

Генерация аттосекундного импульса на основе коллективного спонтанного излучения слоя трехуровневых атомов, возбуждаемых парой униполярных импульсов

© Р.М. Архипов^{1,2,3}, М.В. Архипов^{1,2}, И. Бабушкин^{4,5}, А.В. Пахомов^{1,2}, Н.Н. Розанов^{2,3}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия

² Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

³ ФТИ им. А.Ф. Иоффе,
194021 Санкт-Петербург, Россия

⁴ Institute of Quantum Optics, Leibniz University Hannover,
30167 Hannover, Germany

⁵ Cluster of Excellence PhoenixD (Photonics, Optics, and Engineering — Innovation across Disciplines),
30167 Hannover, Germany

e-mail: arhipovrostislav@gmail.com

Поступила в редакцию 22.06.2020 г.

В окончательной редакции 22.06.2020 г.

Принято к публикации 06.07.2020 г.

Недавно для генерации предельно коротких импульсов был предложен метод когерентного контроля поляризации среды, основанный на возбуждении колебаний атомарной поляризации и их последующей остановки с помощью пары ультракоротких импульсов. Так называемый остановленный импульс поляризации среды, возникающий в промежутке между ее возбуждением и девозбуждением, может являться источником предельно короткого импульса излучения. В данной работе теоретически рассматривается указанная возможность генерации изолированного аттосекундного ультрафиолетового импульса в трехуровневой резонансной среде, параметры которой соответствуют атому водорода, возбуждаемого парой униполярных рентгеновских импульсов. При этом механизм генерации является „антенным“, то есть обусловлен коллективным спонтанным излучением предварительно сфазированных атомов в отсутствие заметного затухания их свободной поляризации.

Ключевые слова: коллективное спонтанное излучение, когерентный контроль атомарной поляризации, аттосекундные импульсы, униполярные импульсы, рентгеновские импульсы, атом водорода.

DOI: 10.21883/OS.2020.11.50176.182-20

Введение

Получение предельно коротких импульсов аттосекундной длительности ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$) за последние годы стало одной из центральных тем современной физики и оптики [1–12]. Периоды движений электронов в атомах, молекулах и твердых телах могут лежать в аттосекундном диапазоне, и поэтому эти импульсы используются для мониторинга движения электронов и управления им [1,3,6,10]. В последнее время возрос интерес к применению аттосекундных импульсов для изучения динамики электронов в твердотельных наночастицах [11], в электронной микроскопии [12] и управления динамики когерентности связанных электронов в атомах [13]. Экспериментально аттосекундные импульсы получают с помощью генерации гармоник высокого порядка (ГВВП) (high order harmonics generation, HHG), которая возникает при взаимодействии инфракрасных фемтосекундных лазерных импульсов с различными веществами [1–5]. Физические процессы, возникающие при ГВВП, описываются в литературе на основе „трех-

ступенчатой модели“ („three-step model“) [1]. Именно, происходит ионизация электрона в лазерном поле, его ускорение в поле импульса и последующая рекомбинация с родительским ионом. Когерентное сложение возникающих при этом нечетных гармоник центральной частоты возбуждающего импульса приводит к генерации последовательности аттосекундных импульсов с частотой следования, равной несущей частоте возбуждающего импульса [1–5]. Также разработаны различные модификации метода ГВВП, такие как метод стробирования (gating technique) и др., которые позволяют получить изолированный аттосекундный импульс [1,3,5].

Обычно методы получения аттосекундного импульса, основанные на ГВВП, требуют громоздких установок [1–12]. Поэтому в настоящее время актуальным является поиск альтернативных методов получения аттосекундных импульсов. Недавно были получены аттосекундные импульсы в оптическом диапазоне с помощью Фурье-синтеза частот накачки [6] и предложены способы получения таких импульсов за счет ускорения

электронов, выбиваемых из тонкой мишени с помощью фемтосекундного лазерного импульса [4,8].

Следует отметить и предложенный в работе [14] способ генерации субциклового аттосекундного импульса при отражении одноциклового импульса от тонкой пленки металла или диэлектрика в одномерной геометрии. Параллельно был разработан метод генерации предельно коротких импульсов за счет возбуждения и последующего девозбуждения (остановки) поляризации тонкого слоя среды (метод когерентного контроля поляризации, МККП) парой высокочастотных импульсов, частота которых выше рассматриваемого резонансного перехода среды [15–18]. Длительность импульсов возбуждения и интервал между ними короче времен релаксации инверсии населенностей уровней и поляризации в среде (T_1 и T_2) и поэтому когерентность среды не успевает разрушиться за время действия импульсов. Идея МККП заключается в том, что первый импульс возбуждает собственные (свободные) осцилляции поляризации среды. После первого импульса происходит медленное затухание свободной поляризации среды [19–22]. Затем второй импульс приводит к остановке эти колебания поляризации при условии, что он приходит с задержкой, кратной нечетному числу полупериодов колебаний поляризации среды. В промежутке между высокочастотными импульсами возникает импульс так называемой остановленной поляризации среды, создающей электромагнитное излучение [19–22]. В принципе, если говорить не об аттосекундных, а об уже освоенных нано- и субнаносекундных длительностях импульсов, то этот метод, аналогичный используемому в фазированных антенных решетках (пассивных и/или активных; см., например, [23–25]) и известен в оптическом и радиодиапазонах для различных опто- и радиоэлектронных импульсных систем [26].

Реализующийся процесс излучения является коллективным — все атомы вносят одинаковый вклад в поляризацию среды, и поля излучения от всех диполей складываются в фазе, если размер системы много меньше длины излучаемой волны. При большой созданной населенности возбужденных уровней среды, особенно при наличии инверсии их населенностей, импульс поляризации с достаточной большой протяженностью во времени и/или пространстве может приводить к нелинейным явлениям сверхизлучательного типа, которые связаны с коллективным спонтанным излучением ансамбля атомов и впервые были указаны Дике [27]. Впоследствии такого рода нелинейные явления были изучены различными авторами в оптически толстых образцах для различных материалов и разных ансамблей излучателей, в частности, радиоизлучающих спинов электронов или ядер [28–30] и оптических наноизлучателей, в том числе нанолазеров [31–32] (о сверхизлучении см. подробнее в [26,33–40] и цитированной там литературе).

В данной работе мы не будем рассматривать нелинейные явления и ограничимся линейной задачей о так называемом „антенном“ (или коллективном) механизме

излучения сильно ограниченного в пространстве и во времени импульса поляризации среды, созданного по схеме МККП. Предложенная реализация антенного механизма излучения может иметь самые разнообразные применения, скажем, для генерации униполярных импульсов [15–17], например, в ТГц диапазоне частот [17], и одноциклового ТГц импульсов [18]. В работе [41] была рассмотрена возможность получения с помощью подобного метода управления поляризацией среды УФ аттосекундного импульса с использованием атомов гелия, возбуждаемых рентгеновскими униполярными импульсами. Проведенный там анализ был ограничен двухуровневым приближением на том основании, что расстояние между соседними уровнями быстро уменьшается с ростом главного квантового числа. Поэтому все низкочастотные переходы, кроме основного наиболее высокочастотного, слабо возбуждаются и их вклад в отклик ансамбля атомов гелия сводится к добавлению поправок малой амплитуды, которые можно не учитывать. Однако, для более детального анализа поляризационного отклика и генерируемого им ультрафиолетового излучения необходим учет большего числа уровней среды.

В настоящей работе исследована возможность получения одиночного аттосекундного импульса в результате излучения остановленной поляризации, созданной с помощью МККП в трехуровневой оптически тонкой среде, параметры которой соответствуют переходам в атоме водорода (в пренебрежении несущественным для данной задачи неоднородным, например доплеровским, уширением всех возбужденных переходов). Рассматриваемое явление связано с кратковременным коллективным излучением предварительно сфазированных атомов. Установлено, что в условиях низкой и практически неизменной населенности возбужденных состояний атомов мощность их коллективного излучения пропорциональна квадрату плотности излучающих атомов, в полной аналогии с известным антенным механизмом излучения радиосистем и электронных спинов [42–46].

В качестве импульсов возбуждения, как и в [41], предполагается использовать сверхкороткие квазиуниполярные рентгеновские импульсы. Рентгеновские импульсы в аттосекундном диапазоне длительностей получают на сегодняшний день, например, в лазерах на свободных электронах; см. обзор [47] и приведенную там литературу. Длительность рентгеновских импульсов в лазере на свободных электронах в режиме синхронизации мод может быть даже в зептосекундном диапазоне ($1 \text{ zs} = 10^{-21} \text{ s}$) [48]. Если такие импульсы излучаются при ускорении свободных электронов, то они, в принципе, могут иметь постоянную составляющую поля, то есть являться униполярными [49–51]. Генерации униполярных импульсов и их применению в оптике посвящены различные обзоры [16,49–51]. В настоящее время уже не вызывает сомнения, что униполярные импульсы способны оказывать более эффективное воздействие на квантовые объекты, чем одноциклового и

многоцикловыми биполярными импульсами [50–54]. Поэтому униполярные импульсы могут найти широкое применение в различных областях физики, например, для эффективного управления состоянием квантовых объектов [52–54], ускорения заряженных частиц [55], селективного возбуждения квантовых состояний атомных систем [56–57], а также в голографии [58]. В данной же работе мы фокусируемся на еще одном возможном применении униполярных импульсов — формировании аттосекундного импульса коллективного спонтанного излучения в трехуровневой среде.

Получение аттосекундного импульса в тонком слое трехуровневой резонансной среды

Идея изучаемого метода аналогична используемой для получения аттосекундного импульса в двухуровневой среде [41], она иллюстрируется на рис. 1. Тонкий слой атомов водорода, который моделируется в трехуровневом приближении (схема уровней приведена на рисунке), располагается перпендикулярно оси z , между точками z_1 и z_2 . Он возбуждается парой униполярных импульсов в рентгеновском диапазоне. Эти импульсы, как и генерируемое ультрафиолетовое излучение, рассматриваются в одномерном приближении — плоские волны, распространяющиеся вдоль оси z . Интервал следования рентгеновских импульсов равен половине периода $T_0/2$ перехода из основного состояния с квантовым числом $n = 1$ в первое возбужденное с $n = 2$ ультрафиолетовой серии Лаймана водорода с длиной волны 121.6 нм.

В случае атомов гелия в [41] было использовано двухуровневое приближение, так как высоко возбужденные уровни лежат относительно близко к первому возбужденному, и расстояние между уровнями быстро уменьшается с ростом главного квантового числа n . Поэтому их вклад в колебания поляризации среды будет заключаться лишь в наличии хвоста малой амплитуды, который можно не учитывать. Аналогична структура уровней у атома водорода. Ниже для полноты описания будем учитывать большее число уровней и рассмотрим трехуровневую схему, см. рис. 1, b , параметры которой соответствуют атому водорода. Также, как показали результаты численного интегрирования временного уравнения Шредингера, приведенные в работе [41], вероятность ионизации атома в таких ультракоротких импульсах очень мала (порядка 10^{-11}), несмотря на то что энергия фотонов больше потенциала ионизации. Это позволяет не учитывать ионизацию в нашем рассмотрении и делает оправданным применение малоуровневого приближения.

Взаимодействие трехуровневой среды с парой субцикловых импульсов подчиняется следующей системе

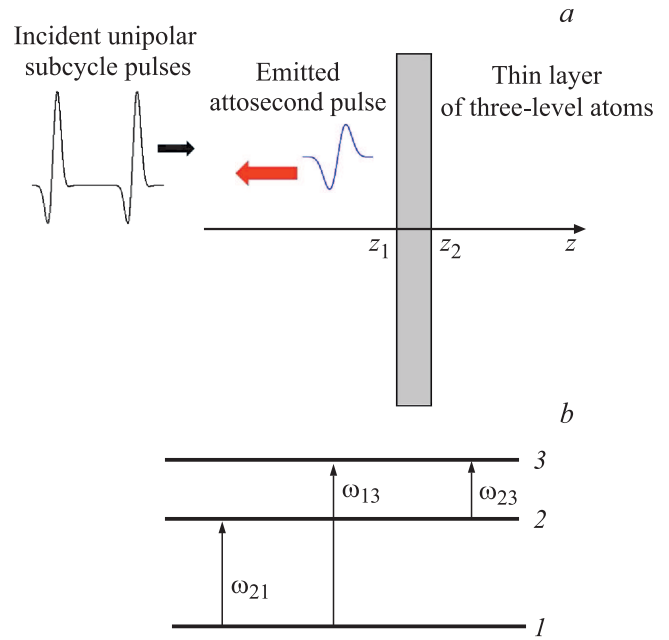


Рис. 1. Схема получения аттосекундного импульса в трехуровневой среде, возбуждаемой парой субцикловых импульсов (a). Схема рабочих уровней среды (b).

уравнений для элементов матрицы плотности [59,60]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{21} = -i\omega_{21}\rho_{21} - i\frac{d_{12}}{\hbar} E(\rho_{22} - \rho_{11}) - i\frac{d_{13}}{\hbar} E\rho_{23} + i\frac{d_{23}}{\hbar} E\rho_{31}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{32} = -i\omega_{23}\rho_{32} - i\frac{d_{23}}{\hbar} E(\rho_{33} - \rho_{22}) - i\frac{d_{12}}{\hbar} E\rho_{31} + i\frac{d_{13}}{\hbar} E\rho_{21}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{31} = -i\omega_{13}\rho_{31} - i\frac{d_{13}}{\hbar} E(\rho_{33} - \rho_{11}) - i\frac{d_{12}}{\hbar} E\rho_{32} + i\frac{d_{23}}{\hbar} E\rho_{21}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{11} = i\frac{d_{12}}{\hbar} E(\rho_{21} - \rho_{21}^*) - i\frac{d_{13}}{\hbar} E(\rho_{13} - \rho_{13}^*), \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{22} = -i\frac{d_{12}}{\hbar} E(\rho_{21} - \rho_{21}^*) - i\frac{d_{23}}{\hbar} E(\rho_{23} - \rho_{23}^*), \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{33} = i\frac{d_{13}}{\hbar} E(\rho_{13} - \rho_{13}^*) + i\frac{d_{23}}{\hbar} E(\rho_{23} - \rho_{23}^*). \quad (6)$$

Уравнения (1)–(3) описывают эволюцию недиагональных элементов матрицы плотности ρ_{21} , ρ_{32} , ρ_{31} , которые связаны с поляризацией среды. Уравнения (4)–(6) описывают эволюцию диагональных элементов матрицы плотности ρ_{11} , ρ_{22} , ρ_{33} , имеющих смысл заселенностей 1-го, 2-го и 3-го состояний среды соответственно. Параметры d_{12} , d_{13} , d_{23} — дипольные моменты соответствующих переходов атомов среды, ω_{21} , ω_{23} , ω_{13} —

частоты переходов, \hbar — приведенная постоянная Планка, E — напряженность электрического поля излучения (линейно поляризованного). Ввиду малой длительности импульсов мы пренебрегли релаксационными членами и для простоты исключили возможное неоднородное уширение всех трех дипольно разрешенных спектральных линий.

Пусть среда возбуждается парой квазиуниполярных рентгеновских импульсов:

$$E_x(t) = E_{0x} e^{\frac{-t^2}{\tau^2}} \cos(\omega_x t + \phi) + E_{0x} e^{\frac{-(t-T_d)^2}{\tau^2}} \times \cos(\omega_x [t - T_d] + \phi). \quad (7)$$

Здесь ω_x — несущая частота рентгеновских импульсов, τ — их эффективная длительность, ϕ — фаза (carrier envelope phase, CEP). Задержка между импульсами T_d в нашей задаче равна половине периода перехода атома водорода из основного состояния в первое возбужденное (главная линия серии Лаймана) $T_0/2$ ($T_0 = 405$ as). Поляризация одиночного атома среды с координатой z связана с недиагональными элементами матрицы плотности соотношением

$$p(z, t) = 2d_{12}\Re\rho_{12} + 2d_{13}\Re\rho_{13} + 2d_{23}\Re\rho_{23} \quad (8)$$

и подбором амплитуды, длительности и фазы второго девозбуждающего импульса (7) может быть сделанной очень малой после его прохождения через данный атом. Впрочем, последнее, как будет ясно из дальнейшего, в достаточной мере выполняется даже при указанном возбуждении двумя одинаковыми рентгеновскими импульсами (7).

Эволюция электрического поля описывается одномерным волновым уравнением

$$\frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P(z, t)}{\partial t^2}, \quad (9)$$

в котором E — напряженность электрического поля с фиксированной линейной поляризацией, $P = N_0 p$ — поляризация ансамбля атомов с концентрацией N_0 , c — скорость света в вакууме. Мы также рассматриваем одномерную задачу, поскольку фактически речь идет не о распространении излучения, а об антенном механизме излучения ансамбля диполей с предварительно определенной атомарной поляризацией, не вносящей заметные отличия диэлектрической проницаемости от единицы (обычно такое приближение справедливо для широких пучков на расстояниях, меньших дифракционной длины). В рассматриваемом приближении и геометрии рис. 1 аналитическое решение волнового уравнения (9) для поля аттосекундного импульса, генерируемого заданной кратковременной поляризацией $P(z, t)$, имеет вид [14]:

$$E_a(z, t) = -\frac{2\pi}{c} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\partial}{\partial t} P \left(z', t - \frac{|z - z'|}{c} \right) dz'. \quad (10)$$

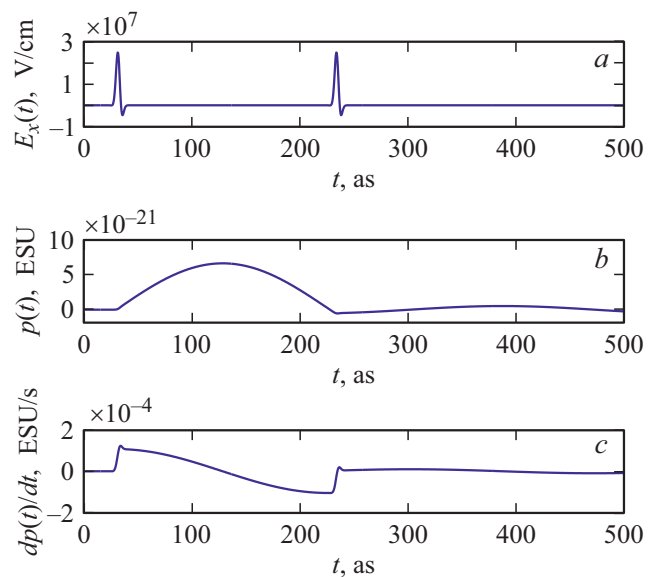


Рис. 2. Полуцикловые рентгеновские импульсы возбуждения E_x , следующие с интервалом $T_0/2$ ($T_0 = 405$ as) (a); поляризация единичного атома p (b), ее производная dp/dt (c). Параметры импульсов возбуждения и среды приведены в таблице.

Как известно, для слоя конечной толщины в пренебрежении эффектами запаздывания это решение можно записать в виде разложения по модам Лиенарда–Вихерта (см. [61–63]). Если среда представляет собой оптически тонкий слой атомов, толщиной $L \ll \lambda_{12,23,13}$, решение (10) упрощается и имеет „локальный“ вид [41]

$$E_a(t) = -\frac{2\pi}{c} LN_0 \frac{\partial}{\partial t} p(t). \quad (11)$$

Ниже мы будем рассматривать именно тонкий слой толщиной L меньше минимальной длины волны переходов 12, 23, 13, а именно $L \approx (1/4)\lambda_{12}$.

Рис. 2 показывает импульсы возбуждения (a) $E_x(t)$, поляризацию одиночного атома (b) $p(t)$ и ее производную по времени (c) $\frac{\partial}{\partial t} p(t)$, форма которой совпадает с аттосекундным импульсом ультрафиолетового излучения. Этот рисунок получен в результате численного решения системы уравнений для матрицы плотности трехуровневой среды (1)–(6) с полем, рентгеновских импульсов (7) при параметрах среды и поля, указанных в таблице. Частоты переходов и дипольные моменты трехуровневой среды брались согласно [64,65] такими же, как в атоме водорода.

Поляризация возбуждается парой одинаковых импульсов, следующих с интервалом $T_0/2$. Она приближенно имеет вид полуволны, рис. 2, b, поскольку первый импульс возбуждает колебания атомной поляризации, а второй импульс девозбуждает (останавливает) их практически полностью на основном переходе 12 и в значительной мере на двух других переходах 23 и 13. Имеющийся на рисунке осциллирующий хвост объясняется в

Параметры модели, используемые в расчетах ($1D \approx 3.335 \cdot 10^{-30} \text{ К} \cdot \text{м}$)

Амплитуда рентгеновских импульсов возбуждения	$E_{0x} = 3 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$
Частота (длина волны)	$\omega_x = 3.77 \cdot 10^{17} \text{ rad/s}$ (длина волны $\lambda_x = 5 \text{ nm}$)
Длительность импульсов возбуждения	$\tau = 3.2 \text{ as}$
Фаза импульсов возбуждения (СЕР)	$\phi = \pi/4$
Частота перехода 12 в атоме водорода (длина волны перехода)	$\omega_{21} = 1.55 \cdot 10^{16} \text{ rad/s}$ ($\lambda_{21} = 121.6 \text{ nm}$)
Дипольный момент перехода 12	$d_{12} = 3.27 \text{ D}$
Частота перехода 13 в атоме водорода (длина волны перехода)	$\omega_{13} = 1.837 \cdot 10^{16} \text{ rad/s}$ ($\lambda_{13} = 102.6 \text{ nm}$)
Дипольный момент перехода 13	$d_{13} = 1.31 \text{ D}$
Частота перехода 23 в атоме водорода (длина волны перехода)	$\omega_{23} = 2.87 \cdot 10^{15} \text{ rad/s}$ ($\lambda_{23} = 656.6 \text{ nm}$)
Дипольный момент перехода 23	$d_{23} = 7.78 \text{ D}$
Концентрация частиц в слое	$N_0 = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Толщина слоя среды	$L = 30 \text{ nm}$

основном вкладом резонансного перехода 13 с периодом $T_{13} = 342 \text{ as}$, на 17% отличающимся от $T_0 = 405 \text{ as}$, и в 2.5 раза меньшим дипольным моментом. В целом после прохождения второго импульса возбуждения атомарная поляризация падает более чем на порядок величины и интенсивность генерируемого ей излучения составляет лишь доли процента от интенсивности излучения в интервале $T_0/2$ между импульсами возбуждения. Поэтому учет третьего уровня несильно влияет на управляемую поляризацию.

Для уяснения сказанного на рис. 3 приведены вклады в полную поляризацию от каждого из рассматриваемых переходов $2d_{12}\Re\rho_{12}$, $2d_{13}\Re\rho_{13}$, $2d_{23}\Re\rho_{23}$ (рис. 3, *a, b, c*) и их сумма — полная поляризация $p(t)$ — (рис. 3, *d*).

Согласно этому рисунку, наибольший вклад в поляризацию дает резонансный переход 1–2 (рис. 3, *a*). Амплитуда вклада от перехода 1–3 примерно в 6 раз меньше (рис. 3, *b*). Вклад от перехода 2–3 имеет амплитуду на 2 порядка меньше амплитуды вклада перехода 1–2 (рис. 3, *c*), и он полностью исчезает после выключения импульсов. Поэтому наибольший вклад в поляризацию среды дает резонансный переход 1–2.

Форму полуволны поляризации между импульсами в случае двухуровневой среды с частотой перехода ω_0 можно приближенно описать синусоидой [15,41]:

$$p(t) = A \sin \omega_0 t, \quad A \equiv \frac{2d_{12}^2}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} E_x(t) \cos \omega_0 t dt. \quad (12)$$

В отсутствие второго импульса данная поляризация существует конечное время T_2 , пока когерентность среды

не разрушится (явление затухания свободной поляризации, free induction decay [19–22]). Импульс поляризации, существующий между рентгеновскими импульсами возбуждения является источником импульса генерируемого поля. Входящая в (11) производная поляризации в случае двухуровневой среды может быть описана одним полупериодом колебаний косинусоида:

$$\dot{p} = \omega_0 A \cos \omega_0 t. \quad (13)$$

Аналогичная косинусоида получается и в трехуровневой среде, см. рис. 2, *c*, поскольку вклад дополнительных переходов незначителен. Форма производной поляризации на рис. 2, *c*, согласно формуле (11), должна повторять форму аттосекундного импульса. Поэтому генерируемый импульс, как и в двухуровневой среде, имеет вид одного полупериода колебаний и длительность $T_0/2 \sim 200 \text{ as}$. При данных амплитудах рентгеновских импульсов возбуждения уровни 2 и 3 среды заселяются очень мало, так как для всех резонансных переходов 12, 23 и 13 среды длительность импульсов меньше периодов осцилляций Раби, величины которых порядка 20, 100 и 50 fs для рассматриваемых переходов соответственно. Поэтому в среде не только нет инверсии населенностей и, следовательно, сверхизлучения Дике, но и пренебрежимо мало падение населенностей возбужденных уровней за время $T_0/2$ высвечиваемого импульса, а следовательно, отсутствуют нелинейные эффекты.

Используя (11)–(13) и усредняя за период колебания квадрат выражения (11), получим полную энергию излученного аттосекундного импульса (в обе стороны оси z

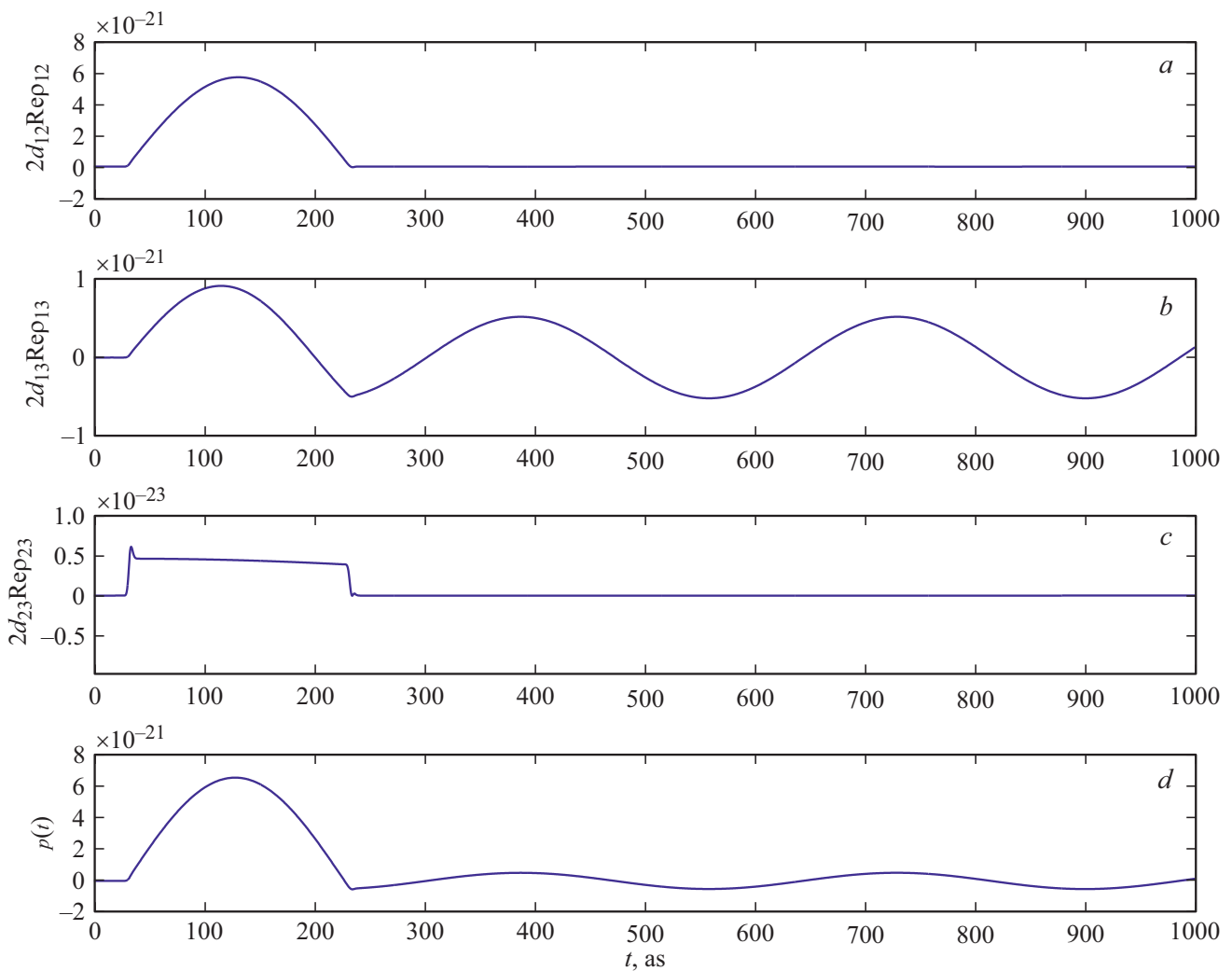


Рис. 3. Временная зависимость вкладов в поляризацию (a): $2d_{12}\Re\rho_{12}$, (b): $2d_{13}\Re\rho_{13}$, (c): $2d_{23}\Re\rho_{23}$ и (d): их сумма — полная поляризация $p(t)$.

в расчете на единичную площадку поперек нее):

$$W = \frac{\pi^3 L^2 N_0^2 A^2}{2\lambda_0}. \tag{14}$$

Видно, что энергия аттосекундного импульса пропорциональна квадрату концентрации излучающих атомов, что говорит об антенном (коллективном) механизме рассматриваемого излучения. Подчеркнем, что в нашем случае излучение аттосекундного импульса, связанное с затуханием свободной поляризации среды (т.е. фактически с кратковременным коллективное спонтанным излучением), происходит между возбуждающими импульсами в отсутствие возбуждения атомов водорода в слое с толщиной меньше длины волны излучения.

Рис. 4 иллюстрирует рассчитанные по формуле (11) формы генерируемых УФ аттосекундных импульсов при различных значениях фазы рентгеновских импульсов возбуждения СЕР ϕ .

Согласно этому рисунку, амплитуда генерируемого импульса не сильно зависит от СЕР импульсов возбуждения. Расчеты показывают, что энергетическая эффективность генерации $\frac{\int E_a^2(t)dt}{\int E_x^2(t)dt}$ при данных параметрах задачи составляет 10^{-9} , длительность импульсов генерации порядка 200 as, максимальная амплитуда порядка 100 V/cm. Для повышения эффективности следует использовать более плотные и/или толстые слои. Однако, как показывают предварительные расчеты, динамика системы в толстом слое существенно иная, чем в случае тонкого слоя. Поэтому рассмотрение поведения системы в оптически толстом слое выходит за рамки настоящей работы, а анализ возможности получения эффективности генерации выше достигнутой с помощью ГВВП ($10^{-4} - 10^{-6}$) требует дальнейших исследований.

Рис. 5 иллюстрирует численно рассчитанную зависимость энергетической эффективности генерации $\frac{\int E_a^2(t)dt}{\int E_x^2(t)dt}$

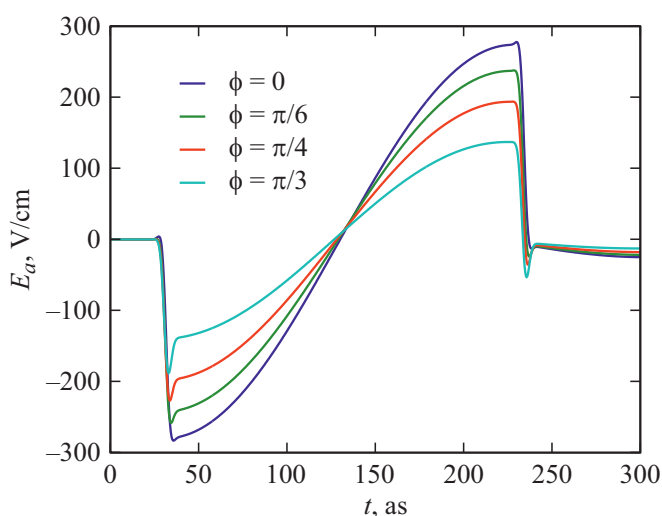


Рис. 4. Рассчитанные формы аттосекундных импульсов излучения E_a при различных значениях СЕР накачки ϕ . Параметры указаны в таблице.

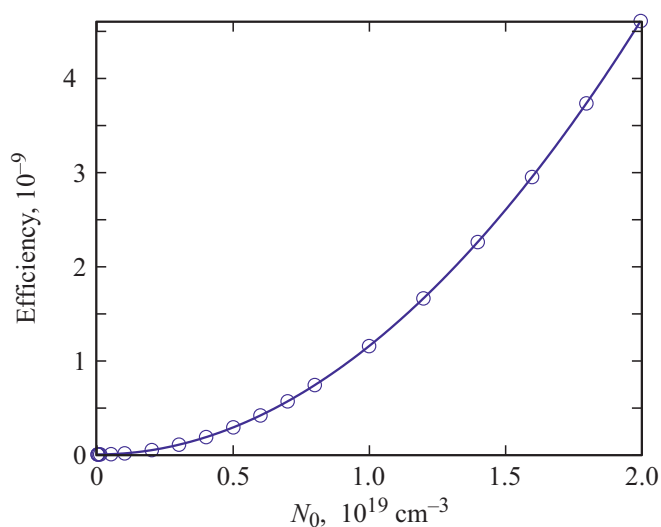


Рис. 5. Зависимость энергетической эффективности генерации импульсов от концентрации атомов в слое N_0 . Остальные параметры расчета указаны в таблице.

от плотности атомов в слое N_0 . Видно, что энергия генерируемого импульса квадратично зависит от концентрации, что вновь говорит о коллективной природе рассматриваемого излучения.

Заключение

В данной работе была рассмотрена возможность получения УФ аттосекундного импульса в трехуровневой оптически тонкой среде, имеющей параметры, соответствующие переходам в атоме водорода. Источником излучения является свободно эволюционирующий импульс поляризации среды, возникающий при возбуждении и

последующем девозбуждении (остановке) УФ колебаний атомных диполей с помощью пары униполярных рентгеновских импульсов. Излучение аттосекундного импульса происходит коллективно при участии всех атомов среды в оптически тонком образце и в отсутствие возбуждающего поля. Интенсивность получаемого ультрафиолетового импульса пропорциональна квадрату концентрации частиц в слое и соответствует антенному (коллективному) механизму излучения в условиях кратковременного существования дипольных осцилляций атомных излучателей с длительностью порядка полупериода основного перехода в атоме водорода.

Рассмотренный в данной работе метод получения одиночного УФ аттосекундного импульса за счет коллективного спонтанного излучения атомов среды, сфазированно возбужденных парой униполярных импульсов, может служить альтернативным методом по отношению к генерации гармоник высокого порядка (ГВП), что тем самым расширяет возможности применения униполярного света в физике.

Благодарность

Авторы выражают благодарность Вл.В. Кочаровскому, Е.Р. Кочаровской и С.А. Пулькину за полезные обсуждения и ценные замечания.

Финансирование работы

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-19-01097-П.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Corkum P.B., Krausz F.* // Nature Physics. 2007. V. 3 (6). P. 381.
- [2] *Krausz F., Ivanov M.* // Rev. Mod. Phys., 2009. V. 81. P. 163.
- [3] *Nisoli M., Sansone G.* // Progress in Quantum Electronics 2009. V. 33. P. 17–59
- [4] *Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J.* // Nature Photon. 2012. V. 6. P. 304.
- [5] *Calegari F. et al.* // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. 2016. V. 49. N 6. P. 062001.
- [6] *Hassan M.T., Luu T.T., Moulet A., Raskazovskaya O. et al.* // Nature. 2016. V. 530. P. 66.
- [7] *Gaumnitz T., Jain A., Pertot Y., Huppert M., Jordan I., Ardana-Lamas F., Wörner H.J.* // Optics Express. 2017. V. 25. N 22. P. 27506–27518.
- [8] *Xu J., Shen B., Zhang X. et al.* // Sci. Rep. 2018. V. 8. P. 2669.
- [9] *Tibai Z., Tóth G., Nagyvárad A., Gyöngy A., Fülöp J.A., Hebling J., Almási G.* Frontiers in Physics. 2018. V. 6. P. 140.
- [10] *Ramasesha K., Leone S.R., Neumark D.M.* // Annu. Rev. Phys. Chem. 2016. V. 67. P. 41.

- [11] Krüger M., Lemell C., Wachter G., Burgdörfer J., Hommelhoff P. // J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Physics. 2018. V. 51. N 17. P. 172001.
- [12] Garg M., Kern K. // Science. 2020. V. 367. N 6476. P. 411–415.
- [13] Jiang W.C., Tong X.M., Pazourek R., Nagele S., Burgdörfer J. // Physical Review A. 2020. V. 101. N 5. P. 053435.
- [14] Arkhipov M.V., Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Babushkin I.V., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N. // Opt. Lett. 2017. V. 42. N 11. P. 2189–2192.
- [15] Pakhomov A.V., Arkhipov R.M., Babushkin I.V., Arkhipov M.V., Tolmachev Yu.A., Rosanov N.N. // Phys. Rev. A. 2017. V. 95. P. 013804
- [16] Архипов Р.М., Пахомов А.В., Архипов М.В., Бабушкин И., Толмачев Ю.А., Розанов Н.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. № 6. С. 388–400; Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Babushkin I., Tolmachev Yu.A., Rosanov N.N. // JETP Lett. 2017. V. 105. № 6. P. 408–418.
- [17] Pakhomov A.V., Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N. // Sci. Rep. 2019. V. 9 (1). P. 7444.
- [18] Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Arkhipov M.V., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N., Babushkin I. // Phys. Rev. A. 2020. V. 101. N 4. P. 043838.
- [19] Hahn E.L. // Phys. Rev. 1950. V. 77. P. 297.
- [20] Brewer R.G., Shoemaker R.L. // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27. P. 631.
- [21] Brewer R.G., Shoemaker R.L. // Phys. Rev. A. 1972. V. 6. P. 2001.
- [22] Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978; Allen L., Eberly J.H. Optical resonance and two-level atoms. N. Y.: Wiley, 1975.
- [23] Воскресенский Д.И. и др. Антенны и устройства СВЧ. 2-е изд. М.: Радиотехника, 2006;.
- [24] Fujimoto K. Mobile antenna systems handbook. Third edition. 2008 Artech. House, Inc., 2008.
- [25] Шишлов А.В. и др. ЖУРНАЛ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ, ISSN 1684–1719, N 7, 2018.
- [26] Кочаровский В.В., Железняков В.В., Кочаровская Е.Р., Кочаровский В.В. // УФН. 2017. Т. 187. С. 367–410; Kocharovskiy V.V., Zheleznyakov V.V., Kocharovskaya E.R., Kocharovskiy V.V. // Phys. Usp. 2017. V. 60. P. 345–384.
- [27] Dicke R.H. // Phys. Rev. 1954. V. 93. P. 99.
- [28] Blombergen N., Pound R.V. // Phys. Rev. 1954. V. 95. P. 8.
- [29] Shishmarev D., Otting G.J. // Magn. Reson. 2011. V. 213. P. 76.
- [30] Krishnan V., Murali N. // Prog. Nucl. Magn. Reson. Spectrosc. 2013. V. 68. P. 41.
- [31] Ren L. et al. // Phys. Rev. B. 2013. V. 87. P. 161401.
- [32] Leymann H.A.M., Foerster A., Jahnke F., Wiersig J., Gies C. Phys. Rev. Applied. 2015. V. 4. P. 044018.
- [33] Rehler N.E., Eberly J.H. // Phys. Rev. A. 1971. V. 3. P. 1735.
- [34] Bonifacio R., Lugiato L. // Phys. Rev. A. 1975. V. 11. P. 1507.
- [35] Mac Gillivray J.C., Feld M.S. // Phys. Rev. A. 1976. V. 14. P. 1169.
- [36] Gross M., Haroche S. // Physics Reports. 1982. V. 93. P. 301.
- [37] Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. Кооперативные явления в оптике: Сверхизлучение. Бистабильность. Фазовые переходы. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988); Andreev A.V., Emel'yanov V.I., Il'inskiy Yu.A. Collective Effects in Optics: Superradiance and Phase Transitions. Bristol: Institute of Physics Publishing, 1993.
- [38] Benedict M.G., Ermolaev A.M., Malyshev V.A., Sokolov I.V., Trifonov E.D. Super-radiance Multiatomic Coherent Emission, CRC Press, 1996.
- [39] Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский В.В. // УФН. 1989. Т. 159. С. 193–260; Zheleznyakov V.V., Kocharovskii V.V., Kocharovskii V.V. // Sov. Phys. Usp. 1989. V. 32. P. 835–870.
- [40] Ariunbold G.O., Yang W., Sokolov A.V., Sautenkov V.A., Scully M.O. // Phys. Rev. A. 2012. V. 85. P. 023424.
- [41] Архипов Р.М., Архипов М.В., Бабушкин И., Пахомов А.В., Розанов Н.Н. // Опт. Спектр. 2020. Т. 128. В. 4. С. 541–547; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I., Pakhomov A.V., Rosanov N.N. // Optics and Spectroscopy. 2020. V. 128. N 4. P. 529–535.
- [42] Ginzburg V.L., Zheleznyakov V.V. // Comments Astrophys. Space Sci. 1970. V. 2. P. 197.
- [43] Ginzburg V.L., Zheleznyakov V.V. Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1975. V. 13. P. 511.
- [44] Bloch F. // Phys. Rev. 1946. V. 70. P. 460.
- [45] Eberly J.H. // Am. J. Phys. 1972. V. 40. P. 1374.
- [46] Orszag M. J. Phys. A: Math. Gen. V. 1979. V. 12. P. 2205.
- [47] Mak A., Shamuilov G., Sal'en P., Dunning D., Hebling J., Kida Y., Kinjo R., McNeil B.W., Tanaka T., Thompson N. et al. // Reports on Progress in Physics. 2019. V. 82. P. 025901.
- [48] Dunning D.J., McNeil B.W.J., Thompson N.R. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. N 10. P. 104801.
- [49] Бессонов Е.Г. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 3. С. 852–858. 1981; Bessonov E.G. // Sov. Phys. JETP. 1981. V. 53. N 3. P. 433–436.
- [50] Архипов Р.М., Архипов М.В., Шимко А.А., Пахомов А.В., Розанов Н.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. № 10. С. 9–20; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Shimko A.A., Pakhomov A.V., Rosanov N.N. // JETP Lett. 2019. V. 110. N 1. P. 15–24.
- [51] Архипов Р.М., Архипов М.В., Розанов Н.Н. // Квант. Электрон. 2020, 50(9). С. 801–815; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Rosanov N.N. // Quantum Electron. 2020, 50(9). P. 801–815.
- [52] Chai X., Ropagnol X., Raeis-Zadeh S. M., Reid M., Safavi-Naeini S., Ozaki T. // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. N 14. P. 143901.
- [53] Розанов Н.Н. // Опт. Спектр. 2018. Т. 124. № 1. С. 75–77; Rosanov N.N. // Opt. Spectr. 2018. V. 124. N 1. P. 72–74.
- [54] Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N. // Opt. Lett. 2019. V. 44. N 5. P. 1202.
- [55] Розанов Н.Н., Высотина Н.В. // ЖЭТФ. 2020. Т. 157. N 1. С. 63–66; Rosanov N.N., Vysotina N.V. // JETP. 2020. V. 130. N-1. P. 52–55.
- [56] Arkhipov R., Pakhomov A., Arkhipov M., Demircan A., Morgner U., Rosanov N., Babushkin, I. // Optics Express. 2020. V. 28. N 11. P. 17020–17034.
- [57] Arkhipov R., Pakhomov A., Arkhipov M., Rosanov N. // Las. Phys. Lett. 2020, in press.
- [58] Архипов Р.М., Архипов М.В., Розанов Н.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. В. 9. С. 586–590; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Rosanov N.N. // JETP. Lett. 2020. V. 111. N 9. P. 484–488.
- [59] Яриу А. Квантовая электроника. М.: Сов. радио. 1980. Yariv A. Quantum electronics. Wiley, 1989.
- [60] Розанов Н.Н. Диссипативные оптические солитоны от микро- к нано- и атто-. М.: Физматлит. 2011.

- [61] *Manassah J.T.* // Phys. Rev. A. 2014. V. 89. P. 053815.
- [62] *Manassah J.T.* // Phys. Lett. A. 2014. V. 378. P. 2085.
- [63] *Manassah J.T.* // Phys. Rev A. 2014. V. 90. P. 065801.
- [64] *Фриш С.Э.* Оптические спектры атомов. М.-Л.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1963.
- [65] *Собельман И.И.* Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука. 1977.