09

Генерация униполярного импульса в газе субцикловым ИК-фемтосекундным импульсом

© Р.М. Архипов[1], М.В. Архипов[1], А.А. Ланин[2,3], С.В. Федоров[1], А.Б. Федотов[2,3], Н.Н. Розанов[1]

[1] ФТИ им. А.Ф. Иоффе,
Санкт-Петербург, Россия
[2] МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет,
Москва, Россия
[3] Российский квантовый центр,
Сколково, Россия

e-mail: arkhipovrostislav@gmail.com, mikhail.v.arkhipov@gmail.com, lanin@physics.msu.ru, sfedorov2006@bk.ru, a.b.fedotov@physics.msu.ru, nnrosanov@mail.ru

Поступила в редакцию 19.06.2026 г.
В окончательной редакции 18.08.2026 г.
Принята к публикации 24.08.2026 г.

На основе численного решения временного уравнения Шредингера теоретически исследована генерация полуциклового униполярного импульса в атоме водорода при возбуждении субцикловым ИК-фемтосекундным импульсом (800 nm, 1.8 μm). Показано, что механизм излучения включает последовательные стадии: туннельную ионизацию и ускорение электрона первой полуволной, его торможение второй полуволной и мягкое перерассеяние. В результате формируется униполярный всплеск производной дипольного момента длительностью порядка 1 fs. Макроскопическое моделирование на основе самосогласованного решения уравнений кинетики плазмы и волнового уравнения демонстрирует возможность управления формой отклика за счёт изменения толщины газового слоя. Исследован гауссов профиль концентрации нейтральных атомов, приводящий к формированию гладкого униполярного импульса колоколообразной формы. Трёхмерное моделирование подтверждает одномерный характер движения электрона. Обнаружено, что амплитуда и полярность униполярного отклика критически зависят от фазы несущей относительно огибающей (carrier-envelope phase, CEP) возбуждающего импульса, а её случайные флуктуации полностью разрушают эффект. Обсуждается возможность распространения механизма на твёрдотельные структуры. Полученные результаты открывают перспективы для создания источников униполярных импульсов в аттосекундной физике и петагерцовой электронике.

Ключевые слова: туннельная ионизация, полуцикловые импульсы, униполярные импульсы, аттосекундная физика, уравнение Шредингера, фемтосекундные импульсы, градиентные материалы, физика плазмы, неоднородная плазма.

DOI: 10.61011/OS.2026.09.63818.10082-26

Введение

Генерация субцикловых электромагнитных импульсов с длительностью менее периода поля является одной из ключевых задач современной аттосекундной физики [1–7]. Такие импульсы открывают возможности для управления сверхбыстрой динамикой зарядов в веществе с высоким временным разрешением, недоступным при использовании обычных многоцикловых импульсов [8–12], позволяют эффективно получать генерацию гармоник высокого порядка в твёрдых телах [13] и улучшать их свойства [14], а также управлять плазменной нелинейностью в твёрдом теле [15] при генерации новых спектральных компонент. Помимо этого, применение субцикловых импульсов открывает уникальные возможности для управления интерференцией электронных волновых пакетов, включая голографические методы реконструкции атомных и молекулярных структур [16]. Однако обычные субцикловые импульсы, хотя и имеют длительность менее периода поля, содержат несколько полуволн противоположной полярности напряжённости электрического поля.

Особый интерес в этих исследованиях занимают так называемые полуцикловые (униполярные) импульсы — из одной полуволны напряжённости поля одной полярности, обладающие ненулевой электрической площадью $\mathbf{S}_E = \int \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)dt$ ($\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ — напряженность электрического поля в данной точке пространства $\mathbf{r}$ [17]). Они способны оказывать однонаправленное силовое воздействие на заряженные частицы на временах, меньших периода оптического колебания. Это открывает перспективы для прямого управления электронной динамикой в атомах [18–19], молекулах [20], наноструктурах [21], квантовых кубитах [22], а также для сверхбыстрого переключения состояний среды [23] и петагерцовой оптоэлектроники [24]. Результаты ранних исследований в этой области представлены в обзорах [17,22,25–26], монографиях [27–28] и цитируемой литературе.

В последние годы было разработано множество методов получения униполярных и квазиуниполярных им-

пульсов: фурье-синтез широкополосного суперконтинуума [29], отражение от лазерно-индуцированных плазменных зеркал [30–32], обратное комптоновское рассеяние быстрых электронов, тормозное излучение быстрых электронов в двойной мишени [33] и другие схожие механизмы [34–38]. Однако микроскопический механизм генерации полуциклового излучения на уровне отдельного атома долгое время оставался невыясненным.

Недавно в работах [39,40] на основе численного решения одномерного уравнения Шредингера для квантовой системы при возбуждении 300 nm импульсом было показано, что последовательность „ионизация–ускорение–торможение–мягкое перерассеяние“ приводит к возникновению квазиуниполярного всплеска излучения. Однако переход к более длинноволновому ИК-возбуждению (800 nm, 1.8 μm) принципиально важен для экспериментальной реализации, поскольку субцикловые импульсы в ближнем ИК-диапазоне могут быть получены методом самокомпрессии в газонаполненных полых фотонно-кристаллических волокнах [9,12,41,42]. Кроме того, именно на длине волны 800 nm работают стандартные титан-сапфировые лазерные системы, что делает предсказания проверяемыми экспериментально.

В настоящей работе мы, по нашим сведениям, впервые (в рамках одномерной модели) исследуем генерацию полуциклового униполярного импульса в одномерном атоме при возбуждении субцикловым фемтосекундным ИК-импульсом (FWHM) на центральной длине волны 800 nm и 1.8 μm. Численное решение нестационарного уравнения Шредингера позволяет проследить эволюцию электронной плотности, дипольного момента и излучаемого поля. Установлены пороговые зависимости амплитуды излучения от напряжённости поля и длительности импульса.

Макроскопическое описание генерации униполярных импульсов в протяжённых средах выполнено на основе самосогласованного решения кинетики плазмы и волнового уравнения второго порядка. Показано, что увеличение толщины газового слоя приводит к трансформации гладкого полуциклового импульса в импульс почти прямоугольной формы с плоской вершиной, что демонстрирует возможность управления формой отклика за счёт изменения геометрии среды. Результаты имеют значение в аттосекундной физике и задачах световой электроники, оперирующей на сверхбыстрых петагерцовых частотах [23,24]. Наряду с однородным профилем концентрации атомов рассмотрен гауссов профиль концентрации, реализуемый в газовых струях, и показано, что он обеспечивает формирование гладкого униполярного отклика с колоколообразной формой. Для верификации одномерного приближения выполнено прямое численное решение трёхмерного уравнения Шредингера для атома водорода, подтверждающее основные стадии механизма: ионизацию, ускорение, торможение и мягкое перерассеяние электрона.

Исследовано влияние фазы несущей относительно огибающей ϕ (carrier-envelope phase, CEP) возбуждающего импульса на генерацию униполярного отклика. Показано, что максимальная амплитуда униполярного импульса достигается при фазах $\phi = 0$ и $\phi = \pi$, причём полярность отклика переключается на противоположную при изменении фазы на π. Обнаружено, что линейное изменение фазы за время импульса (чирп) подавляет униполярный отклик системы, а случайные флуктуации фазы полностью разрушают отклик. Таким образом, стабилизация CEP является критическим условием для эффективной генерации униполярных импульсов.

Отметим, что предложенный механизм не ограничивается газовыми средами. Благодаря аналогичной экспоненциальной структуре скорости туннельной ионизации в твёрдых телах (теория Келдыша), он может быть реализован в полупроводниковых пластинах и градиентных многослойных структурах, что открывает перспективы создания чиповых источников униполярных импульсов.

Модель и рассматриваемая система

Рассматривается вертикальная газовая струя (рис. 1), на которую нормально падает субцикловый импульс из двух полуволн противоположной полярности (биполярный) вида

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} \sin(\omega t). \tag{1}$$

Центральная частота импульса в расчетах ниже лежала в ИК-диапазоне (800 nm и 1.8 μm), его длительность τ и амплитуда E_0 менялись в расчетах. Возможность получения таких импульсов с длительность порядка 1–2 fs и менее за счёт нелинейной самокомпрессии в газонаполненных фотонно-кристаллических волокнах показана в работах [9,41–44].

Рассматривается оптически тонкий слой атомов толщиной порядка или менее пространственной длины падающего импульса (рис. 1). На сегодняшний день возможно изготовление газовых сопел с диаметром 1 μm и менее [45,46]. Современные технологии 3D-печати позволяют создавать сопла субмикронного диаметра [47]. Например, для импульса длительностью 1 fs его пространственная протяжённость составляет около 0.3 μm, что вполне может быть сравнимо с диаметром струи. Такая геометрия обеспечивает взаимодействие импульса практически со всем объёмом газа без существенного искажения формы импульса при распространении.

Отклик атома на падающее поле рассчитывается с помощью численного решения одномерного нестационарного уравнения Шредингера:

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Psi(x,t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m_e}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) - exE(t)\right]\Psi(x,t), \tag{2}$$

где $\Psi(x,t)$ — волновая функция электрона, e — его заряд, m_e — масса электрона. $V(x)$ — потенциал взаимодействия электрона с ядром. Для атома водорода

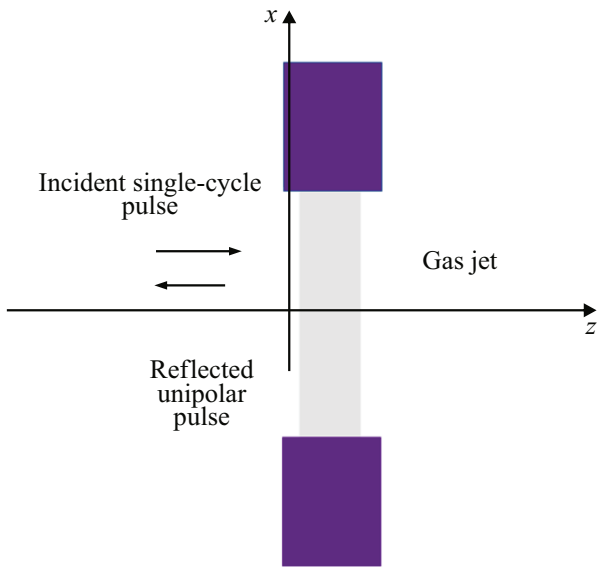


Рис. 1. Схема генерации полуциклового униполярного импульса.

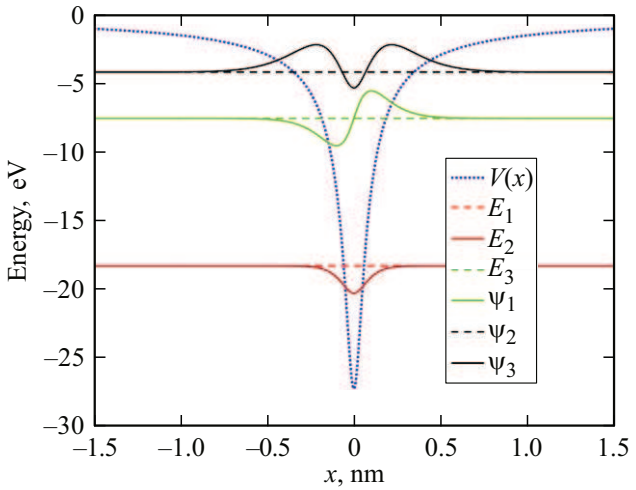


Рис. 2. Форма потенциала, собственные функции и соответствующие собственные значения энергии первых трех состояний.

использован смягчённый кулоновский потенциал (soft-core) (рис. 2):

$$V(x) = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{\sqrt{x^2+a^2}} \qquad (3)$$

с параметром сглаживания $a = 1$ a.e. ($a_0 \approx 0.529$ Å), обеспечивающим энергии связанных состояний $E_1 = -18.23$ eV, $E_2 = -7.48$ eV и $E_3 = -4.12$ eV. Переход $1-2$ соответствует длине волны 115.5 nm, что близко к атомарному водороду (120 nm).

Численное интегрирование уравнения (2) выполнено методом расщепления по времени (split-step) на равномерной сетке с шагом $dx = 0.1$ a.e. в области $|x| \le 1000$ a.e. Для предотвращения отражений от границ использован комплексный поглощающий потенциал. Шаг по времени составлял $dt = 0.005$ a.e. На каждом шаге вычислялись дипольный момент $P(t) = e\langle\Psi|x|\Psi\rangle$ и его первая производная по времени dP/dt.

В одномерном приближении, справедливом в ближней зоне, напряженность отраженного поля пропорциональна первой производной от поляризации (плотности тока) [48]:

$$E_r(z,t) = -\frac{2\pi}{c}\int_{z_1}^{z_2}\frac{\partial}{\partial t}P\left(z', t - \frac{z-z'}{c}\right)dz'. \qquad (4)$$

Интегрирование в (4) проводится вдоль слоя. Физический смысл решения одномерного волнового уравнения (2) заключается в том, что поле отражённой волны есть сумма элементарных импульсов тока, наведенных падающим излучением в каждом слое газовой среды. Очевидно, в случае тонкого слоя толщиной d с концентрацией атомов N_0 (4) записывается в виде

$$E_r(z,t) = -\frac{2\pi}{c}dN_0P(t), \qquad (5)$$

где $P(t) = e\langle\psi(x,t)|x|\Psi(x,t)\rangle$ — дипольный момент единичного атома, вычисляемый из решения уравнения Шредингера (2).

Применяемое ниже одномерное приближение является общепринятым в физике униполярных импульсов, физически корректно и подтверждено экспериментально [17,25–27,30,49–51]. Действительно, как показано в этих работах, униполярные импульсы существуют в ближней зоне на расстояниях порядка диаметра возбуждающего лазерного пучка, что хорошо описывается в рамках одномерной модели. Таким образом, используемый подход адекватно отражает физику исследуемого явления.

Применение одномерного уравнения Шредингера также является оправданным в задачах взаимодействия сильных фемтосекундных лазерных полей с различными системами [52–55]. Физически это связано с тем, что движение электрона под действием линейно поляризованного лазерного импульса происходит вдоль его оси поляризации, т.е. является по сути одномерным. Спектры генерации высоких гармоник, рассчитанные на основе одномерного и трёхмерного уравнений Шредингера, хорошо согласуются друг с другом [56,57]. Результаты расчётов, полученные с применением одномерного уравнения Шредингера при генерации высоких гармоник в металлических наночастицах, находятся в согласии с экспериментами [58,59]. Это подтверждает обоснованность используемого в настоящей работе приближения.

Результаты расчетов для импульса на длине волны 800 nm

В данном разделе центральная частота импульсов $\omega = 2.35 \cdot 10^{15}$ rad/s соответствует центральной длине

волны импульса $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega} = 800\,\text{nm}$. Результаты расчётов для различных амплитуд E_0 и длительностей τ представлены на рис. 3, 4 соответственно. Во всех случаях наблюдается формирование полуциклового униполярного всплеска производной $-dP/dt$, пропорциональной излучаемому полю в ближней зоне. Механизм генерации включает последовательные стадии: туннельную ионизацию первой полуволной, ускорение электронного волнового пакета, его торможение второй полуволной и мягкое перерассеяние на атомном остатке.

С ростом амплитуды поля униполярный отклик становится всё более выраженным (рис. 3). Наблюдается пороговая зависимость по амплитуде возбуждения: при малых E_0 ионизация недостаточна, и отклик слабо выражен. При $E_0 \geq 2 \cdot 10^{11}\,\text{V/m}$ формируется чёткий полуцикловой импульс с длинным слабым задним фронтом отрицательной полярности. Аналогичный по-

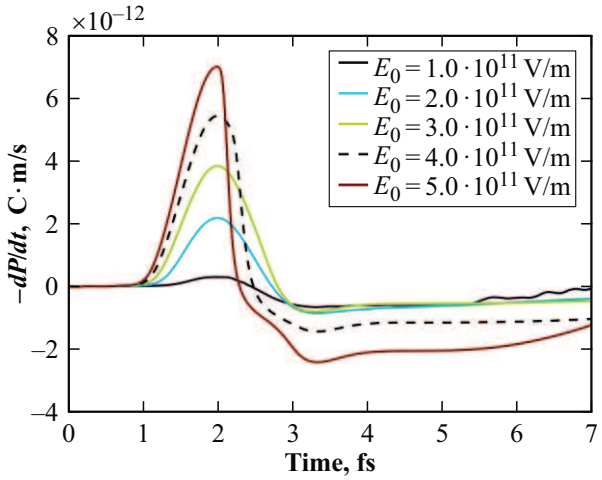


Рис. 3. Зависимость первой производной поляризации $-dP/dt$ от времени при различных амплитудах падающего импульса E_0. Длительность $\tau = 1\,\text{fs}$.

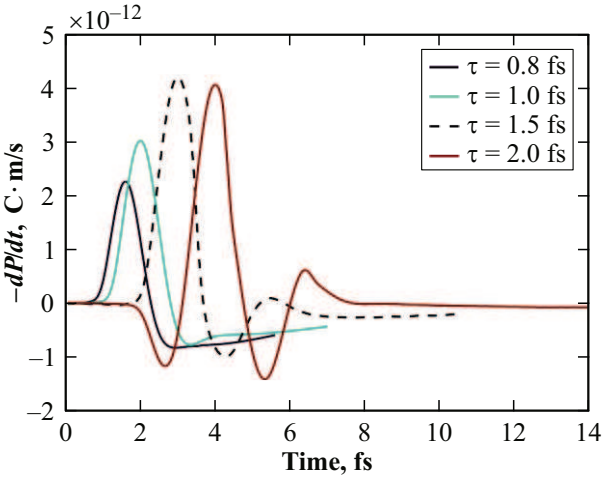


Рис. 4. Зависимость первой производной поляризации $-dP/dt$ от времени при различных длительностях падающего импульса τ. Амплитуда возбуждения $E_0 = 2.5 \cdot 10^{11}\,\text{V/m}$.

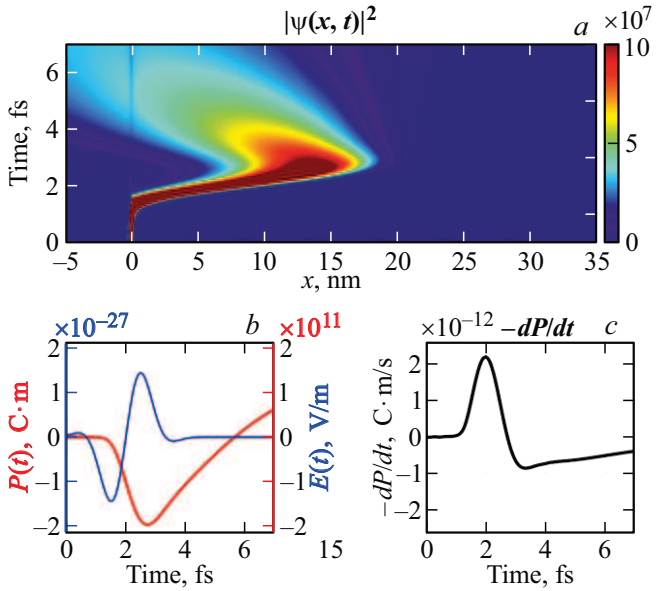


Рис. 5. Результаты численного решения одномерного уравнения Шредингера для одномерного атомного потенциала при воздействии лазерного импульса ($\lambda = 800\,\text{nm}$, $E_0 = 2 \cdot 10^{11}\,\text{V/m}$, $\tau = 1\,\text{fs}$). (a) Эволюция плотности вероятности $|\Psi(x,t)|^2$; (b) индуцированная поляризация $P(t)$ (красная кривая) и возбуждающее поле $E(t)$ (синяя кривая); (c) производная поляризации $J \sim -dP/dt$, пропорциональная излучаемому полю.

рог наблюдается и по длительности возбуждающего импульса (рис. 4). С уменьшением τ униполярный отклик становится более выраженным. Это связано с тем, что для реализации механизма генерации униполярного излучения падающий импульс должен иметь строго определённую одноцикловую форму — состоять из двух полуволн противоположной полярности. При увеличении длительности (более двух оптических циклов) в отклике появляются дополнительные осцилляции, связанные с многократными актами ионизации и возврата электрона. Таким образом, форма отклика существенно трансформируется при изменении параметров возбуждающего импульса, что свидетельствует о возможности управления униполярным излучением за счёт выбора амплитуды и длительности накачки.

Для иллюстрации микроскопического механизма генерации — ускорения, торможения и перерассеяния — на рис. 5 представлена (a) пространственно-временная динамика квадрата модуля волновой функции $|\Psi(x,t)|^2$, (b) падающего импульса и индуцированной поляризации, а также (c) её первой производной (плотности тока, пропорциональной отражённому полю). Первая полуволна падающего поля быстро ионизует электрон, что проявляется в виде мощного всплеска плотности вероятности, направленного вправо (рис. 5, a). В момент времени около 2 fs поле меняет знак, и вторая (тормозящая) полуволна останавливает волновой пакет. Затем

пакет разворачивается, движется обратно к потенциальной яме и рассеивается на ней.

Это отражается в расплывании пакета в области расположения ямы, что отчетливо видно на рис. 5, *a*. Дипольный момент атома $P(t)$ (красная линия на рис. 5, *b*) меняется скачком в результате ионизации, затем меняет знак из-за движения электрона в сторону ямы. Производная поляризации $J \sim -dP/dt$, пропорциональная излучаемому полю (рис. 5, *c*), имеет вид полуволны одной полярности с затухающим задним фронтом отрицательной полярности. Таким образом, данный механизм лежит в основе генерации полуцикловых импульсов в атомных системах.

Генерация униполярных импульсов при возбуждении субцикловыми импульсами на длине волны $1.8\,\mu$m

Для проверки реализуемости предложенного механизма в условиях близких к современным экспериментальным возможностям было выполнено численное решение одномерного уравнения Шредингера для одномерного атома, возбуждаемого субцикловым импульсом с параметрами, соответствующими работе [9].

В указанной работе методом солитонной самокомпрессии в газонаполненном антирезонансном полом световоде получены импульсы с центральной длиной волны $\lambda = 1.8\,\mu$m $(\omega = 2\pi c/\lambda \approx 1.05 \cdot 10^{15}$ rad/s), длительностью $\tau \approx 2.5$ fs (FWHM интенсивности), что составляет 0.42 оптического цикла, и пиковой мощностью $P \approx 2.1$ GW. При фокусировке в пятно диаметром $\sim 10\,\mu$m это соответствует амплитуде поля $E_0 \approx 2.5 \cdot 10^{11}$ V/m и интенсивности $I \approx 8.3 \cdot 10^{15}$ W/cm^2, что достаточно для туннельной ионизации аргона.

Параметр сглаживания в этой серии численных расчётов выбран $a = 2$ a.e., так как импульс стал длинноволновым. Полученные энергии связанных состояний составляют $E_1 \approx -10.1$ eV, $E_2 \approx -5.3$ eV, $E_3 \approx -3.2$ eV, а длины волн переходов равны $\lambda_{12} \approx 256$ nm, $\lambda_{13} \approx 179$ nm, $\lambda_{23} \approx 595$ nm. Энергия связи основного состояния (≈ 10 eV) соответствует характерным значениям для инертных газов. При этом отсутствует прямая привязка к конкретному химическому элементу, так как целью работы является качественное исследование механизма генерации униполярного отклика, а не точное воспроизведение спектральных характеристик реального атома.

Для демонстрации зависимости униполярного отклика от амплитуды возбуждающего поля были выполнены расчёты для субциклового ИК-импульса с центральной длиной волны $\lambda = 1.8\,\mu$m и длительностью $\tau = 2.5$ fs, что соответствует параметрам, достигнутым в эксперименте [9]. Амплитуда поля варьировала в диапазоне $E_0 = (0.3{-}1.0) \cdot 10^{11}$ V/m.

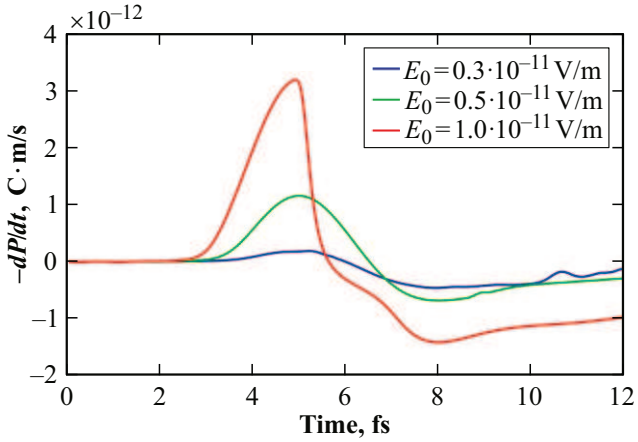


Рис. 6. Зависимость от времени первой производной поляризации $-dP/dt$ при различных амплитудах падающего импульса E_0. Длительность импульса $\tau = 2.5$ fs.

На рис. 6 представлены временные зависимости производной $-dP/dt$ (пропорциональной излучаемому полю) для указанных амплитуд. Видно, что во всех случаях формируется униполярный импульс, длительность которого составляет около 1 fs. С ростом амплитуды поля амплитуда униполярного всплеска возрастает, при этом его форма остаётся качественно неизменной. При $E_0 = 1.0 \cdot 10^{11}$ V/m отклик становится наиболее выраженным. Полученные результаты показывают, что при параметрах, реально достижимых в современных экспериментах по солитонной самокомпрессии в газонаполненных фотонно-кристаллических волокнах, атом водорода генерирует чёткий униполярный полуцикловой импульс. Это подтверждает возможность экспериментальной проверки предложенного механизма.

На рис. 7 представлены результаты расчётов для $E_0 = 1.0 \cdot 10^{11}$ V/m. На панели (*a*) показана эволюция плотности вероятности $|\Psi(x,t)|^2$ вдоль координаты x (в нанометрах) во времени (в фемтосекундах). Видно, что первая полуволна импульса ионизует атом и ускоряет волновой пакет в положительном направлении. Затем поле меняет знак, и вторая полуволна тормозит пакет, после чего он разворачивается и движется обратно к потенциальной яме, где происходит мягкое перерассеяние.

На панели (*b*) приведены временные зависимости падающего поля $E(t)$ (синяя кривая) и индуцированной поляризации $P(t)$ (красная кривая). Поляризация испытывает резкий скачок в момент ионизации, а затем медленно спадает. На панели (*b*) показана производная $-dP/dt$ (пропорциональная излучаемому полю в ближней зоне), которая представляет собой чёткий полуцикловой униполярный импульс с длительностью около 1 fs и отрицательным задним фронтом. Таким образом, результаты моделирования показывают, что субцикловые ИК-импульсы, уже полученные экспериментально, способны инициировать униполярный отклик в атоме во-

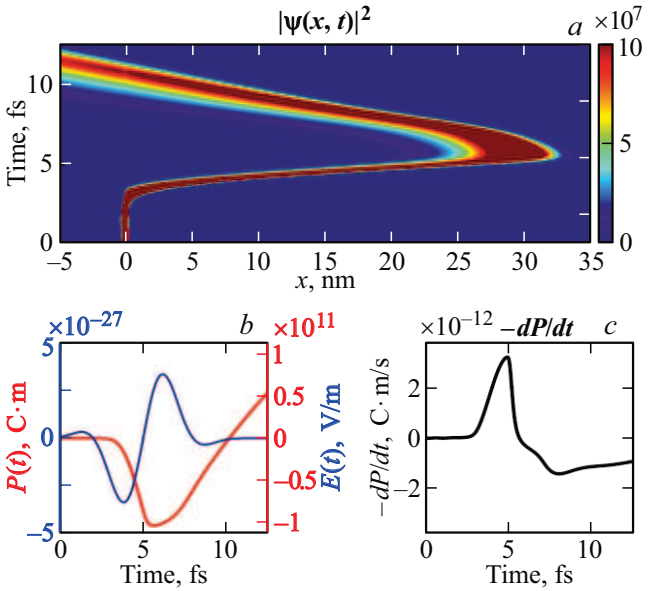


Рис. 7. Результаты численного решения одномерного уравнения Шредингера для одномерного атомного потенциала при воздействии лазерного импульса ($\lambda = 1.8\,\mu$m, $E_0 = 1 \cdot 10^{11}$ V/m, $\tau = 2.5$ fs). (*a*) Эволюция плотности вероятности $|\Psi(x,t)|^2$; (*b*) индуцированная поляризация $P(t)$ (красная кривая) и возбуждающее поле $E(t)$ (синяя кривая); (*c*) производная поляризации $J \sim -dP/dt$.

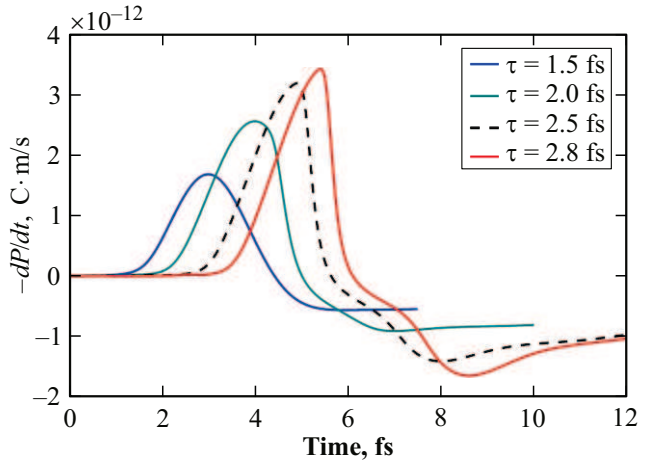


Рис. 8. Временная зависимость первой производной поляризации $-dP/dt$ при различных длительностях падающего импульса τ. Амплитуда возбуждения $E_0 = 1 \cdot 10^{11}$ V/m.

дорода, что открывает путь к прямой экспериментальной проверке предложенного механизма.

Для исследования влияния длительности возбуждающего импульса на форму униполярного отклика были выполнены расчёты для субциклового ИК-импульса с центральной длиной волны $\lambda = 1.8\,\mu$m и фиксированной амплитудой $E_0 = 1.0 \cdot 10^{11}$ V/m. Длительность импульса τ варьировала в диапазоне от 1.5 до 2.8 fs. На рис. 8 представлены временные зависимости производной $-dP/dt$ для указанных длительностей. Видно, что с уменьшением длительности возбуждения полуцикловый отклик становится более выраженным, как и в предыдущем разделе.

Численное моделирование генерации униполярных импульсов в протяженном слое газовой плазмы с учетом эффектов распространения

В предыдущем разделе рассматривался оптически тонкий слой газа, где эффектами распространения лазерного импульса можно было пренебречь. Такое приближение оправдано для сверхкоротких импульсов и малых толщин среды, когда искажением формы импульса при прохождении через газ можно пренебречь. Однако при увеличении толщины газового слоя или плотности среды становятся существенными процессы пространственно-временной эволюции импульса, включая нелинейное поглощение и дисперсионное расплывание.

В данном разделе представлены результаты численного моделирования генерации униполярных импульсов в протяжённом слое газовой плазмы с полным учётом эффектов распространения. Моделирование основано на самосогласованном решении волнового уравнения второго порядка (10) совместно с кинетическими уравнениями для концентрации электронов $n_e(z,t)$ (6), их скорости (8) $V_e(z,t)$ и плотности тока $J(z,t)$ (9), а также скорости туннельной ионизации $W_{\mathrm{ADK}}[|E(z,t)|]$, рассчитываемой в рамках модели Аммосова–Делоне–Крайнова (АДК) (7). Такой подход позволяет описать как прямую, так и отражённую волны, что критически важно для субцикловых импульсов. Указанная система уравнений имеет вид [30–32,60–63]

$$\frac{\partial}{\partial t} n_e(z,t) = W_{\mathrm{ADK}}[|E(z,t)|] \times (n_0(x) - n_e(z,t)) - \frac{n_e(z,t)}{\tau_{\mathrm{rec}}}, \tag{6}$$

$$W_{\mathrm{ADK}}[|E(z,t)|] = \alpha_{\mathrm{ADK}} \left(\frac{E_a}{|E(z,t)|}\right)^{2n-1} \exp\left(-\beta_{\mathrm{ADK}} \frac{E_a}{|E(z,t)|}\right), \tag{7}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} V_e(z,t) = -\frac{e}{m_e} E(z,t) - \frac{V_e(z,t)}{\tau_e},$$

$$V_e(z,0) = 0, \qquad t < t_i, \tag{8}$$

$$J(z,t) = e n_e(z,t) V_e(z,t), \tag{9}$$

$$\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} J(z,t). \tag{10}$$

Здесь $n_0(x)$ — пространственный профиль концентрации нейтральных атомов. В данном разделе мы рассмотрим

случай однородного профиля $n_0(x) = \text{const} = 10^{24}\,\text{m}^{-3}$ (случай неоднородного профиля будет рассмотрен в следующем разделе), $\tau_{\text{rec}} = 10\,\text{ps}$ — время рекомбинации, t_i — момент начала ионизации, α_{ADK}, β_{ADK} — коэффициенты в модели АДК [60]:

$$\alpha_{\text{ADK}} = \omega_{\text{ion}}|C_n|^2 \left(4\sqrt{2}r_a^{3/2}\right)^{2n-1},$$

$$\beta_{\text{ADK}} = 4\sqrt{2}/3r_a^{3/2}, \quad \omega_{\text{ion}} = \frac{U_{\text{ion}}}{\hbar},$$

$$n = r_{\text{H}}^{-1/2}, \quad r_{\text{H}} = U_{\text{ion}}/U_{\text{H}},$$

$$\left|C_n^2\right| = 2^{2n}[n\Gamma(n)\Gamma(n+1)]^{-1},$$

$r_a = \frac{U_{\text{ion}}}{U_a}$, $U_a \approx 27.2\,\text{eV}$, $U_{\text{ion}} \approx 15.76\,\text{eV}$ — потенциал ионизации газа (аргон), $U_H = 13.6\,\text{eV}$ — потенциал ионизации атома водорода, $E_a = 5.17 \cdot 10^{11}\,\text{V/m}$ — внутриатомная напряженность поля, $\tau_e = 1\,\text{ps}$ — время затухания скорости электронов в модели Друде. Волновое уравнение для напряженности электрическою поля (15) решалось методом конечных разностей [64].

В данном разделе использовано волновое уравнение второго порядка, так как оно учитывает прямую и отражённую волны, что критически важно для нашей задачи, поскольку униполярный отклик наблюдается именно в отражении. Обычно в подобных задачах применяется приближение однонаправленного распространения [65]. Однако в случае субцикловых импульсов его использование приводит к нарушению правила сохранения электрической площади [66–68]. Поэтому для корректного описания взаимодействия субцикловых импульсов с веществом необходимо использовать волновое уравнение второго порядка.

Численные расчеты проводились при амплитуде падающего импульса $E_0 = 2.0 \cdot 10^{11}\,\text{V/m}$, длительности $\tau = 1.8\,\text{fs}$. Слой среды (рис. 1) размещался между точками с координатами $z_1 = 9.86\,\mu\text{m}$ и z_2, значение которой варьировало. По обеим концам среды размещался вакуум. Импульс в форме (1) падал на среду слева направо из вакуума, как на рис. 1. Отраженное поле распространялось справа налево и регистрировалось слева от среды.

На рис. 9 показана зависимость концентрации электронов $n_e(t)$ (красная линия) и плотности тока $J(t)$ (синяя линия) от времени в начале среды, в точке $z = 9.88\,\mu\text{m}$. Видно, что концентрация электронов быстро возрастает ступенчатым образом за счёт ионизации среды первой полуволной падающего импульса. При этом в каждом слое среды возникает униполярный всплеск плотности тока (синяя линия на рис. 9), который иллюстрирует описанный в предыдущем разделе механизм ускорения и торможения электронов первой и второй полуволнами падающего поля. Именно этот полуцикловый импульс тока служит источником излучения согласно формуле (9).

Временная форма отражённых импульсов при разной толщине слоя $d = z_2 - z_1$ приведена на рис. 10. В случае

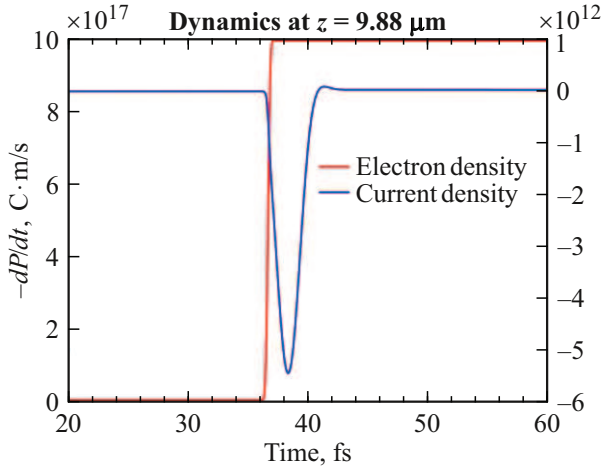


Рис. 9. Зависимость концентрации электронов от времени $n_e(t)$ (красная линия) и плотность тока от времени $J(t)$ в начале среды в точке $z = 9.88\,\mu\text{m}$ (синяя линия).

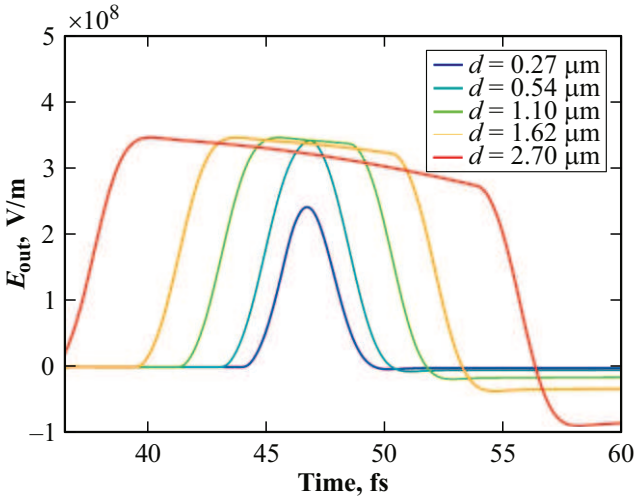


Рис. 10. Зависимость формы отражённого импульса от толщины газового слоя d.

тонкого слоя ($d = 0.27$ и $0.54\,\mu\text{m}$), толщина которого меньше пространственной длины падающего импульса, возникает полуцикловый униполярный импульс, источником которого является указанный на рис. 9 полуцикловый импульс тока. При увеличении толщины среды полуцикловые импульсы тока от каждого слоя, согласно (9), суммируются, что приводит к генерации униполярного фемтосекундного импульса почти прямоугольной формы с плоской вершиной, которая затухает со временем. Это затухание связано с конечным временем рекомбинации электронов и потерями импульса при распространении в протяжённой среде.

Отметим, что указанные импульсы представляют собой петагерцовые импульсы тока ($1\,\text{PHz} = 10^{15}\,\text{Hz}$). Такие импульсы тока представляют значительный интерес для петагерцовой электроники, оперирующей на часто-

тах на порядки выше, чем современная полупроводниковая электроника [23,24].

Обсуждение

Предложенный механизм генерации полуциклового униполярного импульса принципиально отличается от классической трёхступенчатой модели высоких гармоник [69,70]. В модели высоких гармоник процесс включает три последовательные стадии: (1) туннельную ионизацию атома сильным лазерным полем, (2) ускорение свободного электрона в поле и (3) его возврат к родительскому иону с последующей рекомбинацией, сопровождающейся излучением высокочастотного фотона. Именно возврат электрона (реколлизия) является ключевым элементом генерации гармоник.

В нашем случае электрон, ускоренный первой полуволной поля, не возвращается к ядру с высокой кинетической энергией. Вторая полуволна тормозит его, практически останавливая, после чего он лишь мягко перерассеивается на атомном остатке. Рекомбинации и излучения высоких гармоник не происходит. В результате формируется не высокочастотное излучение, а низкочастотный униполярный всплеск — производная дипольного момента, пропорциональная току (9). Таким образом, если трёхступенчатая модель объясняет генерацию высоких гармоник, то предложенный механизм описывает генерацию полуциклового униполярного излучения, возникающего при последовательных ионизации, ускорении и торможении электрона без его возврата к ядру.

Следует отметить, что экспоненциальная зависимость скорости ионизации от поля, используемая в модели АДК для газов, имеет место и для твёрдых тел в рамках теории Келдыша [71,72]. Для кристалла с шириной запрещённой зоны E_g и эффективной массой электрона m^* скорость туннельной ионизации в сильном поле имеет вид [72]

$$w_{\text{solid}}(E) = KE^2 \exp\left(-\frac{4}{3}\frac{\sqrt{2m^*}E_g^{3/2}}{|E|}\right), \qquad (11)$$

где K — предэкспоненциальный фактор, зависящий от формы зонной структуры. Выражение (11) аналогично (7) с заменой потенциала ионизации U_i на ширину запрещённой зоны E_g и массы свободного электрона m_e на эффективную массу m^*. Следовательно, физический механизм генерации униполярного отклика, описанный выше для газовой среды, сохраняется и для твёрдотельных структур.

В простейшем случае это может быть однородная полупроводниковая пластина (например, из арсенида галлия GaAs с шириной запрещённой зоны $E_g \approx 1.4\,\text{eV}$). При облучении такой пластины одноцикловым 800-nm импульсом с интенсивностью выше порога ионизации

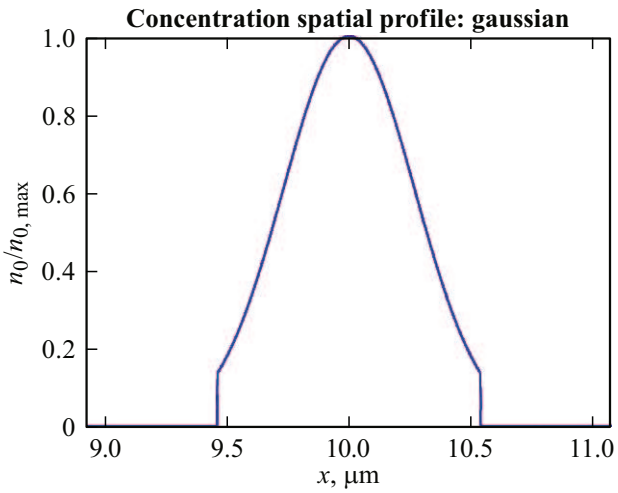


Рис. 11. Гауссов профиль концентрации нейтральный атомов (17). $n_{0,\max} = 10^{24}\,\text{m}^{-3}$.

($\sim 10^{13}-10^{14}\,\text{W/cm}^2$) первая полуволна ионизует материал, вторая тормозит электроны, порождая полуцикловой ток. Отражённое поле будет формироваться вблизи поверхности.

Более гибким вариантом являются градиентные многослойные структуры, например чередующиеся нанослои TiO — ($E_g \approx 3\,\text{eV}$) и SiO — ($E_g \approx 9\,\text{eV}$) [32] с плавным или каким-либо другим изменением состава $n_0(x)$ по глубине. При облучении такой структуры ионизация возникает в первую очередь в слоях с узкой запрещённой зоной (TiO_2), тогда как широкозонные слои (SiO_2) остаются прозрачными. Тем самым можно создавать пространственный профиль ионизации, который отображается во временную форму отражённого униполярного импульса. Современные методы — молекулярно-лучевая эпитаксия и атомно-слоевое осаждение — позволяют создавать подобные структуры с контролируемым профилем состава. В отличие от газовой струи твёрдотельный образец стабилен, не требует системы напуска газа и обеспечивает высокую повторяемость формы импульса от эксперимента к эксперименту. Это открывает путь к созданию интегральных чиповых источников униполярных импульсов для петагерцовой электроники [23,24].

Генерация униполярных импульсов в среде с гауссовым профилем концентрации

В приведенных выше примерах для генерации униполярного импульса с полуцикловой колоколообразной формой необходим оптически тонкий слой с размером порядка и менее пространственной длины импульса $c\tau$. С увеличением толщины слоя форма импульса становится прямоугольной (рис. 10). Для получения полуциклового импульса уже в форме колокольчика можно использовать мишень с неоднородным профилем

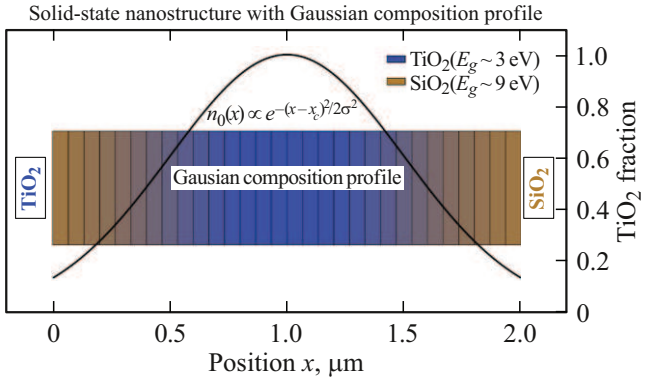


Рис. 12. Пример двухкомпонентного градиентного материала с гауссовым профилем концентрации.

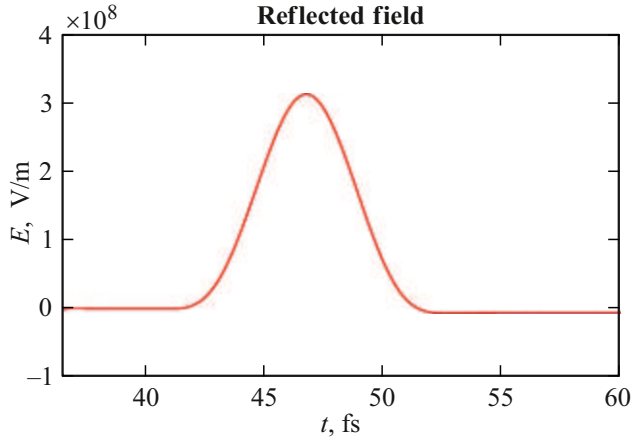


Рис. 13. Временная форма отраженного импульса.

концентрации атомов вдоль оси x. Одним из наиболее простых и распространённых является гауссов профиль. Поэтому представляет интерес исследовать генерацию униполярных импульсов в среде с гауссовым распределением концентрации нейтральных атомов.

Рассмотрим газовый слой толщиной d, в котором концентрация нейтральных атомов изменяется по гауссову закону:

$$n_0(x) = n_{\max}\exp\left(-\frac{(x-x_c)^2}{2\sigma^2}\right), \qquad (12)$$

где $n_{\max}$ – максимальная концентрация в центре слоя, x_c — центр слоя, σ — параметр ширины распределения. Параметр σ выбран равным $d/4$, что обеспечивает плавный спад концентрации к краям слоя.

На рис. 11 представлен пространственный профиль концентрации для выбранных параметров. Распределение имеет колоколообразную форму с максимумом в центре и симметричными спадами к краям. В газовых струях такой профиль можно создать, если поместить фильтр с соответствующим коэффициентом пропускания (17). Выше уже отмечалось, что предложенный подход может быть распространён на твёрдотельные структуры. Современные технологии позволяют изготовлять такие градиентные структуры [73–78].

Используя композит из двух материалов с разной шириной запрещённой зоны, например TiO_2 ($E_g \approx 3$ eV) и SiO_2 ($E_g \approx 9$ eV), и создавая градиент их концентрации по гауссову закону (рис. 12), можно воспроизвести в твёрдом теле тот же пространственный профиль ионизации, что и в газе. На рис. 12 показана схема такой структуры. Благодаря экспоненциальной чувствительности скорости ионизации к $E_g^{3/2}$ (16), ионизация возникает преимущественно в областях с высокой концентрацией TiO_2. Это открывает путь к созданию интегральных чиповых источников униполярных импульсов.

Проводилось численное решение системы уравнений (11)–(15) при параметрах падающего импульса $E_0 = 2.0 \cdot 10^{11}$ V/m, длительности $\tau = 1.8$ fs и центральной длине волны $1.8\,\mu$m, как в предыдущем разделе. Толщина среды $d = 2c\tau = 1\,\mu$m. Остальные параметры

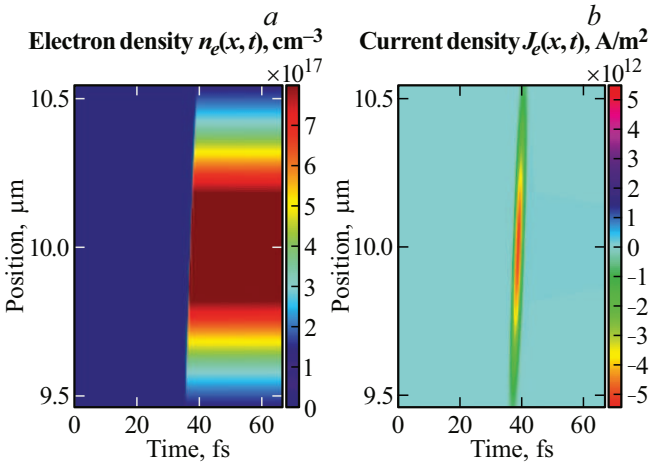


Рис. 14. (a) Пространственно-временная динамика концентрации электронов $n_e(x,t)$ и (b) плотности тока $J(x,t)$.

те же, что и в предыдущем разделе. Результаты численного моделирования для гауссова профиля показаны на рис. 13.

Отражённый импульс (рис. 13) имеет униполярную форму с гладким пиком. Длительность униполярного отклика составляет примерно 7 fs.

На рис. 14, a представлена пространственно-временная эволюция концентрации электронов $n_e(x,t)$. Видно, что ионизация происходит последовательно от переднего края слоя к центру, что соответствует гауссову распределению нейтральных атомов. Максимальная концентрация электронов достигается в центральной области, где n_0 максимальна. На рис. 14, b показана эволюция плотности тока $J(x,t)$. Ток возникает синхронно с ионизацией и имеет униполярную форму в каждой пространственной точке. Суммарный отражённый сигнал, согласно (9), формируется как когерентная суперпозиция вкладов от всех ионизованных слоёв с учётом времени задержки распространения.

Сравнение результатов для гауссова профиля с однородным показывает, что форма отражённого униполярного импульса непосредственно определяется пространственным распределением концентрации нейтральных атомов. В случае гауссова профиля отклик имеет гладкую колоколообразную форму, а для однородного — импульс с плоской вершиной (рис. 10).

Таким образом, варьируя профиль концентрации газовой или твердотельной мишени, можно управлять временной формой генерируемого униполярного импульса. Гауссов профиль представляет собой удобную платформу для дальнейших исследований и потенциальных применений. Более детально возможность получения униполярных импульсов с заданным временным профилем изучалась в [32,79].

Численное моделирование: трёхмерный подход

Для верификации предложенного одномерного механизма генерации униполярных импульсов и учёта трехмерной геометрии взаимодействия было выполнено прямое численное решение трёхмерного нестационарного уравнения Шредингера (3D TDSE) для атома водорода [80]:

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Psi(\mathbf{r}t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m_e}\nabla^2 + V(\mathbf{r}) - e\mathbf{r}\cdot\mathbf{E}(t)\right]\Psi(r,t), \quad (13)$$

где $\Psi(\mathbf{r},t)$ — волновая функция электрона, $\mathbf{r} = (x,y,z)$ — радиус-вектор, e и m_e — заряд и масса электрона соответственно.

Потенциал взаимодействия электрона с ядром выбран в регуляризованной кулоновской форме (soft-core потенциал) [81]:

$$V(\mathbf{r}) = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{\sqrt{r^2+\varepsilon^2}}, \quad (14)$$

где $r = (x^2+y^2+z^2)^{0.5}$, $\varepsilon = 0.5$ a.e. — параметр сглаживания. Выбор данного параметра обеспечивает энергию основного состояния ($E_0 \approx -0.357$ a.e.) и позволяет избежать кулоновской сингулярности в начале координат.

Решение уравнения осуществлялось методом расщепления по времени (split-step method) на равномерной декартовой сетке [82–84]. Расчётная область представляла собой куб с размером $L = 25$ атомных единиц (a.u.) (≈ 1.59 nm), разбитый на $N = 340$ точек по каждому направлению, так что шаг по пространству составлял $\Delta x = \Delta y = \Delta z \approx 0.07$ a.u. Шаг по времени был выбран равным $\Delta t = 0.01$ a.u.

Падающий импульс линейно поляризован вдоль оси x и имел гауссову форму в виде выражения (1). В расчётах использовались следующие параметры: центральная частота $\omega = 0.5$ a.u. (длина волны $\lambda \approx 91$ nm), амплитуда поля $E_0 = 1.0$ a.u., длительность импульса $\tau = 2.5$ a.u.

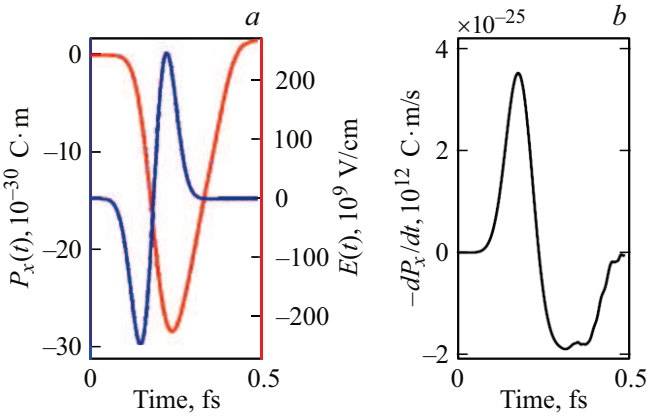


Рис. 15. (a) Зависимость от времени дипольного момента $P_x(t)$ (красная кривая) и лазерного поля $E(t)$ (синяя кривая). (b) Производная дипольного момента $-dPx/dt$, пропорциональная излучаемому полю. Отчётливо виден униполярный всплеск длительностью менее 0.2 fs.

(~ 60.8 as). Выбор столь короткой длины волны обусловлен необходимостью уменьшения пространственного разлёта волнового пакета и снижения вычислительных затрат при сохранении физической сути явления. Импульсы с длительностью 40–50 as уже экспериментально получены на сегодняшний день [85–86].

В процессе эволюции на каждом временном шаге вычислялись следующие величины: дипольный момент $P_x(t) = e\langle\Psi(t)|x|\Psi(t)\rangle$, производная дипольного момента, пропорциональная излучаемому полю в ближней зоне, согласно (5):

$$E_r \sim -\frac{dP_x}{dt},$$

а также среднее положение электрона

$$\langle x\rangle(t) = \langle\Psi(t)|x|\Psi(t)\rangle, \quad \langle y\rangle(t) = \langle\Psi(t)|y|\Psi(t)\rangle,$$

$$\langle z\rangle(t) = \langle\Psi(t)|z|\Psi(t)\rangle.$$

На рис. 15 представлены результаты расчёта для амплитуды поля $E_0 = 1.0$ a.e. На панели (a) показана временная зависимость дипольного момента $P_x(t)$ и лазерного поля $E(t)$. Видно, что первая полуволна поля индуцирует рост дипольного момента, тогда как вторая полуволна приводит к его гашению. На панели (b) рис. 1 представлена производная дипольного момента $-dP_x/dt$. Хорошо виден положительный униполярный полуцикловый всплеск длительностью порядка 0.2 fs и задний фронт противоположной полярности с меньшей амплитудой. Этот всплеск соответствует току, генерируемому в процессе ионизации атома первой полуволной поля и последующего торможения электрона второй полуволной.

На рис. 16 показана эволюция плотности электронной вероятности $|\Psi(x,t)|^2$ вдоль оси поляризации x (при $y = z = 0$). Отчётливо видна последовательность стадий:

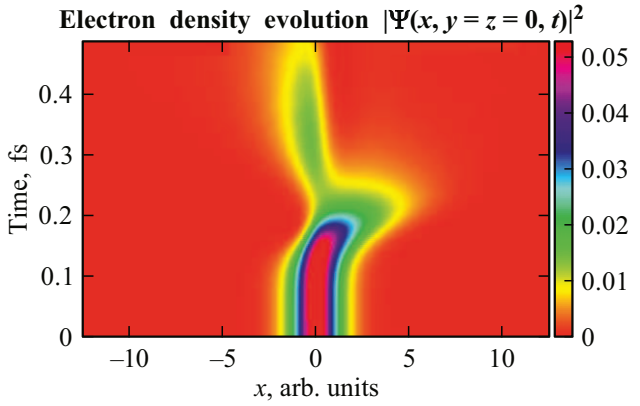


Рис. 16. Эволюция плотности электронной вероятности $|\Psi(x,t)|^2$ вдоль оси x (поляризации). Вертикальная ось — время в фемтосекундах, горизонтальная — координата x в атомных единицах.

в момент пика импульса $t \approx t_0 \sim 0.15$ fs происходит туннельная ионизация атома; при $t > t_0$ образовавшийся волновой пакет ускоряется полем в положительном направлении оси x; при $t \approx t_0 + \tau \approx 0.25$ fs происходит смена знака поля и торможение пакета; при $t > t_0 + \tau$ пакет разворачивается и мягко перерассеивается на атомном остатке.

Для визуализации трёхмерной структуры волнового пакета на рис. 17 представлены изоповерхности электронной плотности $|\Psi(\mathbf{r})|^2$ в различные моменты времени. На панели (a) изображено сферически-симметричное основное состояние атома водорода (изоповерхность на уровне 10% от максимума). Панель (b) демонстрирует состояние после прохождения первой полуволны импульса: электронная плотность вытянута вдоль направления поляризации (изоповерхность на уровне 2% от максимума), что свидетельствует об ускорении волнового пакета. Панель (c) соответствует состоянию после реколлизии: наблюдается центральный остаток и вытянутые боковые структуры (изоповерхности на уровнях 1% и 5% от максимума), указывающие на мягкое перерассеяние электрона на атомном остатке.

На рис. 18 представлены зависимости средних значений координат от времени: (a) $\langle x\rangle(t)$, (b) $\langle y\rangle(t)$, (c) $\langle z\rangle(t)$. Видно, что движение происходит преимущественно вдоль оси поляризации x.

Сравнение результатов трёхмерного моделирования с одномерным приближением, использованным выше и в работах [39–40], показывает хорошее качественное согласие. Основные механизмы — туннельная ионизация, ускорение, торможение и мягкое перерассеяние — воспроизводятся в полной трёхмерной постановке. Важным преимуществом трёхмерного подхода является возможность визуализации полной пространственной структуры волнового пакета и анализа его асимметрии, что необходимо для корректного описания экспериментальных ситуаций, в которых геометрия взаимодействия не является строго одномерной.

Проведённое трёхмерное численное моделирование подтверждает предложенный механизм генерации квазиуниполярных полуцикловых импульсов. Показано, что при амплитуде поля $E_0 = 1.0$ a.e. и длительности импульса $\tau \approx 0.05$ fs в атоме водорода формируется униполярный всплеск производной дипольного момента длительностью ~ 0.5 fs. Эволюция электронной плотности демонстрирует последовательные стадии: ионизация→ускорение→торможение→мягкое перерассеяние. Показано, что движение волнового пакета имеет преимущественно одномерный характер вдоль оси поляризации поля. Изоповерхности электронной плотности позволяют визуализировать пространственную структуру волнового пакета на различных этапах взаимодействия. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с одномерными расчётами и подтверждают универсальность предложенного механизма генерации униполярных импульсов.

Зависимость формы генерируемого импульса от CEP возбуждающего импульса

CEP является критическим параметром для взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов с веществом. В случае многоцикловых импульсов влияние CEP пренебрежимо мало, однако для одно- и субцикловых импульсов, используемых в настоящей работе, фаза ϕ является важным параметром, влияющим на отклик системы [29,87–91], и форма электрического поля возбуждающего импульса существенно зависит от CEP. Это, в свою очередь, определяет эффективность и полярность генерируемого униполярного отклика.

На рис. 19 представлены результаты численного моделирования зависимости формы отражённого униполярного импульса от CEP падающего излучения. Расчёты выполнены для импульса в форме $E(t) = E_0 e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} \sin(\omega t + \phi)$ длительностью $\tau = 2.3$ fs (FWHM) и центральной длиной волны $\lambda = 1.8\,\mu$m при амплитуде поля $E_0 = 1.1 \cdot 10^{11}$ V/m. На панели (a) показаны временные профили падающего поля $E(t)$ для различных значений CEP: $\phi = 0$, $\pi/6$, $\pi/4$, $\pi/3$ и π. Видно, что при $\phi = 0$ (синяя кривая) первая полуволна имеет максимальную положительную амплитуду, при $\phi = \pi$ первая полуволна отрицательна.

На панели (b) приведены соответствующие временные зависимости производной поляризации $-dP/dt$, пропорциональной отражённому полю в ближней зоне. Для $\phi = 0$ наблюдается чёткий униполярный импульс положительной полярности. При увеличении фазы амплитуда отклика монотонно уменьшается, начинает преобладать задний фронт противоположной полярности. При $\phi = \pi$ униполярный импульс восстанавливается, но с противоположной (отрицательной) полярностью.

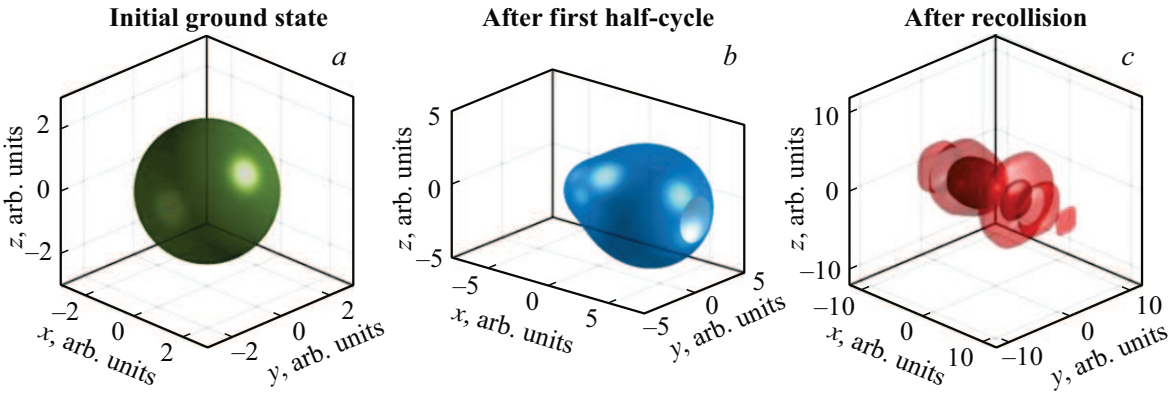


Рис. 17. Изоповерхности электронной плотности: (*a*) начальное основное состояние (10% от максимума), (*b*) после первой полуволны лазерного импульса (2% от максимума), (*c*) после реколлизии (1% и 5% от максимума).

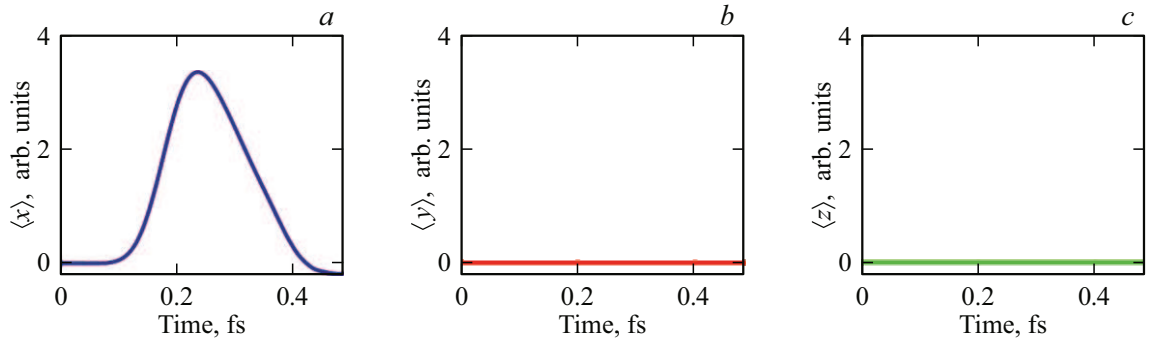


Рис. 18. Зависимость среднего значения координаты от времени: (*a*) $\langle x\rangle(t)$, (*b*) $\langle y\rangle(t)$, (*c*) $\langle z\rangle(t)$. Движение происходит преимущественно вдоль оси x (оси поляризации).

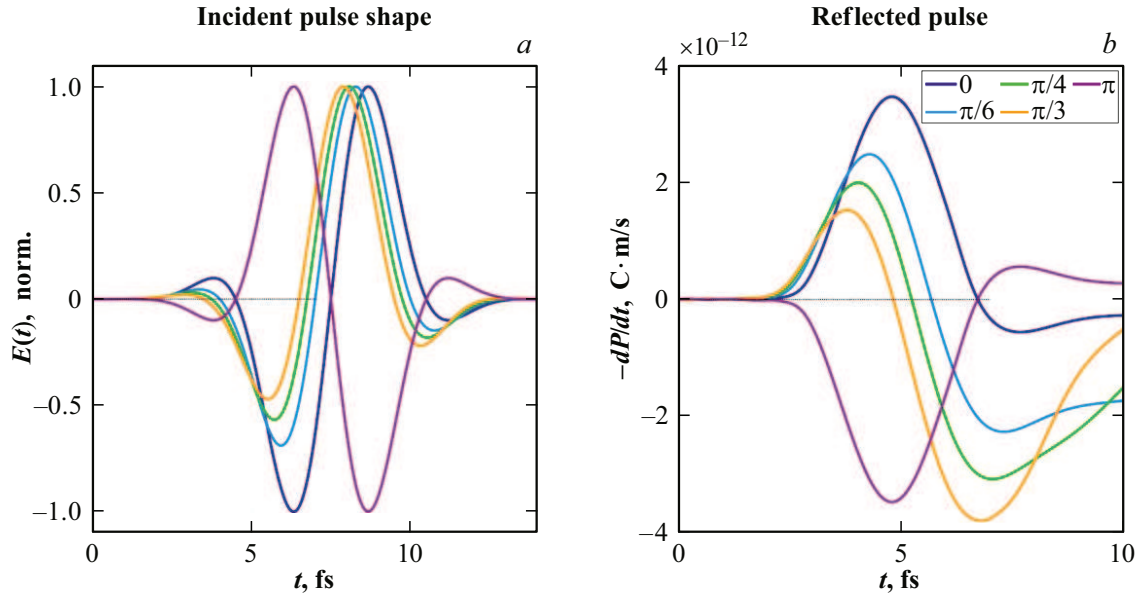


Рис. 19. (*a*) Временные формы возбуждающего импульса при разных значений CEP ϕ, (*b*) форма генерируемого импульса.

Полученные результаты демонстрируют, что амплитуда и полярность генерируемого униполярного импульса определяются CEP возбуждающего импульса. Максимальный отклик достигается при $\phi = 0$ и $\phi = \pi$. Это поведение объясняется механизмом генерации: первая полуволна поля должна быть достаточно силь-

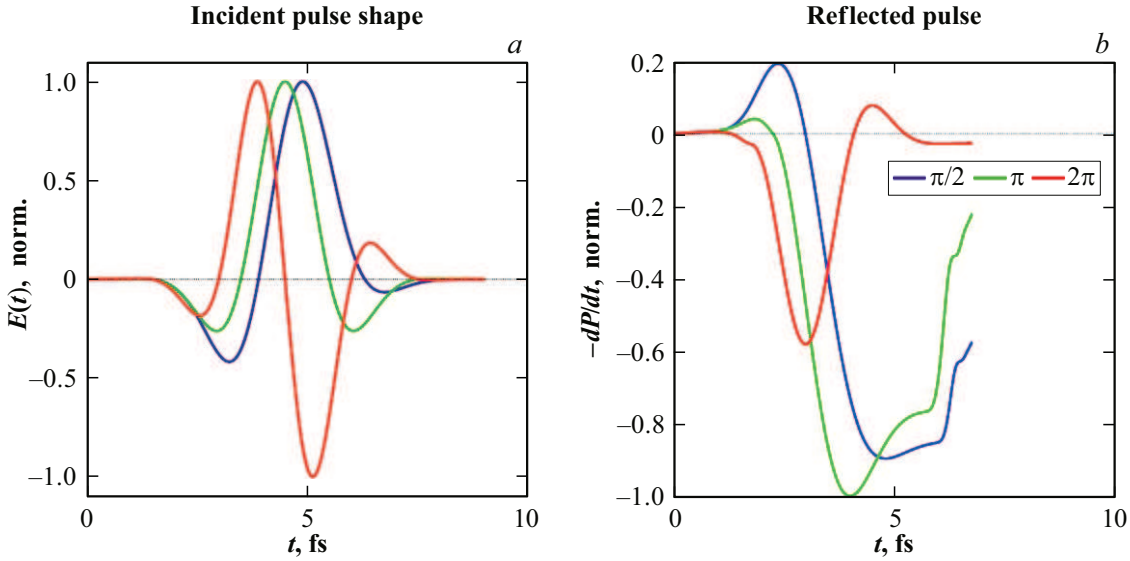


Рис. 20. Временные формы (a) падающего импульса и (b) отраженного поля при разных значениях изменения фазы: $\Delta\phi = \pi/2$, π, 2π.

ной для ионизации среды, а вторая — для эффективного торможения электронов. При других значениях фазы полуволны асимметричны, и механизм нарушается.

Таким образом, для экспериментальной реализации предложенного метода необходима стабилизация CEP возбуждающего импульса. Импульсы с фиксированной фазой $\phi = 0$ или $\phi = \pi$ обеспечивают максимальную эффективность генерации униполярного излучения, причём полярность отклика может быть переключена изменением фазы на π.

Влияние наличия чирпа частоты возбуждающего поля на генерацию униполярного импульса

В реальных экспериментальных условиях лазерные импульсы могут обладать чирпом — изменением мгновенной частоты или фазы несущей относительно огибающей. Это эквивалентно зависимости CEP от времени: $\varphi = \varphi(t)$. Влияние чирпа на генерацию сверхкоротких импульсов активно исследуется в аттосекундной физике в генерации гармоник высокого порядка [16,92–94]. Например, в работе [16] было показано, что наличие чирпа у субцикловых возбуждающих импульсов влияет на частоту отсечки гармоник. Feng с соавторами [92] использовали контролируемый чирп для генерации изолированных аттосекундных импульсов длительностью менее 70 as. В работе [93] исследовали влияние чирпа на асимметрию углового распределения фотоэлектронов при ионизации атомов. В работе [94] показано, что использование чирпированных аттосекундных импульсов позволяет управлять спиральными структурами в импульсном распределении фотоэлектронов. В статье [95] исследовано влияние чирпа (квадратичной спектральной фазы) на ионизацию атомов субцикловыми XUV-импульсами и показана CEP-зависимая асимметрия фотоэлектронных спектров.

Для исследования влияния чирпа на эффективность генерации униполярного отклика была проведена серия расчётов, в которых фаза изменялась по линейному закону:

$$\begin{cases} \varphi(t) = \varphi_{\text{start}}, & t \le t_{\text{start}}, \\ \varphi_{\text{start}} + \frac{\Delta\varphi}{4\tau}(t - t_{\text{start}}), & t_{\text{start}} < t < t_{\text{end}}, \\ \varphi_{\text{end}}, & t \ge t_{\text{end}}, \end{cases} \qquad (15)$$

где $t_{\text{start}} = t_0 - 2\tau$, $t_{\text{end}} = t_0 + 2\tau$, $t_0 = 2\tau$, $\Delta\phi = \phi_{\text{end}} - \varphi_{\text{start}} = 0$ — начальная фаза, $\Delta\phi$ — полное изменение фазы за длительность импульса. Электрическое поле падающего импульса в этом случае имеет вид

$$E(t) = E_0 \exp(-(t - t_0)^2/\tau^2) \sin(\omega(t - t_0) + \varphi(t)). \qquad (16)$$

На рис. 20 представлены результаты численного моделирования зависимости формы отражённого униполярного импульса от величины изменения фазы $\Delta\phi$ (глубины чирпа). Расчёты выполнены для импульса длительностью $\tau = 1.5$ fs на центральной длине волны $\lambda = 1.8\,\mu$m при амплитуде поля $E_0 = 10^{11}$ V/m.

При $\Delta\varphi = \pi/2$ и π выраженные и качественные униполярные отклики не обнаружены. При дальнейшем увеличении $|\Delta\phi|$ до 2π (красная линия на рис. 20, b) униполярный отклик наблюдается, но с противоположной (отрицательной) полярностью относительно случая отсутствия чирпа, $\Delta\phi = 0$.

Для моделирования полностью нестабильной фазы (белый шум) CEP задавалась как случайная величина, равномерно распределённая в интервале $[0, 2\pi]$:

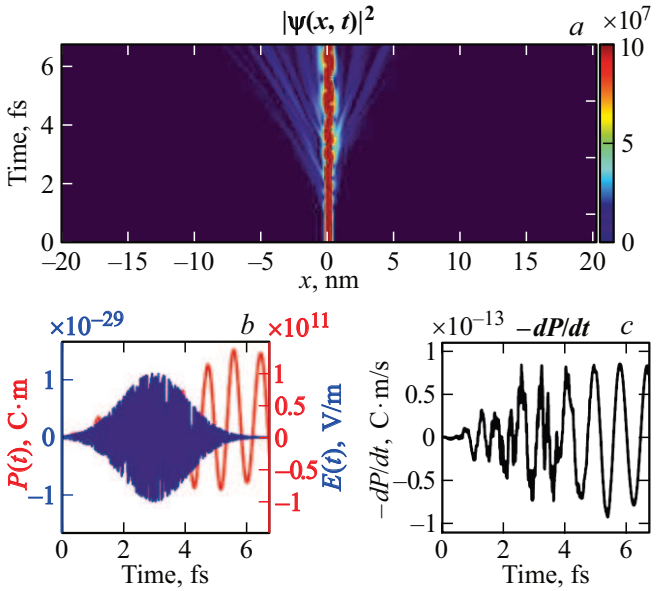


Рис. 21. Результаты численного решения одномерного уравнения Шредингера для одномерного атомного потенциала при воздействии лазерного импульса ($\lambda = 1.8\,\mu$m, $E_0 = 1 \cdot 10^{11}$ V/m, $\tau = 1.5$ fs). (*a*) Эволюция плотности вероятности $|\Psi(x,t)|^2$; (*b*) индуцированная поляризация $P(t)$ (красная кривая) и возбуждающее поле $E(t)$ (синяя кривая); (*c*) производная поляризации — dP/dt, пропорциональная излучаемому полю.

$\phi(t) = 2\pi\varsigma(t)$, где $\varsigma(t)$ — случайная величина с равномерным распределением на интервале [0,1], независимая для каждого момента времени t. Результаты расчёта представлены на рис. 21. В этом случае ионизация практически полностью подавляется. Электронный волновой пакет совершает нерегулярные осцилляции в потенциальной яме (рис. 21, *a*), а поляризация и её производная демонстрируют нерегулярные осцилляции без выраженной униполярной компоненты (рис. 21, *b, c*). Это подтверждает, что фазовая стабильность является критическим условием для реализации предложенного механизма генерации униполярных импульсов.

Заключение

В работе теоретически исследована генерация полуцикловых униполярных световых импульсов при взаимодействии одноперiодных фемтосекундных ИК-импульсов с газовой плазмой с центральной длиной волны 800 nm и 1.8 μm. На основе численного решения одномерного нестационарного уравнения Шредингера установлен микроскопический механизм излучения: туннельная ионизация атома первой полуволной поля, ускорение электронного волнового пакета, его торможение второй полуволной и последующее мягкое перерассеяние на атомном остатке. В результате формируется униполярный всплеск производной дипольного момента, пропорциональной излучаемому полю в ближней зоне. Показано, что данный механизм принципиально отличается от трёхступенчатой модели генерации высоких гармоник, так как не требует возврата электрона к ядру с высокой кинетической энергией и рекомбинации.

Для макроскопического описания использована самосогласованная модель, объединяющая кинетику плазмы (скорость ионизации по модели АДК, движение электронов по модели Друде) и полное одномерное волновое уравнение второго порядка. Применение такого подхода, учитывающего как прямую, так и отражённую волны, является критически важным для корректного описания субцикловых импульсов, поскольку приближение однонаправленного распространения приводит к нарушению правила сохранения электрической площади.

Показано, что в оптически тонком слое газа формируется гладкий полуцикловый униполярный импульс. С ростом толщины плазменного слоя элементарные токи от последовательно ионизуемых слоёв суммируются, порождая отражённый импульс почти прямоугольной формы с плоской вершиной. Уменьшение амплитуды с увеличением толщины связано с конечным временем рекомбинации и потерями при распространении. Для гауссова профиля концентрации нейтральных атомов показано формирование гладкого униполярного импульса с колоколообразной временной формой. Временная форма отклика непосредственно определяется пространственным распределением нейтральных атомов. Трёхмерное моделирование подтвердило, что движение электрона происходит преимущественно вдоль оси поляризации, что оправдывает использование одномерного приближения.

Исследовано влияние CEP на генерацию униполярных импульсов. Максимальный отклик достигается при постоянной фазе $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$, причём полярность переключается при изменении фазы на π. Линейное изменение фазы за время импульса (чирп) подавляет генерацию униполярного отклика, а случайные флуктуации фазы (белый шум) полностью разрушают отклик, приводя к нерегулярным осцилляциям. Следовательно, стабилизация CEP является критическим условием для эффективной генерации униполярных импульсов.

Полученные результаты могут быть распространены на твёрдотельные структуры, однородные полупроводниковые пластины или градиентные многослойные композиты (например, TiO_2/SiO_2), где механизм генерации униполярного отклика сохраняется в силу аналогичной экспоненциальной зависимости скорости ионизации от поля (теория Келдыша). Это открывает путь к созданию чиповых генераторов для петагерцовой электроники. Рассмотренные выше результаты открывают новые возможности для синтеза сложных световых полей в задачах когерентного контроля сверхбыстрых процессов

и аттосекундной физики, включая управление генерацией высоких гармоник и создания импульсов тока в петагерцовой электронике.

Финансирование работы

Исследования выполнены при финансовой поддержке Государственного задания ФТИ им. А.Ф. Иоффе, тема 0040-2019-0017.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] C. Manzoni, O.D. Mücke, G. Cirmi, S. Fang, J. Moses, S.W. Huang, K. H. Hong, G. Cerullo, F.X. Kärtner. Laser & Photonics Rev., **9** (2), 129–171 (2015).
[2] E.A. Stepanov, A.A. Lanin, A.A. Voronin, A.B. Fedotov, A.M. Zheltikov. Phys. Rev. Lett., **117** (4), 043901 (2016).
[3] H. Dang, J. Gao, H. Wu, Y. Zhang, X. Guo, L. Tong. Phys. Rev. A, **112** (1), 013510 (2025).
[4] L. Veisz, P. Fischer, S. Vardast et al. Nature Photonics, **19** (9), 1013–1019 (2025).
[5] L. Xu, E.J. Takahashi. Nature Photonics, **18**, 99 (2024).
[6] K. Nishimiya, F. Wang, P. Lan, E.J. Takahashi. Opt. Lett., **49**, 5779 (2024).
[7] Y. Ding, C. Behrens, R. Coffee, F.-J. Decker, P. Emma, C. Field, W. Helml, Z. Huang, P. Krejcik, J. Krzywinski, H. Loos, A. Lutman, A. Marinelli, T.J. Maxwell, J. Turner. Appl. Phys. Lett., **107**, 191104 (2015).
[8] X. Chai, X. Ropagnol, S.M. Raeis-Zadeh, M. Reid, S. Safavi-Naeini, T. Ozaki. Phys. Rev. Lett., **121** (14), 143901 (2018).
[9] I.V. Savitsky, A.A. Voronin, E.A. Stepanov, A.A. Lanin, A.B. Fedotov. Opt. Lett., **48** (17), 4468–4471 (2023).
[10] H. Liang, P. Krogen, Z. Wang, H. Park, T. Kroh, K. Zawilski, P. Schunemann, J. Moses, L.F. DiMauro, F.X. K.rtner, K.-H. Hong. Nature Commun., **8**, 141 (2017).
[11] M. Rossi, R.E. Mainz, Y. Yang, F. Scheiba, M.A. SilvaToledo, S.-H. Chia, P.D. Keathley, S. Fang, O.D. M.cke, C. Manzoni, G. Cerullo, G. Cirmi, F.X. K.rtner. Nature Photonics, **14**, 629 (2020).
[12] W.-C. Chu, J.C. Travers, P.S.J. Russell. New J. Phys., **18**, 023018 (2016).
[13] I.V. Savitsky, E.A. Stepanov, A.A. Lanin, A.B. Fedotov, A.M. Zheltikov. ACS Photonics, **9** (5), 1679–1690 (2022).
[14] R. Rajpoot, E.J. Takahashi. Phys. Rev. Research, **7** (1), 013047 (2025).
[15] И.В. Савицкий, П.Б. Глек, Р.М. Алиев, Е.А. Степанов, А.А. Воронин, А.А. Ланин, А. Б. Федотов. Письма в ЖЭТФ, **120** (1), 5–10 (2024).
[16] R. Rajpoot, E.J. Takahashi. Phys. Rev. Research, **8** (1), 013323 (2026).
[17] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов. Квант. электрон., **50** (9), 801–815 (2020) [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, N.N. Rosanov. Quant. Electron., **50** (9), 801–815 (2020)].
[18] N. Rosanov, D. Tumakov, M. Arkhipov, R. Arkhipov. Phys. Rev. A, **104** (6), 063101 (2021).
[19] A. Wetzels, A. G.rttler, L.D. Noordam, F. Robicheaux, C. Dinu, H.G. Muller, M.J.J. Vrakking, W.J. van der Zande. Phys. Rev. Lett., **89**, 273003 (2002).
[20] A. Pakhomov, M. Arkhipov, N. Rosanov, R. Arkhipov. Phys. Rev. A, **105** (4), 043103 (2022).
[21] R. Arkhipov, P. Belov, A. Pakhomov, M. Arkhipov, N. Rosanov. J. Opt. Soc. Am. B, **41** (1), 285–295 (2023).
[22] В.А. Вожаков, М.В. Бастракова, Н.В. Кленов, И.И. Соловьев, В.В. Погосов, Д.В. Бабухин, А.А. Жуков, А.М. Сатанин. УФН, **192**, 457–476 (2022) [V.A. Vozhakov, M.V. Bastrakova, N.V. Klenov, I.I. Soloviev, W.V. Pogosov, D.V. Babukhin, A.A. Zhukov, A.M. Satanin. Physics-Uspekhi, **65**, 421–439 (2022)].
[23] M.T. Hassan. ACS Photonics, **11** (2), 334–338 (2024).
[24] C. Heide, P.D. Keathley, M.F. Kling. Nature Rev. Phys., **6** (11), 648–662 (2024).
[25] N.N. Rosanov, M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov, A.V. Pakhomov. Contemporary Physics, **64** (3), 224 (2023).
[26] Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов. УФН, **194** (11), 1196 (2024) [N.N. Rosanov, M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov. Phys. Usp., **67** (11), 1129 (2024)].
[27] Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов. Терагерцовая фотоника, под ред. В.Я. Панченко, А.П. Шкуринов (РАН, М., 2023), с. 360–393.
[28] Р.М. Архипов. *Динамические микрорезонаторы, создаваемые предельно короткими световым импульсами в среде* (Медиампир, СПб., 2026).
[29] M.T. Hassan, T.T. Luu, A. Moulet, O. Raskazovskaya, P. Zhokhov, M. Garg, N. Karpowicz, AM. Zheltikov, V. Pervak, F. Krausz, E. Goulielmakis. Nature, **530**, 66 (2016).
[30] S.D. Gorelov, A.L. Novokovskaya, S.B. Bodrov, M.V. Sarafanova, M.I. Bakunov. Appl. Phys. Lett., **126**, 011104 (2025).
[31] R. Arkhipov, A. Pakhomov, O. Diachkova, M. Arkhipov, N. Rosanov. Opt. Lett., **50** (19), 6181–6184 (2025).
[32] R. Arkhipov, M. Arkhipov, N. Rosanov. Phys. Lett. A, **586**, 131679 (2026).
[33] H. Dang, J. Gao, H. Wu, Y. Zhang, X. Guo, L. Tong. Phys. Rev. A, **112** (1), 013510 (2025).
[34] L. Qin, Z. Chen, M. Sun, J. Yan, Y. Tian, Z. Chen, et al. Phys. Rev. E, **112** (4), 045202 (2025).
[35] L. Qin, Y. Wang, Z. Chen, M. Sun, Z. Chen, Y. Tian, J. Yan, Y. Wang, X. Ma, X. Xu et al. Ultrafast Science, **5**, 0119 (2025).
[36] C. Li, Y. Wang, Z. Chen, Y. Kang, M. Sun, L. Qin, et al. Phys. Rev. Applied, **23** (2), 024047 (2025).
[37] Z. Chen, Y. Wang, C. Li, Y. Kang, L. Qin, M. Sun, X. Yan. Phys. Plasmas, **32** (1) (2025).
[38] Z. Chen, Y. Wang, L. Qin, M. Sun, Z. Chen, Y. Tian, et al. Phys. Rev. E, **113** (2), 025209 (2026).
[39] R. Arkhipov, M. Arkhipov, N. Rosanov. Phys. Lett. A, **576**, 131398 (2026).
[40] R. Arkhipov, M. Arkhipov, N. Rosanov. Phys. Rev. A, **113** (3), 033516 (2026).
[41] C. Brahms, F. Belli, J.C. Travers. Phys. Rev. Research, **2** (4), 043037 (2020).
[42] C. Markos, J. C. Travers, A. Abdolvand, B.J. Eggleton, O. Bang. Rev. Modern Physics, **89** (4), 045003 (2017).
[43] W. Chang, A. Nazarkin, J.C. Travers, J. Nold, P. Hölzer, N.Y. Joly, P.St.J. Russell. Opt. Express, **19**, 21018–21027 (2011).
[44] J.C. Travers, W. Chang, J. Nold, N.Y. Joly, P.St.J. Russell. J. Opt. Soc. Am. B, **28**, A11 (2011).
[45] URL- https://biology-lcls.slac.stanford.edu/sample-

delivery/gas-dynamic-virtual-nozzles
[46] URL- https://www.blazeasia.com/Blog/micro-nozzle
[47] R. Nazari, S. Zaare, R. C. Alvarez, K. Karpos, T. Engelman, C. Madsen, R.A. Kirian. Opt. Express, **28** (15), 21749–21765 (2020).
[48] M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov, A.V. Pakhomov, I.V. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov. Opt. Lett., **42**, 2189 (2017).
[49] M.I. Bakunov, A.V. Maslov, M.V. Tsarev. Phys. Rev. A, **95**, 063817 (2017).
[50] I.E. Ilyakov, B.V. Shishkin, E.S. Efimenko, S.B. Bodrov, M.I. Bakunov. Opt. Express, **30** (9), 14978–14984 (2022).
[51] M.V. Tsarev, M.I. Bakunov. Opt. Express, **27** (4), 5154–5164 (2019).
[52] J. Javanainen, J.H. Eberly, Q. Su. Phys. Rev. A, **38**, 3430 (1988).
[53] V. Strelkov. Phys. Rev. A, **107**, 053506 (2023).
[54] Н.Р. Врублевская, Д.Е. Шипило, И.А. Николаева, Н.А. Панов, О.Г. Косарева. Письма в ЖЭТФ, **117** (6), 400–405 (2023) [N.R. Vrublevskaya, D.E. Shipilo, I.A. Nikolaeva, N.A. Panov, O.G. Kosareva. JETP Letters, **117** (6), 408–413].
[55] Н.Р. Врублевская, Д.Е. Шипило, И.А. Николаева, Д.В. Пушкарёв, Н.А. Хасиятуллов, Г.Э. Ризаев, М.В. Левусь, А.А. Ионин, Л.В. Селезнев, О.Г. Косарева, Н.А. Панов. Изв. вузов. Радиофизика, **69** (1–2), 82–91 (2026).
[56] S. Majorosi, M.G. Benedict, A. Czirják. Phys. Rev. A, **98**, 023401 (2018).
[57] K. Sallai, S. Hack, S. Majorosi, A. Czirják. Phys. Rev. A, **110**, 063117 (2024).
[58] L. Shi, I. Babushkin, A. Husakou, O. Melchert, B. Frank, J. Yi, G. Wetzel, A. Demircan, C. Lienau, H. Giessen, et al. Laser & Photonics Rev., **15**, 2000475 (2021).
[59] I. Babushkin, A. Husakou, L. Shi, A. Demircan, M. Kovacev, U. Morgner. Nanophotonics, **14**, 853 (2025).
[60] H.G. Roskos, M.D. Thomson, M. Kre., T. Löffler, Laser Photon. Rev., **1**, 349 (2007).
[61] J.E. Calvert, H. Xu, A.J. Palmer, R.D. Glover, D.E. Laban, X.M. Tong, A.S. Kheifets, K. Bartschat, I.V. Litvinyuk, D. Kielpinski, R.T. Sang. Sci. Rep., **6**, 34101 (2016).
[62] E.E. Serebryannikov, A.J. Verhoef, A. Mitrofanov, A. Baltuška, A.M. Zheltikov. Phys. Rev. A, **80**, 053809 (2009).
[63] I. Babushkin, W. Kuehn, C. Koehler, S. Skupin, L. Bergé, K. Reimann, M. Woerner, J. Herrmann, T. Elsaesser. Phys. Rev. Lett., **105**, 053903 (2010).
[64] A. Taflove, S. Hagness. *Computational Electrodynamics* (Artech House, 2000).
[65] M. Kolesik, J.V. Moloney. Phys. Rev. E, **70**, 036604 (2004).
[66] Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **107**, 761 (2009) [N.N. Rosanov. Opt. Spectrosc., **107**, 721 (2009)].
[67] Н.Н. Розанов, Р.М. Архипов, М.В. Архипов. УФН, **188** (12), 1347 (2018) [N.N. Rosanov, R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov. Phys.-Uspekhi, **61**, 1227 (2018)].
[68] А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов. Письма в ЖЭТФ, **119** (2), 100.110 (2024) [A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov, M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov. JETP Letters, **119** (2), 94–103 (2024).
[69] P.B. Corkum. Phys. Rev. Lett., **71**, 1994 (1993).
[70] M. Lewenstein, Ph. Balcou, M.Yu. Ivanov, A. L.Huillier, P.B. Corkum. Phys. Rev. A, **49** (3), 2117–2132 (1994).
[71] Л.В. Келдыш. ЖЭТФ, **47**, 1945 (1964). [L.V. Keldysh. Sov. Phys. JETP, **20** (5), 1307 (1965)].
[72] P. Zhokhov, A. Zheltikov. Phys. Rev. Lett., **113** (13) 133903 (2014).
[73] F. Capasso. *The Physics of Submicron Semiconductor Devices*, 659–682 (1988).
[74] K.A. Richardson, M. Kang, L. Sisken, A. Yadav, S. Novak, A. Lepicard, I. Mingareev. Optical Engineering, **59** (11), 112602 (2020).
[75] S. Lee, U. Bindley, J. Furdyna, P. Reimer, J. R. Buschert. J. Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena, **18**, 1518 (2000).
[76] A.-H. Chen, P. R. Raghuvanshi, J. Cook, M. Chilcote, J. Lapano, A.R. Mazza, Q. Lu, S. Kim, Y.-C. Wu, T.Z. Ward, et al. ACS Appl. Materials & Interfaces, **18**, 15654 (2026).
[77] M. Rahman, K.S. Islam, T.M. Dip, M.F.M. Chowdhury, S.R. Debnath, S.M. M. Hasan, M.S. Sakib, T. Saha, R. Padhye, S. Houshyar. Progress in Additive Manufacturing, **9**, 1197 (2024).
[78] V. Harish, M. Ansari, D. Tewari, A.B. Yadav, N. Sharma, S. Bawarig, M.-L. García-Betancourt, A. Karatutlu, M. Bechelany, A. Barhoum. J. Taiwan Institute of Chemical Engineers, **149**, 105010 (2023).
[79] R. Arkhipov, M. Arkhipov, N. Rosanov. Phys. Rev. A, **113** (6), 063507 (2026).
[80] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (Наука, М., 1974) [L.D. Landau, E.M. Lifshitz. *Quantum Mechanics: Non-relativistic Theory* (Elsevier, 2013), vol. 3].
[81] R.L. Hall, N. Saad, K. D. Sen, J. Mathematical Physics, **51**(2), 022107 (2010).
[82] M. Feit, J. Fleck Jr, A. Steiger. J. Comput. Phys., **47**, 412 (1982).
[83] I. Aharonovich, A. Peer. arXiv preprint arXiv:1603.07242 (2016).
[84] B.M. Garraway, K.-A. Suominen. Reports on Progress in Physics, **58**, 365 (1995).
[85] T. Gaumnitz, A. Jain, Y. Pertot, M. Huppert, I. Jordan, F. Ardana-Lamas, H.J. Wörner. Opt. Express, **25**, 27506 (2017).
[86] J. Li, X. Ren, Y. Yin, K. Zhao, A. Chew, Y. Cheng, E. Cunningham, Y. Wang, S. Hu, Y. Wu, et al. Nature Commun., **8**, 186 (2017).
[87] J.T. Karpel, D.D. Yavuz. Opt. Lett., **43**, 2583 (2018).
[88] T. Nakajima, S. Watanabe. Phys. Rev. Lett., **96**, 213001 (2006).
[89] T. Rathje, N.G. Johnson, M. Möller, F. Süßmann, D. Adolph, M.Kübel et al. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **45**, 074003 (2012).
[90] R.M. Arkhipov, A.V. Pakhomov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov. Opt. Lett., **44**, 1202 (2019).
[91] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, И. Бабушкин, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. Письма в ЖЭТФ, **114**, 298 (2021) [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov. JETP Lett., **114**, 250 (2021)].
[92] L. Feng, J. McCain, Y. Qiao. Laser Physics, **31**, 055301 (2021).
[93] E.A. Pronin, A.F. Starace, L.-Y. Peng. Phys. Rev. A, **84**, 013417 (2011).
[94] M.M. Yusoff, J.M. Ngoko Djiokap. Phys. Rev. A, **109** (2), 023107 (2024).
[95] K.M. Ziems, M. Wollenhaupt, S. Gr.fe, A. Schubert. J. Physics B: Atomic, Molecular, and Optical Physics, **56**, 105602 (2023).