

07

О возможности генерации последовательности аттосекундных импульсов при ГВГ высокоинтенсивных фемтосекундных импульсов

© Т.М. Лысак, В.А. Трофимов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
E-mail: vatro@cs.msu.su

Поступило в Редакцию 12 декабря 2003 г.

На основе компьютерного моделирования продемонстрирована возможность формирования последовательности аттосекундных импульсов при генерации второй гармоники высокоинтенсивного фемтосекундного импульса. Это формирование имеет место на основной частоте при небольшой эффективности ($\leq 8\%$) преобразования энергии во вторую гармонику. Обсуждаются режимы генерации аттосекундного импульса на удвоенной частоте.

В последние годы большой интерес привлекает проблема генерации аттосекундных импульсов [1–7]. Одним из способов их получения является генерация последовательности таких импульсов при генерации разностной частоты в терагерцевом диапазоне частот или при каскадном умножении частоты высокоинтенсивных фемтосекундных импульсов [1,2]. Последний случай для нас более интересен в связи с одновременным проявлением нелинейностей разного порядка для таких импульсов, так как в [8–11] (а также других работах) проводилось исследование генерации второй гармоники (ГВГ) в подобных условиях с целью достижения высокой эффективности преобразования. Напомним, что удвоение частоты высокоинтенсивных фемтосекундных импульсов сопровождается, в частности, явлением оптической бистабильности (ОБ). Его проявление в пространстве приводит к формированию контрастных структур, в одномерном случае — кинков. Во времени же проявление ОБ может привести к образованию временных контрастных структур — резких временных фронтов. Следовательно, используя ОБ и модуляцию импульса, появляется возможность формировать последовательность (гребенку) импульсов, которые по длительности

могут на порядок (и более) быть меньше исходного импульса. В исследуемом в данной работе случае необходимая модуляция исходного импульса достигается за счет волны второй гармоники, на генерацию которой в данном режиме уходит 6–8% энергии основного импульса. Остальная энергия распределяется (возможно, даже в равных долях) в субимпульсах основной частоты. Следует, однако, отметить, что последовательность субимпульсов (или отдельный импульс) может быть получена и на частоте второй гармоники, но энергия при этом не превышает 60% энергии основного импульса.

Рассматриваемый процесс ГВГ в случае группового синхронизма описывается следующей системой безразмерных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} + iD_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial \eta^2} + i\gamma A_1^* A_2 e^{-i\Delta k z} + i\alpha_1 A_1 (|A_1|^2 + 2|A_2|^2) &= 0, \quad 0 < z \leq L_z, \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \eta^2} + i\gamma A_1^2 e^{i\Delta k z} + i\alpha_2 A_2 (2|A_1|^2 + |A_2|^2) &= 0, \quad \alpha_2 = 2\alpha_1 = 2\alpha. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь η – безразмерное время в сопровождающей импульс основной волны системе координат; z – нормированная продольная координата; $D_j \sim -0.5 \frac{\partial^2 \bar{k}_j}{\partial \bar{\omega}_j^2}$ – коэффициенты, характеризующие дисперсию второго порядка; \bar{k}_j , $\bar{\omega}_j$ – соответственно размерное волновое число и частота j волны; γ – коэффициент нелинейной связи взаимодействующих волн; $\Delta k = k_2 - 2k_1$ – безразмерная расстройка их волновых чисел; α_j – коэффициенты самовоздействия волн; A_j – комплексные амплитуды гармоник ($j = 1, 2$), нормированные на максимальную амплитуду первой гармоники в начальном сечении среды ($z = 0$). L_z – длина нелинейной среды.

На входе в среду задается начальное распределение импульса основной частоты в виде гауссова импульса

$$A_1(z = 0, \eta) = A_1^0(\eta) = \exp(-(\eta/\tau)^2/2), \quad 0 \leq \eta \leq L_t, \quad (2)$$

L_t – безразмерный интервал времени, в течение которого анализируется рассматриваемый процесс. Амплитуда волны второй гармоники в этом сечении равна нулю: $A_2(z = 0, \eta) = 0$.

В качестве примера обнаруженного режима генерация субимпульсов на основной частоте, длительность которых приблизительно в 20 раз меньше длительности входного импульса, представлена на рис. 1 (для

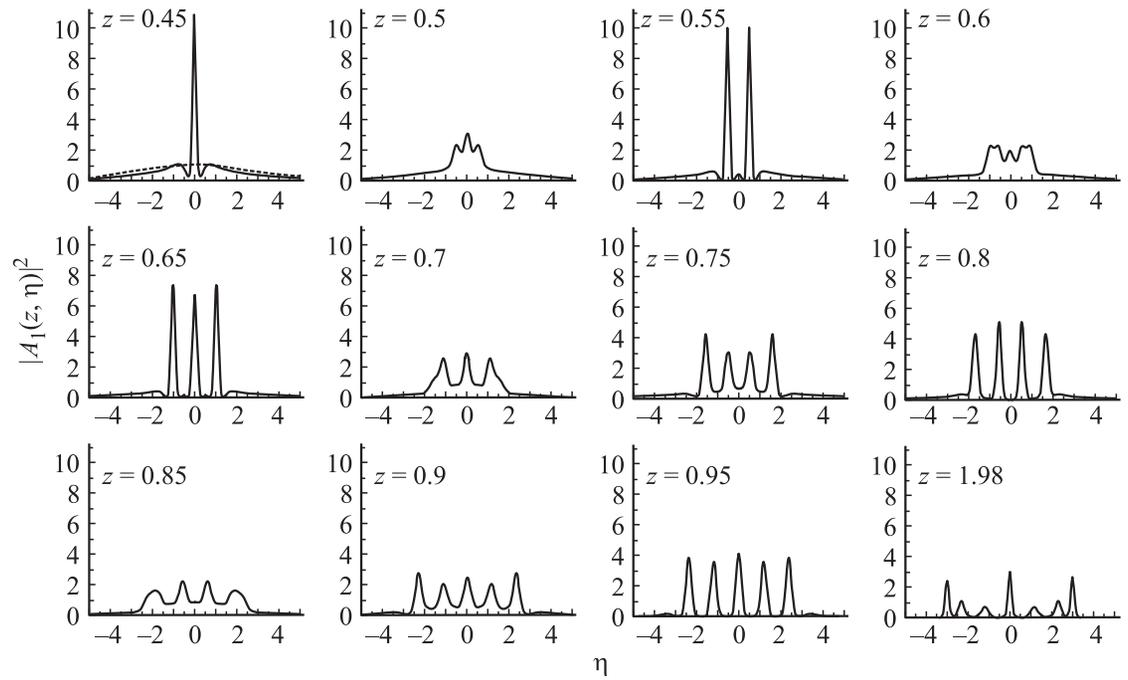


Рис. 1. Эволюция формы импульса вдоль оси распространения для параметров $\alpha = 16$, $\gamma = 4$, $\Delta k = -2$, $\tau = 4$, $D_1 = 1$, $D_2 = -1.5$. Координата сечения среды указана на рисунке. Штриховой кривой на рисунке, соответствующем $z = 0.45$, изображена часть входного импульса.

удобства сравнения на этом же рисунке приведена часть входного импульса). Заметим, обсуждаемый режим распространения имеет место во-первых, при преобладании кубично-нелинейных эффектов (самовоздействия) над эффектами квадратичной нелинейности. В этом случае существуют два режима ГВГ: высокоэффективный и низкоэффективный. Во-вторых, дисперсия второго порядка имеет разные знаки для волны основной частоты и второй гармоники, что часто реализуется в физических экспериментах [12]. При этом для основной волны имеет место компрессия импульса, а для второй — декомпрессия.

На рис. 1 можно выделить несколько этапов распространения. Первый из них состоит в компрессии исходного импульса, которая происходит на трассе $z \leq 0.5$. Его длительность уменьшается в десятки раз с одновременным 10-кратным ростом сходной интенсивности. Этот субимпульс находится в центре первоначального импульса на фоне порядка 1. Заметим, что этот этап распространения наиболее критичен для экспериментальной реализации, так как увеличившаяся интенсивность может привести к пробое нелинейной среды. Поэтому существует ограничение входной интенсивности и, следовательно, выбор нелинейной среды для реализации указанного режима.

При дальнейшем распространении ($z > 0.5$) импульс основной частоты разбивается на субимпульсы интенсивностью, не превышающей нескольких безразмерных единиц. Их число определяется трассой распространения: оно увеличивается с ростом сечения z . Рост числа субимпульсов происходит через их практически полное исчезновение (рис. 1). В рассмотренном нами случае в сечении $z = 0.95$ формируется 5 одинаковых субимпульсов с интенсивностью, равной 4.

На трассах, больших 1, также происходит дальнейшее образование новых субимпульсов, однако достичь одинаковой амплитуды субимпульсов на трассе $z \leq 2$ не удастся (рис. 1, $z = 1.98$). Тем не менее в этом случае временной интервал между субимпульсами увеличивается, что может представлять определенный интерес для практического приложения обнаруженного режима генерации. По-видимому, при больших трассах распространения число субимпульсов и временной интервал между ними будут также расти, но этот процесс их увеличения замедляется из-за уменьшения пиковой интенсивности части субимпульсов.

Еще одним принципиальным фактом изучаемого режима является форма отдельных субимпульсов: она представляет собой классическую форму солитона

$$|A|^2 = I_0 c h^{-2} \left(\frac{\eta}{\tau_s} \right). \quad (3)$$

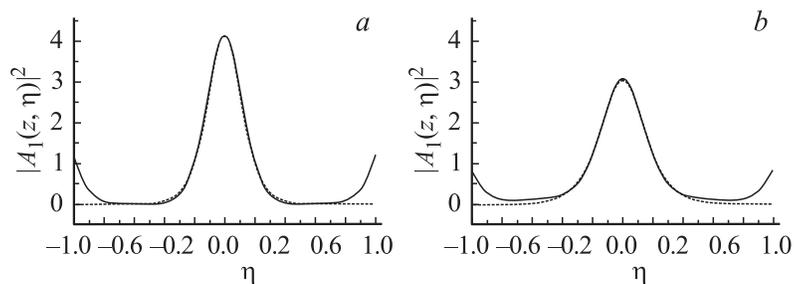


Рис. 2. Форма отдельного субимпульса (сплошная кривая) в сечении $z = 0.95$ (*a*) и 0.98 (*b*) и импульса в форме обратного гиперболического косинуса (пунктирная кривая) с параметрами $I_0 = 4.103$ (*a*) и 3.04 (*b*); $\tau_s = 0.15$ (*a*) и 0.2 (*b*).

Для примера на рис. 2, *b* показана аппроксимация формы одного из субимпульсов, образовавшегося в сечении $z = 0.98$, функцией (3). Как видим, совпадение очень хорошее. Небольшое отличие вблизи начала и окончания импульса обусловлено тем, что в этом сечении субимпульсы начинают трансформироваться в один импульс и представляют собой уже связанную структуру. В других сечениях, в которых субимпульсы отделены друг от друга, совпадение в низкоинтенсивных частях субимпульса с аппроксимирующей функцией намного лучше (рис. 2, *a*, для $z = 0.95$). Это позволяет также формировать солитоны, если после соответствующего сечения среды изменить ее свойства и устранить эффекты, связанные с квадратичной нелинейностью.

Аналогичные закономерности распространения фемтосекундных импульсов имеют место и при других соотношениях констант, характеризующих нелинейности. Например, можно увеличить коэффициент γ в два раза. Поэтому приведенные в работе результаты расчетов не являются единственной возможностью реализации субимпульсов.

Важно подчеркнуть, что существует несколько возможностей уменьшить максимально достигаемую в среде интенсивность импульса. Для этого можно либо выбрать среду (или длину волны основной частоты), для которой дисперсии второго порядка обе положительны, либо ввести в определенном сечении фазовый сдвиг [8–11]. Каждый из этих способов позволяет уменьшить примерно в 1.5 раза (т.е. до 5–6 безразмерных единиц) максимально достижимую интенсивность волны в среде, а также отодвинуть в глубь среды сечение, в котором она достигается.

Резюмируя данную работу, подчеркнем еще раз, что в процессе ГВГ высокоинтенсивных фемтосекундных импульсов при определенных условиях формируется последовательность регулярных субимпульсов основной частоты с преобразованием не более 10% световой энергии падающего импульса в энергию волны второй гармоники. Следовательно, основная доля энергии остается в субимпульсах. Числом субимпульсов можно управлять, изменяя длину нелинейной среды. Волна второй гармоники необходима для создания соответствующей модуляции формы импульса основной волны, которая благодаря бистабильному режиму генерации приводит к формированию контрастных структур.

В заключение отметим, что в компьютерных экспериментах имело место также формирование отдельных субимпульсов (до трех) и на удвоенной частоте. Однако их энергия существенно меньше по сравнению с детально описанным случаем генерации субимпульсов основной частоты, так как эффективность преобразования не превышает 60 и 30% соответственно, в случае внесения фазового сдвига в определенных сечениях взаимодействующих волн и без него.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 02–01–727).

Список литературы

- [1] *Paradogiannis N.A.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 90. P. 133 902.
- [2] *Papadogiannis N. A.* et al. // *Appl. Phys. B.* 2001. V. 73. P. 687.
- [3] *Altucci C.* et al. // *Phys. Rev. A.* 2000. V. 61. Article 021801.
- [4] *Paul P.M.* et al. // *Science.* 2001. V. 292. P. 1689.
- [5] *Charalambidis D.* et al. // *Physica Scripta (TI).* 2003. V. T105. P. 23–26.
- [6] *Teubner U.* et al. // *Phys. Rev. A.* 2003. V. A67. P. 013 816.
- [7] *Hertz A.* et al. // *Phys. Rev. A.* 2001. V. 64. Article 051 801.
- [8] *Лысак Т.М., Трофимов В.А.* // *Оптика и спектроскопия.* 2002. Т. 93. С. 861–874.
- [9] *Лысак Т.М., Трофимов В.А.* // *Оптика и спектроскопия.* 2002. Т. 92. В. 2. С. 323–326.
- [10] *Лысак Т.М., Трофимов В.А.* // *ЖТФ.* 2001. Т. 71. В. 11. С. 53–58.
- [11] *Лысак Т.М., Трофимов В.А.* // *Оптика и спектроскопия.* 2003. Т. 95. В. 3. С. 489–494.
- [12] *Lui X., Beckwitt K., Wise F.* // *Phys. Rev. E.* 2000. V. 62. N 1. P. 1328–1340.