и высокой интенсивности в диэлектрической среде было выведено в [6] на основе формализма матрицы плотности в приближении трехзонной энергетической модели среды [8]. При описании плазменной нелинейности третье энергетическое состояние рассматривалось как зона квазисвободного движения электронов. Результатом вывода стала система волнового и динамических материальных уравнений, учитывающая как инерционную часть электронной кубической нелинейности, так и генерируемую в сильном поле плазменную нелинейность. В приближении

однонаправленного распространения светового импульса [3, 4] (при пренебрежении самоотражаемым излучением) эта система может быть сведена к полевому уравнению вида

$$\frac{\partial E}{\partial z} - a\frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + g_3\frac{\partial E^3}{\partial \tau} + g_3^{(1)}\left(E^3 + \frac{\partial E}{\partial \tau}\int\limits_{-\infty}^{\tau} E^2 e^{-\tau_{12}^{-1}(\tau-\tau')}d\tau'\right) + \\ + \frac{\partial}{\partial \tau}\left(g_3^{(2)}E\left(\frac{\partial E}{\partial \tau}\right)^2 + g_3^{(3)}E^2\frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2}\right) + g_5\int\limits_{-\infty}^{\tau} E^3 e^{-\sigma(\tau-\tau')}d\tau'\int\limits_{-\infty}^{\tau'} E^2 e^{-\tau_{12}^{-1}(\tau'-\tau'')}d\tau'' = 0, \quad (1)$$

где E – электрическое поле излучения, z – направление его распространения, $\tau = t - \frac{n_0}{c}z$ – время в сопровождающей системе координат, c – скорость света в вакууме, n_0 и a характеризуют зависимость линейного показателя преломления n диэлектрической среды от частоты ω

$$n(\omega) = n_0 + ca\omega^2, \quad (2)$$

которую несложно при необходимости уточнить слагаемыми более высокого порядка по ω, вводя в (1) производные поля по времени также более высокого порядка [4]; коэффициенты g_3, $g_3^{(1)}$, $g_3^{(2)}$, $g_3^{(3)}$ описывают дисперсию коэффициента нелинейного показателя преломления диэлектрика [9]

$$n_2(\omega) = n_0^2 + A\omega^2, \quad (3)$$

где

$$n_2^0 = \frac{3}{2}cg_3 + \frac{1}{2}\tau_{12}cg_3^{(1)},\ A = \frac{1}{2}c\left(g_3^{(2)} - 3g_3^{(3)}\right),$$

$g_5 = \frac{n_0^2-1}{2n_0}\frac{e^2}{m_e^* c}\frac{|\mathbf{p}_{23}|^2}{T_{21}\hbar\omega_{21}(\hbar\omega_{32})^2}$ характеризует инерционную плазменную нелинейность диэлектрика (см. [6]), $\mathbf{p}_{ij}$ и ω_{ij} – дипольные моменты и частоты, соответствующие переходам между состояниями $i \to j$ в трехзонной модели; T_{21}, τ_{12} – времена поперечной релаксации и релаксации населенностей в паре состояний (1, 2), m_e^* – эффективная масса электрона в зоне проводимости диэлектрика, параметр $\sigma = 2\tau_c^{-1}$ определяется средним временем столкновительной релаксации τ_c свободных электронов, которое в диэлектриках составляет десятки фемтосекунд.

Основное приближение при выводе (1) заключалось в малости нелинейной по полю части поляризованности среды по сравнению с ее линейной частью, что, например, для кварцевого стекла выполняется вплоть до интенсивности излучения $I \sim 10^{15}$ Вт/см^2 [6]. Предполагалось также, что диэлектрическая среда – изотропная, а световая волна – поперечно однородная и линейно поляризованная. Предельно короткая длительность излучения позволила ограничиться учетом нелинейности только электронной природы.

Методика численного моделирования динамики сильного поля предельно короткого импульса в диэлектрической среде

Для моделирования динамики поля ПКИ в диэлектрике удобно ввести нормированные амплитуду поля $\tilde{E} = E/E_0$, координату $\tilde{z} = a\langle\omega\rangle^3 z$ и время $\tilde{\tau} = \langle\omega\rangle\tau$, где E_0 – максимальная амплитуда электрического поля импульса на входе в среду, $\langle\omega\rangle$ – его центральная частота. В этих переменных уравнение (1) примет вид

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial^3 \tilde{E}}{\partial \tilde{\tau}^3} + \tilde{g}_3\frac{\partial \tilde{E}^3}{\partial \tilde{\tau}} + \tilde{g}_3^{(1)}\tilde{\tau}_p^{-1}\left(\tilde{E}^3 + \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{\tau}}\int\limits_{-\infty}^{\tilde{\tau}} \tilde{E}^2(\tau')\exp\left(-\frac{\tilde{\tau}-\tau'}{\tau_{12}\langle\omega\rangle}\right)d\tau'\right) + \frac{\partial}{\partial \tilde{\tau}}\left(\tilde{g}_3^{(2)}\tilde{E}\left(\frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tilde{\tau}}\right)^2 + \right. \\ \left. + \tilde{g}_3^{(3)}\tilde{E}^2\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial \tilde{\tau}^2}\right) + \tilde{g}_5\tilde{\tau}_p^{-2}\int\limits_{-\infty}^{\tilde{\tau}} \tilde{E}^3(\tau')\exp\left(-\frac{\sigma}{\langle\omega\rangle}(\tilde{\tau}-\tau')\right)d\tau'\int\limits_{-\infty}^{\tau'} \tilde{E}^2(\tau'')\exp\left(-\frac{\tau'-\tau''}{\tau_{12}\langle\omega\rangle}\right)d\tau'' = 0, \quad (4)$$

где безразмерные коэффициенты $\tilde{g}_3 = g_3\frac{E_0^2}{a\langle\omega\rangle^2}$, $\tilde{g}_3^{(1)} = g_3^{(1)}\frac{\tilde{\tau}_p E_0^2}{a\langle\omega\rangle^3}$, $\tilde{g}_3^{(2)} = g_3^{(2)}\frac{E_0^2}{a}$, $\tilde{g}_3^{(3)} = g_3^{(3)}\frac{E_0^2}{a}$, $\tilde{g}_5 = g_5\frac{\tilde{\tau}_p^2 E_0^4}{a\langle\omega\rangle^5}$, нормированная длительность ПКИ $\tilde{\tau}_p = \tau_p\langle\omega\rangle$. Вычисленные для кварцевого стекла в [6, 7] значения этих безразмерных коэффициентов нормированного уравнения при интенсивности импуль-

са $I = 1\times10^{13}$ Вт см$^{-2}$, центральной длине волны $\lambda = 780$ нм (излучение Ti:S лазера) и длительности $\tau_p = 10$ фс (соответствующей приблизительно 8 полным колебаниям оптического поля) составляют $\tilde{g}_3 = 0{,}49$, $\tilde{g}_3^{(1)} = 0{,}012$, $\tilde{g}_3^{(2)} = 0{,}05$, $\tilde{g}_3^{(3)} = -0{,}03$, $\tilde{g}_5 = 1{,}7$, т. е. являются соизмеримыми.

Для расчета распространения ПКИ по уравнению (4) использовалась численная схема, основанная на методе предсказания-коррекции [10] при расчете пространственных шагов и аппроксимации производных по времени на равномерной сетке. Для предсказания использовался метод Нистрема второго порядка (погрешность порядка Δz^2, где Δz – пространственный шаг); для коррекции – метод Хенричи–Милна второго порядка (погрешность порядка Δz^2). Вычисление интегральных слагаемых производилось по формуле Симпсона четвертого порядка точности [11, 12].

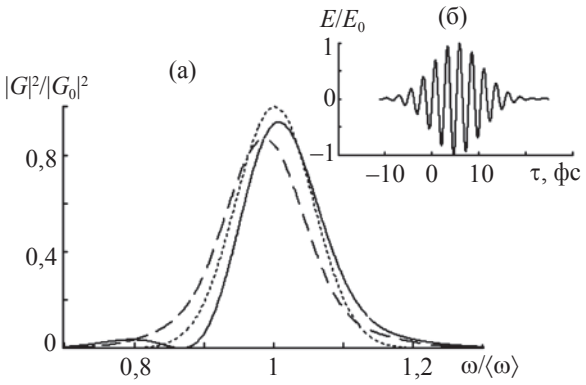


Рис. 1. Спектр импульса входного гауссовского профиля (б) после распространения в кварцевом стекле на расстояние $z = 0{,}1$ мм (а) (сплошная линия), точечная линия – спектр импульса на входе в среду ($z = 0$), пунктирная – спектр, рассчитанный без учета плазменной нелинейности среды.

Самовоздействие интенсивных предельно коротких импульсов в кварцевом стекле

На рис. 1, 2 приводятся результаты численного моделирования изменения спектра ПКИ высокой интенсивности при его распространении в кварцевом стекле. Для выделения роли плазменной нелинейности на каждом рисунке приводятся не только результаты расчета по формуле (4), которая описывает самовоздействие интенсивных ПКИ в диэлектрической среде, но и расчет без учета генерируемой плазменной нелинейности (без последнего слагаемого в (4)). На рисунках спектр ПКИ на входе в среду показан точечной линией. Спектр излучения в среде при учете ионизационных эффектов указан сплошной линией, с учетом только безынерционной нелинейности третьего порядка – пунктирной.

Рис. 1а отражает изменение спектра импульса с входным (при $z = 0$) гауссовским профилем (рис. 1б) с центральной длиной волны $\lambda = 780$ нм, начальной длительностью $\tau_p = 10$ фс и пиковой интенсивностью $I = 10^{13}$ Вт/см^2 на расстоянии $z = 0{,}1$ мм (значения коэффициентов нормированного уравнения (4) для таких параметров импульса приведены выше). Как видно из рисунка, в стекле происходит смещение максимума спектральной плотности излучения в высокочастотную область. При этом часть энергии излучения перераспределяется в контрастно выделенную низкочастотную область спектра. Сопоставление с расчетом, выполненным с учетом только кубичной электронной нелинейности, показывает, что оба указанных эффекта обусловлены генерацией плазменной нелинейности.

На рис. 2а проиллюстрированы более детальная (на нескольких расстояниях распространения) динамика смещения максимума спектральной плотности излучения в высокочастотную область и трансформация контрастно выделенных областей на периферии спектра для импульса той же входной интенсивности и центральной частоты, что и на рис. 1, но супергауссовской формы (рис. 2б) и с начальной длительностью $\tau_p = 10$ фс (значения коэффициентов нормированного уравнения в этом случае соответствуют приведенным ранее, за исключением $\tilde{g}_5 = 3{,}8$). Для импульса такой формы уже в его входном спектре имеются симметрично выделенные низко- и высокочастотные части. Как видно из ри-

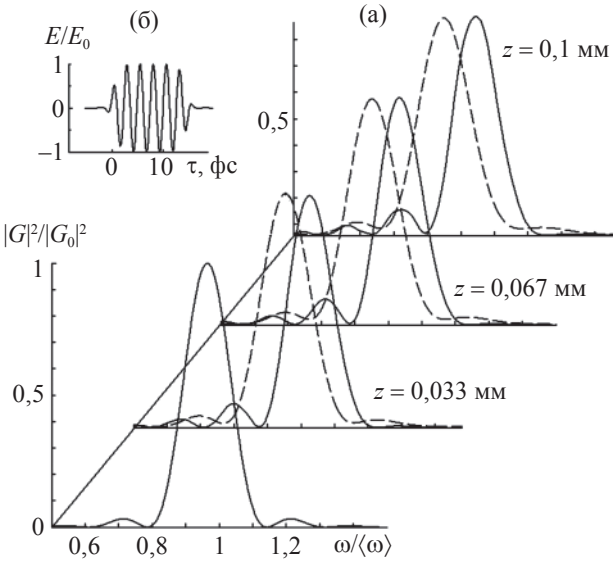


Рис. 2. Динамика спектра импульса супергауссовского профиля на входе в среду (б) при распространении в кварцевом стекле (а) (сплошная линия), пунктирная линия – спектр, рассчитанный без учета плазменной нелинейности среды.

сунка, в нелинейной среде отделенная высокочастотная часть спектра излучения из-за инерционной плазменной нелинейности деградирует, в то время как низкочастотная – усиливается и дополнительно профилируется.

Заключение

Численным моделированием уравнения динамики сильного поля в диэлектрической среде в настоящей работе показано, что при распространении волны высокой интенсивности из малого числа колебаний генерируемая плазменная нелинейность вещества приводит к смещению максимума спектральной плотности излучения в коротковолновую область, но часть световой энергии при этом перераспределяется в длинноволновую область в виде контрастно выделенных участков спектра.

Работа поддержана грантами РФФИ № 05-02-16556и и программы “Развитие научного потенциала высшей школы” РНП.2.1.1.6877.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Brabec Th., Krausz F.* Intence few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. № 2. P. 545–591.
2. *Paul P.M., Toma E.S. et al.* Observation of a Train of Attosecond Pulses from High Harmonic Generation // Science 2001. V. 292. P. 1689–1695.
3. *Козлов С.А., Сазонов С.В.* Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. В. 2. С. 404–418.
4. *Bespalov V.G., Kozlov S.A., Shpolyansky Yu.A., Walmsley I.A.* Simplified field wave equations for nonlinear propagation of extremely short light pulses // Phys. Rev. A. 2002. V. 66. 0138111.
5. *Ахманов С.А., Никитин С.Ю.* Физическая оптика. М.: Наука, 2004. 657 с.
6. *Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А.* О природе и инерционности нелинейной поляризованности диэлектриков в поле световых импульсов из малого числа колебаний // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 1. С. 124–130.
7. *Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А.* Распространение сильных полей световых импульсов из малого числа колебаний в диэлектрических средах // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 2. С. 158–161.
8. *Азаренков А.Н., Альтшулер Г.Б., Белашенков Н.Р., Козлов С.А.* Нелинейность показателя преломления лазерных твердотельных диэлектрических сред // Квант. электрон. 1993. Т. 20. № 8. С. 733–757.
9. *Штумпф С.А., Королев А.А., Козлов С.А.* Уширение “фиолетового” крыла фемтосекундного спектрального суперконтинуума из-за дисперсии нелинейного показателя преломления среды // Оптический журнал. 2004. № 6. С. 72–79.
10. *Верлань А.Ф., Сизиков В.С.* Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы. Киев: Наукова думка, 1986.
11. *Марчук Г.И.* Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1980.
12. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1984.