

# ОБРЕЗАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ВЫСШИХ ГАРМОНИК ПОСРЕДСТВОМ СУЖЕНИЯ ЗАЗОРА В НАНОСТРУКТУРАХ ТИПА «ГАЛСТУК-БАБОЧКА»

*Ф. Хоссейнзаде<sup>a</sup>, С. Батэби<sup>a\*</sup>, М. К. Суфи<sup>b</sup>*

<sup>a</sup> *Гилянский университет  
4199613776, Решт, Иран*

<sup>b</sup> *Университет Шахида Бехешти  
1983963113, Тегеран, Иран*

Поступила в редакцию 29 июня 2016 г.

(Перевод с английского)

## DRAMATIC DWINDLING OF THE POWER SPECTRUM OF HIGH ORDER HARMONICS BY SHRINKING OF THE GAP SIZE IN BOWTIE NANOSTRUCTURES

**F. Hosseinzadeh, S. Batebi, M. Q. Soofi**

Рассмотрена генерация высших гармоник в газовой среде (ионы гелия) с использованием золотых наноструктур типа «галстук-бабочка» в качестве усилителей лазерного поля. В результате облучения лазерным импульсом волновая функция атома изменяется во времени, следовательно, необходимо решать одномерное зависящее от времени уравнение Шредингера с помощью метода расщепления операторов. При освещении зазора наноструктуры коротким длинноволновым трехцветным лазерным импульсом усиленное поле в нем изменяется не только во времени, но и в пространстве. Эта пространственная неоднородность рассмотрена в линейной и нелинейной схемах. Показано, что в нелинейном случае участок плато гармоник является более протяженным. Также показано, что при больших ширинах зазора обрезание спектра происходит при более высоких частотах. Однако ограничение движения электронов в наноструктурах типа «галстук-бабочка» при этом обуславливает выбор оптимальной ширины зазора равной 16 нм. Предсказано, что за счет наложения гармоник суперконтинуума может быть сгенерирован импульс продолжительностью 26 ас.

DOI: 10.7868/S0044451017030026

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие света с веществом является важным предметом теоретического и экспериментального изучения. Взаимодействие интенсивного излучения среднего инфракрасного диапазона с газообразной средой приводит к возникновению нового явления, называемого генерацией высших гармоник (ГВГ), которое можно объяснить как три последовательных процесса: ионизация, движение после вы-

свобождения и рекомбинация [1–5]. Когда интенсивный лазерный импульс проходит через разреженный газ, поле вблизи пиков интенсивности может быть сравнимо с кулоновским полем. В результате суперпозиция лазерного и кулоновского полей изменяет потенциальную яму с захваченным в ней электроном [1]. Вблизи максимума поля энергия электрона оказывается достаточной для туннелирования через потенциальный барьер. Атом ионизируется и, таким образом, происходит первый этап ГВГ. На следующем этапе оторванный от атома электрон движется под действием электрического поля и приобретает кинетическую энергию. На третьем этапе, когда ла-

\* E-mail: s\_batebi@guilan.ac.ir

зерное поле через половину периода достигает максимума с обратным знаком, движущийся электрон изменяет свое направление на противоположное и приобретает ускорение, направленное к ядру. Когда электрон достигает ядра, происходит рекомбинация с испусканием фотона. Продолжительность этого фотонного импульса может быть порядка аттосекунд ( $1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ с}$ ) [1].

Описанный механизм дает представление о классическом подходе к ГВГ. Одной из важнейших отличительных черт этого процесса является получение такого спектра генерации, который спадает на первых гармониках, образуя область плато, состоящую из гармоник с практически одинаковыми интенсивностями, и заканчивается резким обрезанием. Отфильтровывая гармоники вблизи частоты обрезания, можно создать импульсы длительностью порядка аттосекунды. Таким образом, ГВГ является перспективным способом получения интенсивных аттосекундных импульсов, которые представляют собой самые краткие из наблюдавшихся когда-либо вспышек света [2]. Аттосекундные импульсы могут формироваться как в виде отдельного импульса, так и в виде последовательности импульсов. Однако в ряде случаев предпочтительным является отдельный импульс [6].

В последнее время для расширения области плато и получения коротких аттосекундных импульсов было использовано множество новых разработок, а именно: многоцветные лазерные поля [7–10], лазерные импульсы длительностью в несколько периодов [11, 12], длинноволновая накачка [9, 10], лазерные импульсы с линейной частотной модуляцией [7, 11, 13–16], контроль квантового пути [17], когерентное состояние газов [16, 18, 19] и плазмонное усиление поля [8, 17, 20–26]. В работе [9] предсказана генерация импульсов длительностью 79, 88 и 73 ас в лазерных полях, соответственно, монохромного, двухцветного и трехцветного импульсов длительностью 16 фс с длиной волны 1600 нм без фазовой компенсации, и аттосекундных импульсов длительностью 73, 47 и 25 ас для таких же лазерных полей с фазовой компенсацией. В недавней работе [10] был получен импульс длительностью 23 ас при облучении фемтосекундным трехцветным лазерным импульсом длительностью 5 фс. В разреженных газах ГВГ имеет место только в случаях, когда интенсивность лазерного излучения превышает  $10^{13} \text{ Вт/см}^2$ , что на два порядка больше, чем интенсивность современных фемтосекундных источников [17]. Недавно использование плазмонных свойств наноструктур позволило усилить лазерное поле на 20–40 дБ

[8, 17, 20, 21]. При связывании фемтосекундного лазерного импульса низкой интенсивности с плазмонной модой инициируются коллективные осцилляции свободных зарядов внутри металла, а в окрестности наноструктуры создается область электрического поля очень большой напряженности [17]. Когда напряженность этого поля достигает порогового значения, необходимого для ионизации разреженного газа, происходит генерация высших гармоник. В работах [17, 21] в качестве усилителей излучения были использованы наноструктуры, имеющие форму «галстука-бабочки» и наноконуса, соответственно. Также имеется множество работ, в которых используются наноструктуры других геометрий.

Статья построена следующим образом. Раздел 2 посвящен теоретическим исследованиям, включая численное решение одномерного зависящего от времени уравнения Шредингера (разд. 2.1), а также рассмотрение некоторых свойств металлических наноструктур при облучении электромагнитными волнами (разд. 2.2). В разд. 3 описаны попытки создания вблизи наноструктур в форме «галстука-бабочки» лазерного поля с большим промежутком между пиками интенсивности. В этом случае электрон, оторванный от атома на первом пике, будет ускоряться более длительное время, прежде чем рекомбинирует на следующем пике. Далее в этом разделе рассмотрена пространственная зависимость лазерного поля для линейного и нелинейного случаев и исследовано влияние изменения ширины зазора на ГВГ и ее пространственно-временную структуру. В конце раздела обсуждается возможность генерации отдельного импульса длительностью 26 ас с помощью суперпозиции гармоник вблизи области обрезания спектра. Раздел 4 представляет собой Заключение.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ

### 2.1. Расчеты

В общем случае движение электрона в водородоподобном атоме описывается зависящей от координат волновой функции, которая удовлетворяет одномерному не зависящему от времени уравнению Шредингера. Однако при облучении атома интенсивным зависящим от времени лазерным импульсом к исходному гамильтониану следует добавить член, описывающий взаимодействие электрона с полем. Таким образом, необходимо знать волновую функцию электрона в течение всего времени действия лазерного поля, для чего следует решать одномерное за-

висящее от времени уравнение Шредингера, имеющее вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi = \left[ -\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V_{at}(z) + V_{int}(z, t) \right] \psi(z, t), \quad (1)$$

где  $V_{at}$  — атомный (кулоновский) потенциал, а  $V_{int}$  — потенциал взаимодействия с электрическим полем:

$$V_{at}(z) = \frac{-Z_{at}}{\sqrt{z^2 + a_0^2}}, \quad (2)$$

$$V_{int}(z, t) = E(z, t)z, \quad (3)$$

$Z_{at}$  — атомный номер разреженного газа. Расчеты выполнялись для ионов  $\text{He}^+$ , поэтому  $Z_{at} = 2$ . Параметр  $a_0$  представляет собой коэффициент сглаживания, положенный равным 0.5. Уравнение Шредингера решалось методом расщепления операторов. Преобразование Фурье второй производной индуцированного дипольного момента атома (дипольного ускорения  $a$ ) дает выход гармоник для атома:

$$p(\omega) = \int a(t) e^{-i\omega t} dt, \quad (4)$$

$$a(t) = \frac{d^2 \langle z \rangle}{dt^2} = - \langle \psi(t) | [H(t), [H(t), z]] | \psi(t) \rangle. \quad (5)$$

Функция  $p(\omega)$  во всем спектральном диапазоне отражает так называемый энергетический спектр высших гармоник. Отдельные аттосекундные импульсы получаются за счет фильтрации нескольких гармоник вблизи области обрезания спектра:

$$I(t) = \left| \sum_q a_q e^{iq\omega t} \right|^2, \quad (6)$$

где

$$a_q = \int a(t) e^{-iq\omega t} dt, \quad (7)$$

$q$  — порядок гармоник, выбираемых вблизи области обрезания. Выражения (4) и (6) описывают спектральный и временной профили аттосекундных импульсов, соответственно. Однако при вычислении спектрального диапазона теряется информация о времени, и наоборот. Поэтому для изучения пространственно-временной структуры аттосекундных импульсов применяется частотно-временной анализ дипольного ускорения. Одним из методов вычисления частотно-временного представления сигнала является использование оконного преобразования Фурье [27]. Оконная функция (ОФ) имитирует

действие экспериментального спектрального фильтра, который выбирает только диапазон жесткого ультрафиолетового излучения [2]. Выбор ОФ очень важен для достижения наименьшей неопределенности между временной и частотной компонентами. Из всех опробованных ОФ (таких как простейшая прямоугольная ОФ, ОФ Хэмминга и гауссова ОФ) наименьшую неопределенность давала гауссова ОФ [27]:

$$a_G(\Omega, t) = \int dt' a(t') \frac{\exp\left[-\frac{(t' - t)^2}{2\sigma^2}\right]}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp(i\Omega t'). \quad (8)$$

Это выражение также называется преобразованием Габора. Здесь  $\Omega$  включает в себя все гармоники соответствующего энергетического спектра (от первого до последнего порядка), моменты времени  $t$  и  $t'$  находятся в пределах лазерного импульса. Оконная функция действует как переключатель между положениями «включено» и «выключено». Большую часть времени, когда ОФ «выключена», интегральное преобразование  $a_G = 0$ , а в течение времени  $\Delta t$ , когда ОФ «включена», его можно вычислить. С ростом  $t$  ОФ «включается» все позднее. Соответственно, значения дипольного ускорения, подставляемые в преобразование Габора в предыдущий и последующий моменты времени, отличаются друг от друга. Поэтому функцию  $a_G(\Omega, t)$  нужно вычислить для каждого значения сигнала  $a(t')$ . Величина  $\sigma$ , которая представляет собой ширину ОФ, играет важную роль в разрешении спектральной и временной компонент. В предыдущих работах авторы выбирали различные значения  $\sigma$ , некоторые из которых протестированы в настоящей работе:  $\sigma = 1/3\omega_l$  ( $\omega_l$  — центральная частота лазера) [5],  $\sigma = 2\pi$  [28],  $\sigma = 15$  [18],  $\sigma = 30$  [23]. Сравнив результаты, полученные для этих значений параметра  $\sigma$ , можно заключить, что чем больше величина  $\sigma$ , тем хуже разрешение. При больших значениях  $\sigma$  ОФ становится шире, так что распределение сигнала расширяется во времени и сужается в спектральном диапазоне, за счет чего теряется информация о времени. Поэтому в данной работе была выбрана величина  $\sigma = 1/3\omega_l = 5.84$  ( $\omega_l = 0.057$  а.е.). Следует отметить, что все вычисления в данной работе выполнены в атомных единицах.

## 2.2. Наноструктура

Металлические наноструктуры демонстрируют необычное поведение при облучении электромагнитными волнами. Примечательно, что эти свойства

существуют только в случае, если размеры наноструктуры намного меньше, чем длина волны падающего облучения [29]. При таком условии поле волны поляризует атомы в металле, в результате чего на поверхности металла создается облако отрицательных зарядов. Концентрация этих отрицательных зарядов создает плазменное окружение вблизи данной поверхности. Под влиянием падающего излучения свободные электроны начинают осциллировать. Поскольку электроны проводимости можно считать гармоническими осцилляторами, они квантуются таким же образом. Подобно тому, как фотон является квантом осцилляций электромагнитного поля, плазмон представляет собой квант ускорения электронов в металле [29]. В ответ на падающее излучение внутри и снаружи наноструктуры индуцируются наведенные поля [30]. Тщательно разрабатывая геометрию наноструктуры, можно уменьшить внутреннее и увеличить внешнее наведенное поле [31]. При создании формы наноструктуры предпочтительно формировать наноструктуры с острыми вершинами. В такой ситуации электроны проводимости, которые возникают на поверхности под действием падающего излучения, в основном концентрируются на острых точках наноструктуры, т. е. вершина будет вести себя подобно наночастице с высокой электронной заселенностью. Ниже резонансной частоты наноструктура поляризована в фазе с поляризацией электрического поля падающего излучения, а электрическое поле внутри наноструктуры уменьшено, что только слегка увеличивает наведенное поле снаружи наноструктуры [31]. Механизм этого усиления можно объяснить следующим образом. В результате облучения электромагнитным полем плазмоны на поверхности начинают осциллировать. Когда плазмонная мода связывается с полем падающей волны, усиление поля может достигать 20–40 дБ [8, 17, 20, 21]. Так, при интенсивности лазерного излучения  $10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> можно достичь интенсивности усиленного поля  $10^{13}$ – $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>, что соответствует пороговому значению для возникновения ГВГ. Другой аспект, который необходимо учитывать при разработке наноструктуры, состоит в том, что поле имеет максимальную напряженность вблизи металлического острия. На больших расстояниях от острия напряженность поля уменьшается. Таким образом, очевидно, что поле имеет пространственную неоднородность. На еще больших расстояниях поле теряет свою неоднородность, поэтому ГВГ там возникать не может. С учетом этого, для устранения описанных эффектов следует располагать две копии на-

ноструктуры симметрично, чтобы на определенных расстояниях поле было неоднородным во всех точках между двумя остриями и достаточно сильным для генерации высших гармоник. В рамках такого подхода предпочтительно выбрать наноструктуру в форме «галстука-бабочки». Эта структура состоит из двух золотых треугольников с зазором между слегка скругленными вершинами.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При облучении переменным лазерным полем области между вершинами наноструктуры усиленное поле становится пространственно-зависимым. Другими словами, в определенный момент времени электрическое поле распределено неоднородно в зазоре между вершинами. В настоящей работе рассматривается эта пространственная зависимость в линейном и нелинейном случаях. Прежде чем проверить влияние линейных и нелинейных условий, следует выбрать оптимальные параметры используемого лазера. Для этого в качестве первого шага зададим расстояние между вершинами наноструктуры равным 18 нм и рассмотрим функцию неоднородности в линейном приближении. Мы будем использовать монохромные лазерные импульсы с параметрами, представленными в табл. 1.

На рис. 1а и 2 синим цветом показаны лазерное поле с длиной волны 800 нм и соответствующий энергетический спектр. Резкий спад спектральной кривой происходит на первых гармониках. Поэтому лучше выбрать падающее излучение таким образом, чтобы обрезание спектра происходило на более высоких частотах. Обрезание спектра происходит, когда электрон рекомбинирует со своим ионом. Кинетическая энергия, которую может приобрести электрон, пропорциональна  $I\lambda^2$ , поэтому с увеличением интенсивности или длины волны увеличивается порядок гармоник, при которых возникает обрезание [17, 23]. Однако неограниченно увеличивать интенсивность лазерного излучения невозможно из-за ограничений, наложенных потенциалом ионизации и насыщением ионизации атома [23]. Таким образом, лучше выбрать большую длину волны.

На рис. 1а и 2 голубым цветом показаны лазерное поле с длиной волны 2000 нм (и с немного большей интенсивностью) и соответствующий энергетический спектр. Этот энергетический спектр имеет два последовательных резких спада, которые уменьшают выход гармоник. В эксперименте это уменьшение проявляется более наглядно [23]. Из рис. 1а

Таблица 1. Параметры трехцветного лазерного импульса

Поле	Амплитуда	Интенсивность	Длина волны	СЕР*	FWHM**
Основное поле	$E_{01} = \sqrt{\frac{8\pi I_1}{c}}$	$I_1 = 1.0 \cdot 10^{14}$ Вт/см <sup>2</sup>	$\lambda_1 = 800$ нм	$\varphi_1 = \pi$	$\tau_1 = 1.5T_1$
Первое управляющее поле	$E_{02} = \sqrt{\frac{8\pi I_2}{c}}$	$I_2 = 1.2 \cdot 10^{14}$ Вт/см <sup>2</sup>	$\lambda_2 = 2000$ нм	$\varphi_2 = 0$	$\tau_2 = 2T_2$
Второе управляющее поле	$E_{03} = \sqrt{\frac{8\pi I_3}{c}}$	$I_3 = 1.5 \cdot 10^{14}$ Вт/см <sup>2</sup>	$\lambda_3 = 2200$ нм	$\varphi_3 = -\pi/2$	$\tau_3 = 2T_3$

\*СЕР — carrier envelope phase — смещение между оптической фазой и максимумом огибающей волны оптического импульса; \*\*FWHM — full width at half-maximum — полная ширина на полувысоте

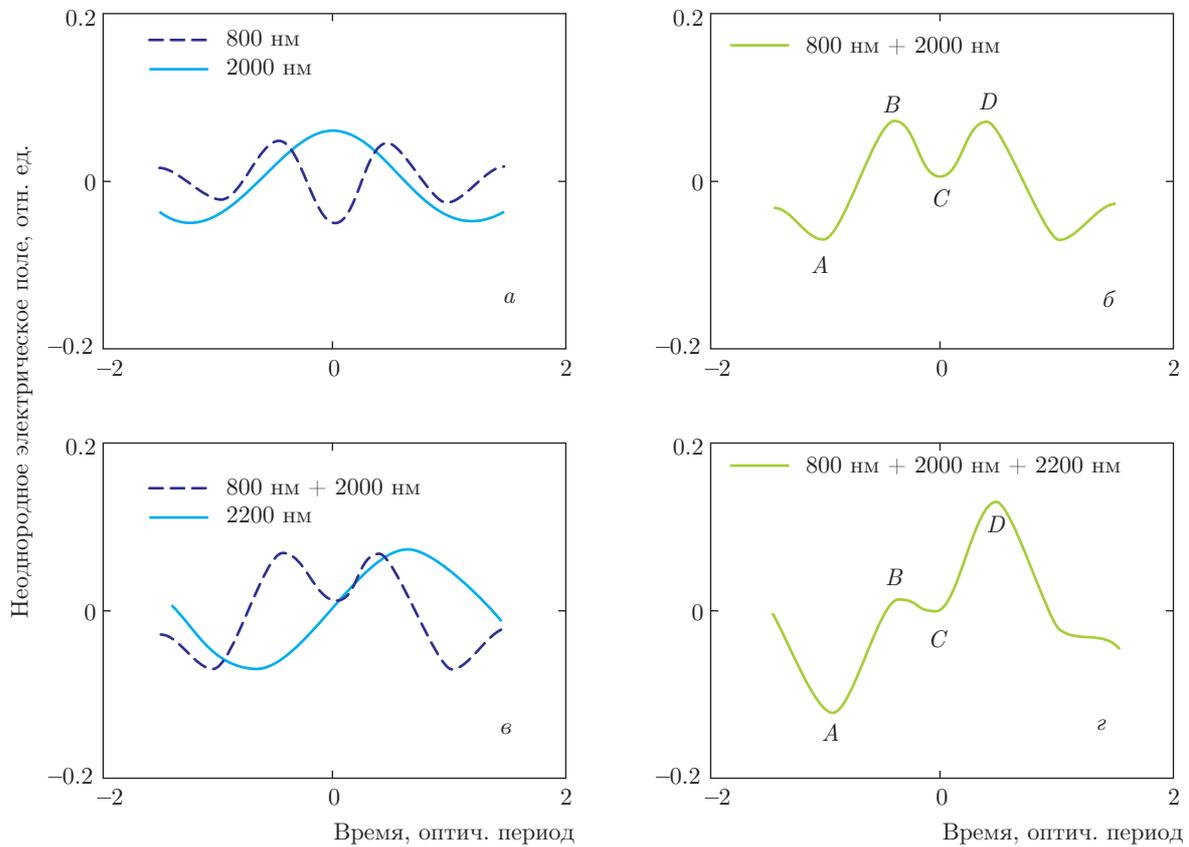


Рис. 1. (В цвете онлайн) Поля падающего излучения. На рис. 1а показаны поля, созданные лазерами с длиной волны 800 нм (синяя линия) и 2000 нм (голубая линия). На рис. 1б показано двухцветное поле, полученное наложением двух полей, приведенных на рис. 1а. На рис. 1в показаны поле, созданное лазером с длиной волны 2200 нм, и двухцветное поле. На рис. 1г показано трехцветное лазерное поле, полученное наложением полей, приведенных на рис. 1в. Параметры лазерных импульсов приведены в табл. 1

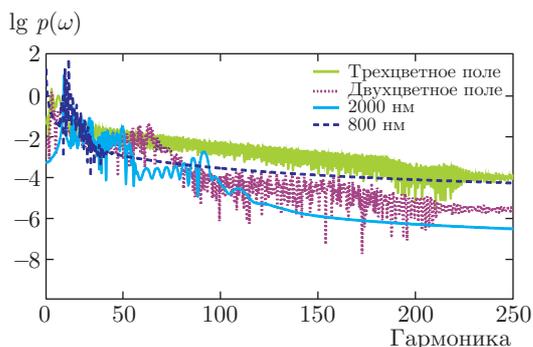


Рис. 2. Энергетические спектры, соответствующие лазерным полям, приведенным на рис. 1. В случае трехцветного лазерного поля выход гармоник существенно возрастает

ясно, что если наложить эти два лазерных поля, то за счет положительной и отрицательной интерференции получится двухцветное лазерное поле с большей амплитудой (см. рис. 1б). Если в этом поле электрон высвобождается вблизи пика *A*, то он может рекомбинировать в окрестности пиков *B* или *D*, что приведет к появлению двух источников излучения. В результате интерференции излучения из этих точек и взаимодействия короткого и длинного квантовых путей электронов наблюдается глубокая модуляция энергетического спектра, показанная на рис. 2 фиолетовым цветом. Во избежание этой интерференции следует исключить влияние одного из двух пиков, *B* или *D*. Поскольку предполагается максимизировать время движения электрона для достижения большей кинетической энергии, чтобы в результате получить фотон с большей энергией, лучше добавить второе управляющее лазерное поле, так чтобы создать отрицательную интерференцию в области пика *B* и увеличить амплитуды вблизи пиков *A* и *D*. После добавления лазерного импульса с длиной волны 2200 нм и с фазой  $(-\pi/2)$  генерируется оптимальный трехцветный лазерный импульс. На рис. 1г видно, что при этом не только эффективно увеличиваются амплитуды, но и пики оказываются отстоящими друг от друга примерно на два периода. Это означает, что перед рекомбинацией электрон будет ускоряться сильнее, благодаря чему можно достичь суперконтинуума в более широком диапазоне частот (показано на рис. 2 зеленым цветом). Выбранное лазерное поле определяется следующими выражениями (см. табл. 1):

$$E(z, t) = E(t)H(z), \tag{9}$$

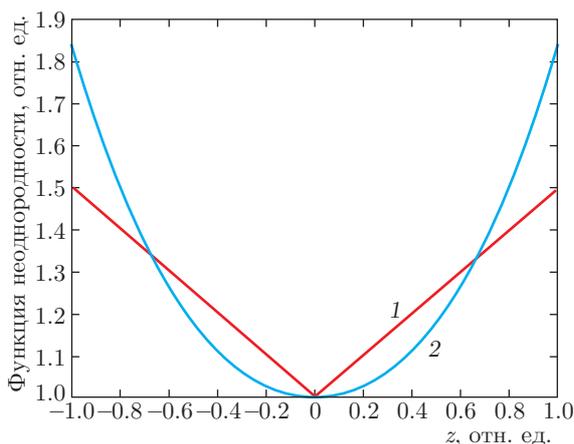


Рис. 3. Функции неоднородности в линейном (1) и нелинейном (2) случаях

$$E_i(t) = \sum_{i=1}^3 E_{0i} \cos(\omega_i t + \varphi_i) \times \left\{ \exp[-2 \ln 2] \left(\frac{t}{\tau_i}\right)^2 \right\}, \tag{10}$$

$$H(z) = 1 + \sum_{n=1}^N b_n |z|^n, \quad N = 4, \tag{11}$$

где  $E(t)$  — зависящее от времени лазерное поле, к которому добавляется пространственно неоднородная функция  $H(z)$ . Параметры  $E_{0i}$ ,  $\omega_i$  и  $\varphi_i$  — соответственно, амплитуда, частота и смещение между оптической фазой и максимумом огибающей волны оптического импульса, а  $\tau_i$  — временной интервал между включениями основного ( $i = 1$ ), первого ( $i = 2$ ) и второго ( $i = 3$ ) управляющих полей. Периоды соответствующих полей равны  $T_i = 2\pi/\omega_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ). При  $n = 1$  в выражении для  $H(z)$  учитывается только поправка первого порядка к траектории электрона [21], поэтому можно назвать ее линейной функцией неоднородности. Коэффициент  $b_1 = 1/g$  [21, 22], где  $g$  — зазор между вершинами наноструктуры. При  $n > 1$  функция неоднородности  $H(z)$  содержит члены разложения высших порядков, поэтому ее можно назвать нелинейной функцией неоднородности. В настоящей работе использовались полиномиальные функции четвертого порядка, полученные в работе [8] методом конечных разностей во временной области (см. табл. 2). Функция неоднородности для линейного и нелинейного случаев приведена на рис. 3.

Как показано на рис. 4, электрическое поле усиливается больше, когда используется нелинейная

Таблица 2. Функции неоднородности четвертого порядка

Ширина зазора	Полином четвертого порядка
18 нм	$1 + 5.2 \cdot 10^{-8} z  + 3 \cdot 10^{-5} z ^2 - 2.5 \cdot 10^{-12} z ^3 - 3.4 \cdot 10^{-10} z ^4$
16 нм	$1 - 2 \cdot 10^{-18} z  + 3.1 \cdot 10^{-5} z ^2 + 3.1 \cdot 10^{-22} z ^3 - 5.3 \cdot 10^{-10} z ^4$
14 нм	$1 - 2.5 \cdot 10^{-8} z  + 3.2 \cdot 10^{-5} z ^2 + 4.7 \cdot 10^{-12} z ^3 - 8 \cdot 10^{-10} z ^4$
12 нм	$1 - 4.3 \cdot 10^{-18} z  + 3.2 \cdot 10^{-5} z ^2 - 5.1 \cdot 10^{-22} z ^3 - 12 \cdot 10^{-10} z ^4$

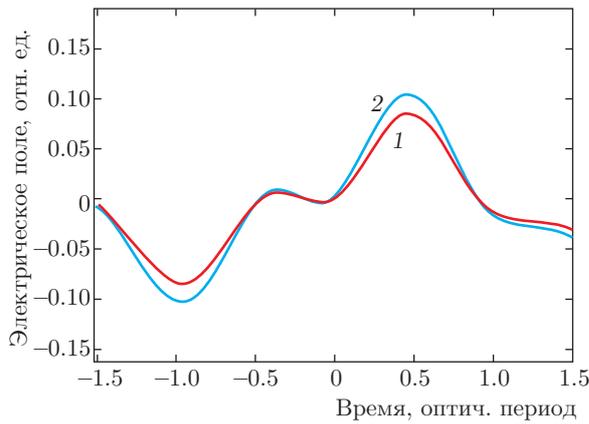


Рис. 4. Электрические поля в линейном (1) и нелинейном (2) случаях

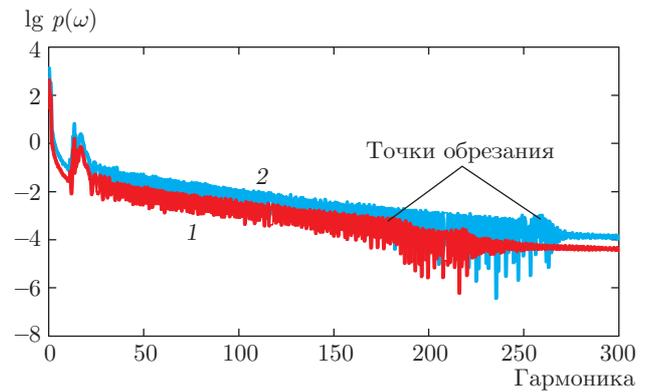


Рис. 5. Энергетические спектры, соответствующие лазерным полям, приведенным на рис. 4, для линейного (1) и нелинейного (2) случаев

функция неоднородности. Поскольку амплитуда импульса увеличивается, согласно выражению

$$\hbar\omega_c = \frac{eE_0^2}{4m_e\omega^2},$$

ожидается более высокая частота обрезания. Это подтверждается приведенными на рис. 5 энергетическими спектрами, соответствующими линейной и нелинейной неоднородностям электрического поля. В частности, это оказывается верным при сравнении линейного и нелинейного случаев для наноструктуры с зазором  $g = 18$  нм.

Для исследования влияния различных функций неоднородности необходимо знать некоторые особенности поведения высвобожденного электрона, находящегося внутри зазора наноструктуры. В наноструктурах формы «галстук-бабочка» усиленное поле неравномерно распределено между вершинами зазора. Как видно из рис. 3, неоднородность максимальна на границах зазора наноструктуры, а в середине достигает минимума. Поэтому вблизи вершин наноструктуры ожидается большее усиление поля, а в середине зазора между ними будут более низкие интенсивности. На рис. 6 показано распределение напряженности усиленного электрического поля

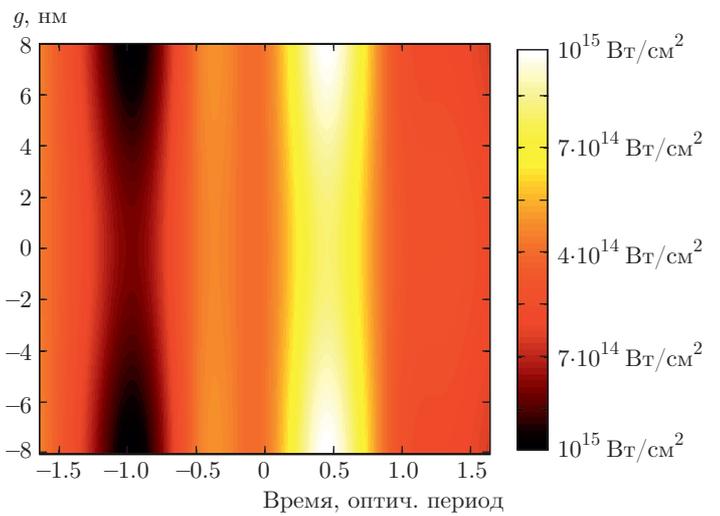
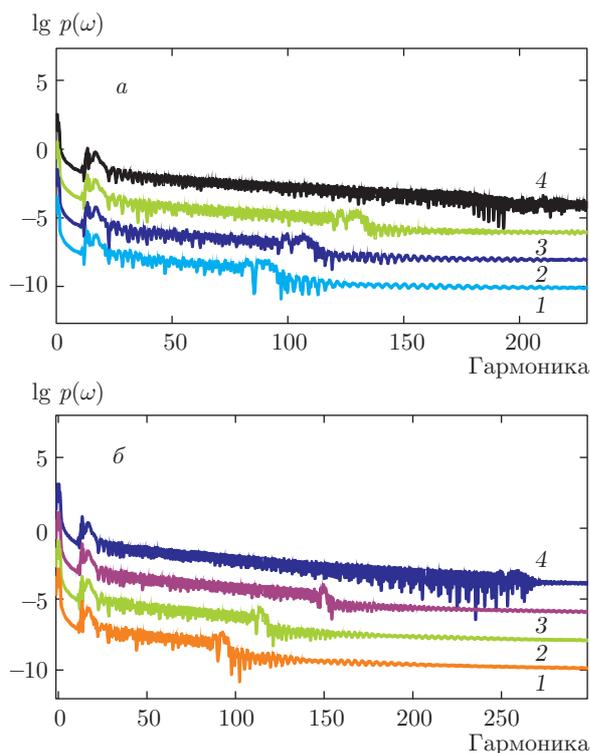


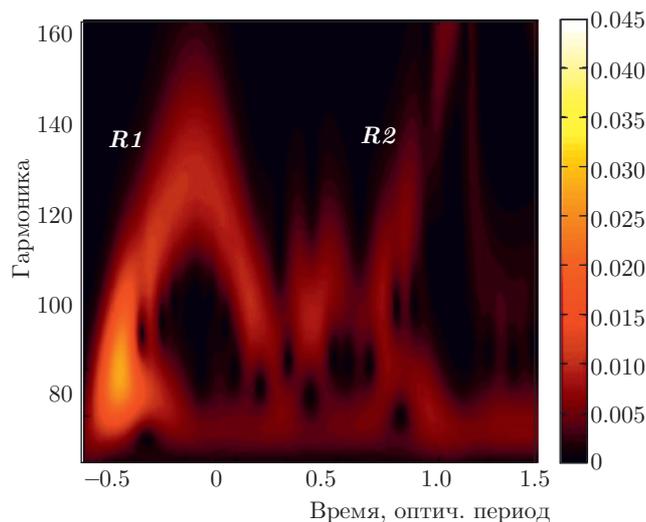
Рис. 6. Распределение напряженности электрического поля в зазоре наноструктуры шириной 16 нм

в зазоре между вершинами. Как видно из рисунка, электрическое поле достигает интенсивностей порядка  $10^{15}$   $\text{ВТ/см}^2$  на краях и порядка  $10^{14}$   $\text{ВТ/см}^2$  в центре зазора.



**Рис. 7.** Гармоники, генерируемые трехцветным лазерным полем в зазорах шириной 12 (1), 14 (2), 16 (3) и 18 (4) нм в случае линейной (а) и нелинейной (б) неоднородностей. Энергетические спектры умножены, соответственно, на  $10^{-2}$ ,  $10^{-4}$  и  $10^{-6}$  для ширины зазора  $g = 16, 14$  и 12 нм

Электрон в лазерном поле интенсивностью порядка  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> может иметь амплитуду отклонения  $\pm 4.5$  нм [17], следовательно, для рекомбинации с атомом в центре электрону необходимо свободное пространство шириной по крайней мере 9 нм. С другой стороны, металлы поглощают электроны, находящиеся на расстоянии 3 нм от поверхности [21]. Поэтому электроны, движущиеся на расстоянии 3 нм от поверхности металла, поглощаются и больше не могут рекомбинировать с исходным ионом. В результате процесс ГВГ осуществляется не полностью. Таким образом, необходимо увеличить зазор до  $g = 3 + 9 + 3 = 15$  нм. Если зазор между вершинами находится в интервале  $6 \text{ нм} < g < 15 \text{ нм}$ , то электроны, имеющие амплитуду отклонения от исходного атома  $\pm 4.5$  нм, не будут рекомбинировать. Такую возможность будут иметь только электроны с меньшими амплитудами отклонения. Эти электроны проходят меньший путь в лазерном поле, в результате чего приобретают более низкие энергии, что при рекомбинации приводит к излучению на более низких частотах. Поэтому при уменьшении за-



**Рис. 8.** Частотно-временной анализ высших гармоник

зора наноструктуры в линейном (рис. 7а) и нелинейном (рис. 7б) случаях происходит сокращение плато в спектре ГВГ. При зазорах  $g < 6$  нм электроны поглощаются сразу после ионизации и рекомбинация не происходит. На рис. 7а,б ясно видно, что чем больше расстояние между вершинами наноструктуры, тем больше частота обрезания ГВГ [17].

В настоящей работе показано, что при ширине зазора  $g = 18$  нм в нелинейном и неоднородном случае спектр обрезается на 248-й гармонике. Однако нельзя сказать, что это расстояние является оптимальным из-за наличия глубоких модуляций в области плато. Эти модуляции обусловлены взаимодействием короткого и длинного квантовых путей электронов.

Следующий большой зазор, равный 16 нм, дает более гладкое плато, кроме того, эта величина близка к значению 15 нм, которое считается оптимальным [17]. На рис. 6 показано распределение поля внутри зазора при расстоянии между вершинами 16 нм. При  $5 \text{ нм} < g < 8 \text{ нм}$  и  $-8 \text{ нм} < g < -5 \text{ нм}$  движущиеся электроны не принимают участия в ГВГ, поскольку поглощаются металлом. Только электроны атомов, находящихся на расстоянии не более  $\pm 0.5$  нм от центра зазора, могут иметь амплитуды отклонения, равные максимальному значению  $\pm 4.5$  нм. Для более удаленных от центра атомов электроны, чтобы рекомбинировать, должны иметь амплитуду отклонений менее  $\pm 4.5$  нм. Таким образом, большинство электронов будут иметь амплитуду отклонений менее  $\pm 4.5$  нм, поэтому взаимодействием длинного и короткого квантовых путей электронов можно пре-

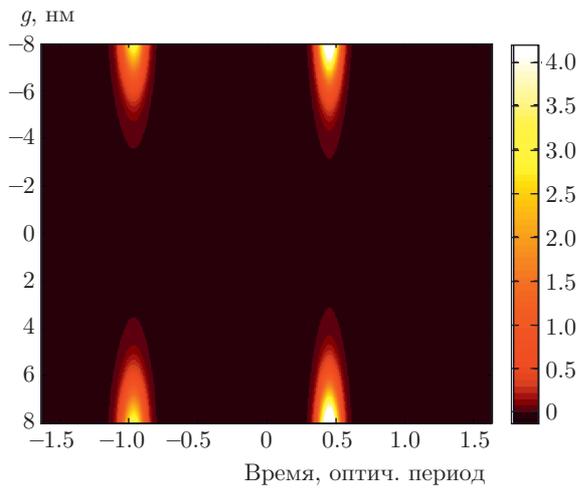


Рис. 9. Распределение степени ионизации в зазоре наноструктуры шириной 16 нм

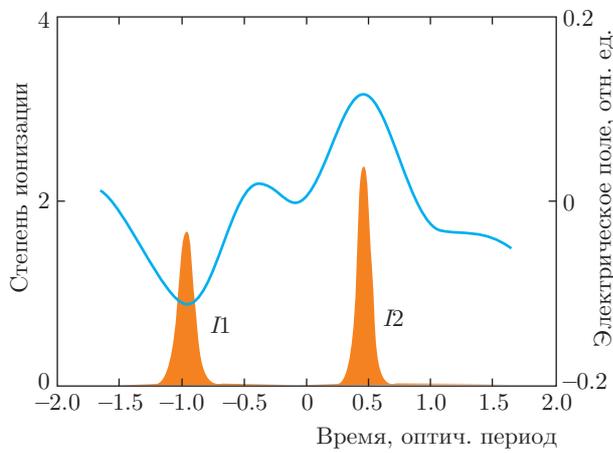


Рис. 10. Временные зависимости степени ионизации (красные пики) и амплитуды усиленного электрического поля (синяя кривая)

небрежь, вследствие чего можно получить более гладкое плато. С учетом этого можно сказать, что рассчитанная с помощью уравнения (8) частотно-временная структура ГВГ в наноструктурах типа «галстук-бабочка» соответствует энергии, характерной для короткого пути электрона (см. рис. 8).

Теперь, после выбора наиболее оптимальных параметров, можно рассмотреть, где и когда происходят ионизация и излучение. На рис. 9 и 8 приведены, соответственно, распределение степени ионизации и частотно-временная структура высших гармоник, генерирующихся в зазоре шириной 16 нм. На рис. 9 видны области, в которых степень ионизации максимальна (в моменты времени, приблизительно равные  $-0.95$  и  $0.45$  оптического периода, на рас-

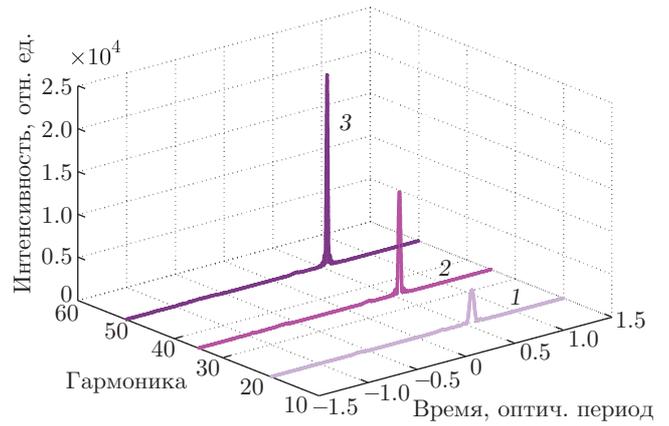


Рис. 11. Отдельные аттосекундные импульсы, полученные с помощью суперпозиции нескольких гармоник из плато энергетического спектра для зазора шириной 16 нм. 1 — 20-я–60-я гармоники, длительность 132 ас; 2 — 30-я–100-я гармоники, длительность 67 ас; 3 — 60-я–180-я гармоники, длительность 26 ас

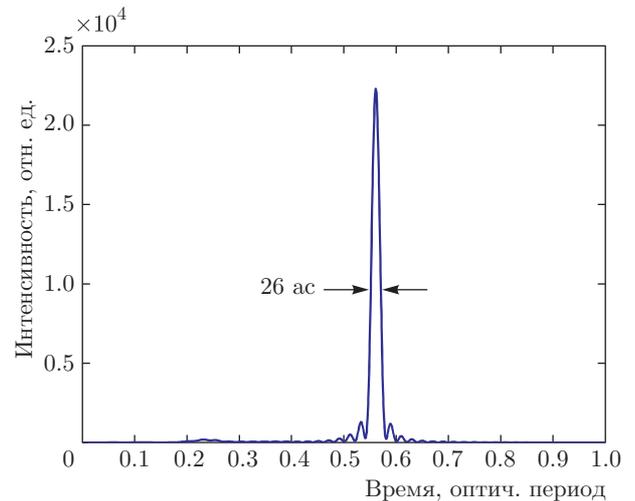


Рис. 12. Двумерное представление временного профиля самого короткого аттосекундного импульса, полученного в настоящей работе

стоянии около 5 нм от вершин наноструктуры). На рис. 10 красным цветом показана степень ионизации, а синим — электрическое поле. Из рисунка видно, что ионизация происходит там, где электрическое поле максимально. Электроны, которые высвободились в областях  $I1$  и  $I2$  на рис. 10, приводят к излучению, соответственно, в зонах  $R1$  и  $R2$  на рис. 8. Таким образом, ожидается появление двух областей испускания. Измерим теперь характеристики испущенного импульса. При наложении нескольких гармоник в области плато получается аттосекундный

импульс. Как видно из рис. 11, вследствие совпадения фаз в этой области наложение гармоник вблизи частоты обрезания спектра приводит к более короткому и интенсивному изолированному аттосекундному импульсу. На рис. 12 показан временной профиль изолированного аттосекундного импульса в момент времени, равный 0.55 оптического периода, который соответствует излучению в области  $R2$  на рис. 8. Таким образом, область  $R1$  не вносит вклада в ГВГ. Изолированный импульс на рис. 12 имеет длительность 26 ас, сгенерирован на золотой наноструктуре в форме «галстука-бабочки» с оптимальным зазором между вершинами 16 нм.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наноструктуры можно с успехом применять для усиления электромагнитных волн [29]. Исследования показали, что золотые наноструктуры в форме «галстука-бабочки» способны усиливать электрическое поле лазерного излучения на 20–40 дБ [8, 17, 20, 21]. При облучении зазора наноструктуры лазерным излучением интенсивностью  $10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> электрическое поле достигает пороговых значений для ионизации разреженных газов [1–5]. При введении ионов гелия в зону усиления генерируются высшие гармоники. В настоящей работе решалось одномерное зависящее от времени уравнение Шредингера. Неоднородность лазерного поля определялась в линейном [21, 22] и нелинейном [8] случаях. В нелинейном случае электрическое поле усиливается больше благодаря более точному рассмотрению движения электронов [17]. Поэтому в этом случае генерация гармоник происходит в более широком диапазоне частот. Было показано, что величина зазора между вершинами наноструктуры играет важную роль в усилении поля и, в результате, влияет на ширину плато. Увеличение зазора между вершинами приводит к увеличению частоты обрезания спектра вследствие более сильного ускорения электронов перед рекомбинацией [17]. Проблемой структур с большими зазорами являются сильные модуляции энергетического спектра, обусловленные интерференцией коротких и длинных квантовых путей электронов. В связи с этим зазор был выбран шириной 16 нм, при которой длинные траектории подавляются. В завершение, для наноструктуры с зазором  $g = 16$  нм показана возможность генерации отдельного импульса длительностью 26 ас за счет суперпозиции 100 гармоник из плато на энергетическом спектре.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Z. Chang, *Fundamentals of Attosecond Optics*, Taylor and Francis Group (2011).
2. L. Plaja, R. Torres, and A. Zair, *Attosecond Measurements and Control of Physical Systems, in Springer Series in Optical Sciences* (2013).
3. P. B. Corkum and F. Krausz, *Nature Physics* **3**, 381 (2007).
4. V. T. Platonenko, A. F. Sterjantov, and V. V. Strelkov, *Laser Physics* **13**, 443 (2003).
5. C. C. Chirilă, I. Dreissigacker, E. V. van der Zwan, and M. Lein, *Phys. Rev. A* **81**, 033412 (2010).
6. Zhen Zhai and Xue-shen Liu, *J. Phys. B: Atom., Molec. and Opt. Phys.* **41**, 125602 (2008).
7. T. Nemati Aram, S. Batebi, and M. Mohebbi, *Int. J. Opt. Photonics* **6**, 3 (2012).
8. Xue Shan, Du Hong-Chuan, Xia Yue, and Hu Bi-Tao, *Chinese Phys. B* **24**, 054210 (2015).
9. Li Fei, Wang Guo-Li, Zhao Song-Feng, and Zhou Xiao-Xin, *Chinese Phys. Lett.* **32**, 014210 (2015).
10. P. Ch. Li, I. L. Liu, and Sh. I. Chu, *Opt. Express* **19**, 23857 (2011).
11. J. J. Carrera and Shih-I Chu, *Phys. Rev. A* **75**, 033807 (2007).
12. J. J. Carrera, X. M. Tong, and Shih-I Chu, *Phys. Rev. A* **74**, 023404 (2006).
13. Luo Lao-Yong, Du Hong-Chuan, and Hu Bi-Tao, *Chinese Physics B* **21**, 033202 (2012).
14. H. Du and B. Hu, *Opt. Express* **18**, 25958 (2010).
15. Pu Zou, Zhinan Zeng, Yinghui Zheng, Yingying Lu, Peng Liu, Ruxin Li, and Zhizhan Xu, *Phys. Rev. A* **81**, 033428 (2010).
16. Hongchuan Du, Laoyong Luo, Xiaoshan Wang, and Bitao Hu, *Opt. Express* **20**, 9713 (2012).
17. M. F. Ciappina, S. S. Aćimović, T. Shaaran, J. Biegert, R. Quidant, and M. Lewenstein, *Opt. Express* **20**, 26261 (2012).
18. M. Mohebbi, *Phys. Rev. A* **91**, 023835 (2015).
19. M. Mohebbi, *Optik* **125**, 3818 (2014).
20. Seungchul Kim, Jonghan Jin, Young-Jin Kim, In-Yong Park, Yunseok Kim, and Seung-Woo Kim, *Nature* **453**, 757 (2008).

21. A. Husakou, S.-J. Im, and J. Herrmann, *Phys. Rev. A* **83**, 043839 (2011).
22. Huiying Zhong, Jing Guo, Wei Feng, Peng-Cheng Li, and Xue-Shen Liu, *Phys. Lett. A* **380**, 188 (2016).
23. Xu Cao, Shicheng Jiang, Chao Yu, Yunhui Wang, Lihua Bai, and Ruifeng Lu, *Opt. Express* **22**, 26153 (2014).
24. Ying-Ying Yang, Armin Scrinzi, Anton Husakou, Qian-Guang Li, S. L. Stebbings, F. Süßmann, Hai-Juan Yu, Seungchul Kim, E. Rühl, J. Herrmann, Xue-Chun Lin, and Matthias F. Kling, *Opt. Express* **21**, 2195 (2013).
25. T. Shaaran, M. F. Ciappina, R. Guichard, J. A. Pérez-Hernández, L. Roso, M. Arnold, T. Siegel, A. Zair, and M. Lewenstein, *Phys. Rev. A* **87**, 041402(R) (2013).
26. Yi Chou, Peng-Cheng Li, Tak-San Ho, and Shih-I Chu, *Phys. Rev. A* **92**, 023423 (2015).
27. C. Chandre, S. Wiggins, and T. Uzer, *Physica D* **181**, 171 (2003).
28. H. Ahmadi, A. Maghari, H. Sabziyan, A. R. Niknam, and M. Vafaei, *Phys. Rev. A* **90**, 043411 (2014).
29. J. M. Reed, *PhD Thesis*, B. S. University of Central Florida (2013).
30. Ph. E. Batson, *Science* **335**, 47 (2012).
31. Ben Meir Maoz, *PhD Thesis*, Senate of Tel Aviv University (2013).