

Фазочувствительная плазменная нелинейность, управляемая предельно короткими импульсами

И. В. Савицкий⁺, П. Б. Глек⁺, Р. М. Алиев⁺, Е. А. Степанов^{+,*}, А. А. Воронин^{+,*}, А. А. Ланин^{+,*},
А. Б. Федотов^{+,*1)}

⁺Физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

^{*}Российский квантовый центр, 143025 Сколково, Россия

Поступила в редакцию 30 апреля 2024 г.

После переработки 31 мая 2024 г.

Принята к публикации 4 июня 2024 г.

В работе экспериментально продемонстрирована и подтверждена численным моделированием генерация спектральных компонент на чувствительной к фазе несущей относительно огибающей лазерного импульса плазменной нелинейности в тонкой пленке селенида цинка (ZnSe). Реализована схема накачка-зондирование, в которой импульс накачки с длительностью около 1.5 периодов поля, с центральной длиной волны 1.7 мкм и стабилизированной фазой несущей относительно огибающей индуцирует фотоионизацию в тонкой пленке селенида цинка. Зондирующий импульс рассеивается на плазме, генерируя новые фазочувствительные спектральные компоненты на краях своего спектра. Проведенный теоретический анализ подтверждает плазменную нелинейность как механизм генерации этих компонент. Наблюдаемый эффект можно использовать для характеристики фазы предельно коротких импульсов при генерации гармоник высоких порядков и последовательностей аттосекундных импульсов.

DOI: 10.31857/S1234567824130020, EDN: VECKKQ

1. Введение. Среди важнейших явлений оптики сверхбыстрых процессов, активно развиваемой последние три десятилетия [1], особое место занимает эффект туннельной ионизации, теоретически описанный в пионерских работах Л. В. Келдыша [2, 3]. Явление фотоионизации в газах и твердых телах лежит в основе множества фундаментальных и прикладных исследований, связанных, например, с генерацией гармоник высоких порядков [4–6], аттосекундных [7] и терагерцовых [8] импульсов, исследованию сверхбыстрой электронной динамики в твердых телах на петагерцовых частотах [9, 10, 11]. Ионизация и последующая электронная динамика, вызванная сверхкороткими импульсами среднего инфракрасного (ИК) диапазона, позволяет исследовать зонную структуру полупроводников с помощью генерации высоких оптических гармоник [12–14] как в пертурбативном режиме умеренно интенсивных полей, так и в непертурбативном режиме сильных полей. В работах [15–17] проводилось исследование эффекта изменения запрещенной зоны вещества (эффекта Франца–Келдыша [18–21]), вызванного туннельной ионизацией под действием сверхкороткого импульса среднего ИК-диапазона в полупроводни-

ках. Кроме того, в настоящее время большой интерес вызывают исследования возможности управления внутризонной и межзонной электронной динамикой в диэлектриках [22, 23], полупроводниках [24, 25] и двумерных материалах [26–28].

Исследование таких сверхбыстрых процессов требует предельно коротких лазерных импульсов [29–32] со стабилизированной фазой несущей относительно огибающей (ФНО), длительность которых составляет около одного периода поля или меньше [33–36]. В случае возбуждения среды мощными однопериодными лазерными импульсами управление ФНО открывает уникальные возможности для контроля фазочувствительных сверхбыстрых процессов, таких как фотоионизация, генерация гармоник высокого порядка и эффект Франца–Келдыша.

В настоящем письме экспериментально продемонстрировано управление чувствительной к ФНО плазменной нелинейностью, вызывающей генерацию новых спектральных компонент, в тонкой пленке селенида цинка (ZnSe). Сверхбыстрая ионизация, индуцированная интенсивным импульсом среднего ИК-диапазона длительностью около одного периода поля (8.3 фс на центральной длине волны 1.72 мкм) со стабилизированной ФНО в схеме накачка-зондирование в пленке селенида цинка (ZnSe), приводит к рассея-

¹⁾e-mail: a.b.fedotov@physics.msu.ru

нию широкополосного зондирующего излучения на вызванной электронной плотностью плазменной добавке к показателю преломления. С помощью изменения ФНО можно управлять электронной плотностью ZnSe, а следовательно, и его плазменной нелинейностью.

2. Методы. Для получения сверхкоротких лазерных импульсов была использована лазерная система [37], состоящая из титан-сапфирового лазера и регенеративного усилителя chirпированных импульсов, которые служат в качестве излучения накачки в схеме двухкаскадного оптического параметрического усилителя, на выходе из которого получают 180-мкДж 50-фс импульсы холостой волны с центральной длиной волны около 2 мкм. Часть излучения холостой волны направляется в $f - 2f$ интерферометр для стабилизации ФНО. Другая часть излучения, энергия которой управляется с помощью оптического аттенюатора, фокусируется с помощью линзы из фторида кальция (CaF_2) с фокусным расстоянием 75 мм на торец полого анрезонансного волновода, расположенного в газовой ячейке, заполненной аргоном при давлении 4 атм. На входе и на выходе ячеек использовались сапфировое и CaF_2 окна толщиной 2 мм, а длина волокна составляла 20 см. Поперечная структура волновода представляет собой полую сердцевину с диаметром 70 мкм, окруженную шестью полыми капиллярами с диаметрами 36 мкм и толщиной стенок $d \approx 580$ нм [38]. Дисперсионные свойства, определяемые такой структурой волновода, позволяют реализовать режим солитонной самокомпрессии сверхкороткого лазерного импульса, в результате чего формируется предельно короткий импульс со стабильной ФНО [38] и спектром шириной более октавы (рис. 1b) с длинами волн от 1 до 2.4 мкм. Характеризация импульса была выполнена с помощью метода интерферометрии спектральной фазы для прямого восстановления электрического поля (X-SEA-F-SPIDER [39, 40]), полученный спектр, спектральная фаза и временной профиль импульса представлены на рис. 1a, b.

Длительность импульса составляет $\tau_0 \approx 8.3$ фс (рис. 1c), что при центральной длине волны $\lambda_0 \approx 1720$ нм составляет менее 1.5 периодов электромагнитного поля. Энергия такого импульса составляет $E \approx 20$ мкДж, при этом в центральном предельно коротком пике содержится около половины энергии, т.е. $E_0 \approx 10$ мкДж. Учитывая, что эффективный диаметр моды волновода составляет $w_0 \approx 46$ мкм, интенсивность на торце достигает $I = E_0/(\tau_0 \pi w_0^2) \approx 70$ ТВт/см². Диаметр коллимированного параболическим зеркалом пучка составил 2.2 мм. Во избе-

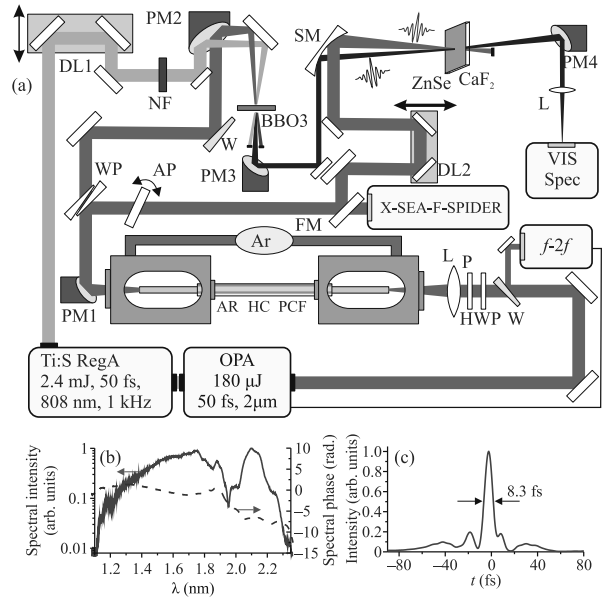


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки. Ti:S RegA – фемтосекундный титан-сапфировый генератор и регенеративный усилитель; OPA – двухкаскадный оптический параметрический усилитель; Vis spec – кремниевый спектрометр; X-SEA-F-SPIDER – система характеризации импульсов; $f - 2f$ – нелинейный интерферометр для стабилизации ФНО; BBO3 – кристалл β -бората бария толщиной 0.02 мм; HWP – полуволновая пластина; P – поляризатор; FM – откидное зеркало; L – линза из CaF_2 с фокусным расстоянием 75 мм; AR HC PCF – однокольцевое антирезонансное полое волокно; W – клиновидные пластины из CaF_2 ; PM1–PM4 – параболические серебряные зеркала с фокусным расстоянием 100 мм; SM – сферическое серебряное зеркала с фокусным расстоянием 100 мм; DL1, DL2 – линии задержки; AP – пластина из CaF_2

жание пробоя пленки ZnSe в качестве импульса накачки бралось отраженное от клина из CaF_2 излучение, а для компенсации остаточной спектральной фазы и дополнительного ослабления импульс накачки был пропущен через пластину из CaF_2 толщиной 1 мм (AP на рис. 1). Отражение от клина из CaF_2 под углом 45 градусов составляет $\approx 7.4\%$, а отражение от пластинки ослабляло пучок ещё на 15%, в результате чего основной пик импульса накачки имел энергию $E_1 \approx 0.65$ мкДж. Пучок с торца волновода перестраивался на пленку ZnSe без увеличения, так что интенсивность излучения в фокусе на образце достигала $I = E_1/(\tau_0 \pi w_0^2) \approx 4$ ТВт/см².

Генерация короткого зондирующего импульса осуществляется с помощью генерации суммарной частоты (ГСЧ) в кристалле β -бората бария (BBO3 на рис. 1) толщиной 20 мкм. В кристалле

смешиваются два импульса – часть, отделенная от предельно короткого импульса накачки, и квазимонохроматический импульс, получаемый из регенеративного усилителя. Монохроматичность последнего достигается с помощью узкополосного фильтра, выделяющего спектральный диапазон вблизи 800 нм шириной 1 нм. В такой схеме спектральная ширина фазового синхронизма процесса ГСЧ позволяет конвертировать широкополосное ИК излучение в импульс с сопоставимой длительностью, спектр которого лежит в диапазоне от 460 до 600 нм. При этом стоит отметить, что ФНО такого импульса не является стабильной. Широкополосные зондирующий импульс и импульс накачки использовались для реализации неколлинеарной схемы накачка-зондирование с углом между пучками около 5 градусов. Пересечение импульсов в образце обеспечивалась линией задержки DL2, расположенной в плече импульса накачки. В качестве образца была использована пленка ZnSe с толщиной около 1 мкм, напыленная на пластину из CaF₂. Характеризация прошедшего через образец излучения зондирующего импульса произведена с помощью высокочувствительного спектрометра (Maya 2000 Pro Ocean Insight).

На рисунке 2 показаны длинноволновый и коротковолновый края спектра зондирующего импульса. При большой задержке между импульсами, такой что они не пересекаются в пленке ZnSe (рис. 2а, б, при изменении ФНО φ_{CEP} импульса накачки, спектр не меняется. В случае максимального пересечения импульсов в образце (рис. 2с, д) отчетливо наблюдается генерация новых спектральных компонент как на длинноволновом, так и на коротковолновом краях спектра зондирующего импульса, которые осциллируют с периодом π при изменении фазы φ_{CEP} .

Анализ этого эффекта был проведен с помощью численного моделирования кинетического уравнения для динамики электронной плотности и нелинейного уравнения Шредингера для распространения лазерного излучения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho(z, t)}{\partial t} = & W(I_{pu}(z, t, \varphi_{CEP})) \\ & + \sigma(\omega_{pu})\rho(z, t)I_{pu}(z, t, \varphi_{CEP})/E_g \\ & - \rho(z, t)/\tau_r, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{pr}(z, \omega)}{\partial z} = & -i \frac{\omega_{pr}^2}{2n_{pr}c\rho_c\omega(1 + \nu_e^2/\omega^2)} F[\rho(z, t)A_{pr}(z, t)] \\ & - \frac{\sigma(\omega_{pr})}{2} F[\rho(z, t)A_{pr}(z, t)], \end{aligned} \quad (2)$$

где $\rho(z, t)$ – электронная плотность, z – координата распространения, t – время в сопровождающей им-

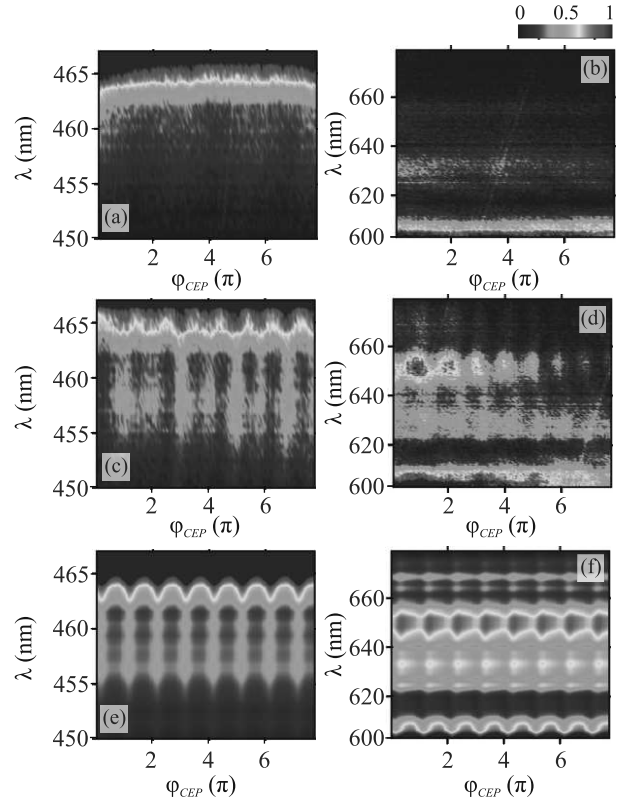


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимости выходного спектра зондирующего импульса от фазы несущей относительно огибающей импульса накачки позади тонкой пленки ZnSe толщиной 1 мкм. Задержка была настроена на большое отставание импульса накачки без его пересечения с зондирующим импульсом (а)–(с) и на максимальное пересечение импульсов в образце (d)–(f)

пульс системе координат, $\sigma(\omega) = e^2[m_e\epsilon_0 n_{pu} c \nu_e (1 + \omega^2/\nu_e^2)]^{-1}$ – сечение ударной ионизации в модели Друде, $\nu_e = 1/\tau_e$ – частота электронных столкновений, $\tau_e = 3$ фс [41], ω_{pu} и ω_{pr} – центральные частоты импульсов накачки и зондирующего, $E_g = 2.65$ эВ – ширина запрещенной зоны в отсутствие поля, $n_{pu} = n(\omega_{pu})$ и $n_{pr} = n(\omega_{pr})$ – показатель преломления селенида цинка, вычисленный по формуле Селлмейера [42], m_e – масса электрона, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, A_{pr} – комплексный вид поля зондирующего импульса, I_{pu} – интенсивность импульса накачки, $F[\cdot]$ – преобразование Фурье. Скорость ионизации в туннельном режиме $W(I_{pu})$ рассчитана по модели Аммосова–Делоне–Крайнова [43], в которой она вычисляется от каждого пика электромагнитного поля без усреднения по оптическому периоду. В качестве начального зондирующего поля взят спектрально ограниченный импульс с измеренным в эксперименте спектром в отсутствие импульса накачки (показан на рис. 2а, б), а в качестве начального по-

ля накачки взят измеренный импульс (рис. 1б, с), к которому добавлена ФНО φ_{CER} . Модель учитывает эффекты туннельной и лавинной ионизации, вызванной мощным сверхкоротким импульсом накачки, а также рассеяние зондирующего импульса на плазменной нелинейности. Не включенный в модель керровский эффект не может приводить к наблюдаемому φ_{CER} -зависимому спектральному уширению, так как фазовая само- и кроссмодуляция зависят только от огибающей интенсивности и не зависят от фазы импульса накачки.

Полученный с помощью численного моделирования выходной спектр зондирующего импульса показан на рис. 2е, ф. Хорошее сходство результатов численного моделирования с экспериментально полученными спектрами (рис. 2с, д) подтверждает адекватность выбранной модели и позволяет глубже проникнуть в физический механизм генерации новых спектральных компонент. В зависимости от ФНО φ_{CER} максимальная мгновенная интенсивность импульса накачки различается и достигает максимума при $\varphi_{CER} = 0.4$, составляя ≈ 4 ТВт/см², и минимума при $\varphi_{CER} = 2.4$, составляя ≈ 1.5 ТВт/см². Соответствующие этим фазам временные профили поля показаны на рис. 3а. Мощный импульс накачки ин-

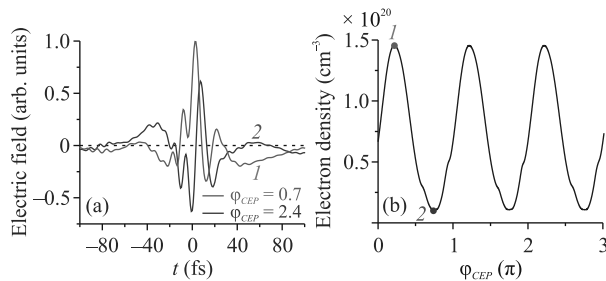


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Поле импульса накачки при двух значениях фазы несущей относительно огибающей $\varphi_{CER} = 0.78$ рад (1) и $\varphi_{CER} = 2.4$ рад (2). (б) – Расчетная зависимость электронной плотности на заднем фронте импульса накачки от фазы φ_{CER} несущей относительно огибающей импульса накачки

дуцирует ионизацию и рост электронной плотности $\rho(z, t)$, максимальное значение которой зависит от фазы φ_{CER} , как показано на рис. 3б, и варьируется от $0.1 \cdot 10^{20}$ до $1.5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ при изменении φ_{CER} от 0.7 до 2.4 радиан. Для сравнения, критическая плотность плазмы на длине волны 1.7 мкм составляет $\rho_c = \omega_{pi}^2 m_e \epsilon_0 / e^2 \approx 3.8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, где e – заряд электрона. Таким образом, отношение ρ/ρ_c колеблется от 0.03 до 0.4. Временной профиль электронной плотности приводит к зависимым от ФНО нелинейной плазменной добавке к показателю преломления

$\delta n_{pl}(z, t, \varphi_{CER}) \approx -\rho(z, t, \varphi_{CER}) / (2n_{pr}\rho_c)$ и нелинейному плазменному поглощению $\alpha_{pl}(z, t, \varphi_{CER}) \approx \sigma(\omega_{pr})\rho(z, t, \varphi_{CER})/2$, на которых рассеивается поле зондирующего импульса, генерируя по бокам спектра новые, зависящие от ФНО компоненты.

Следует отметить, что плазменная нелинейность в аргоне на выходном торце волновода, формирующего импульс накачки, где пиковая интенсивность достигает около 70 ТВт/см², также может приводить к осцилляциям с периодом π в зависимости спектра зондирующего импульса от φ_{CER} . Однако такая зависимость от фазы наблюдалась бы и в отсутствии импульса накачки на образце. Рисунки 2а, б демонстрируют отсутствие осцилляций с периодом π в спектре зондирующего импульса, тем самым подтверждая, что фазочувствительные спектральные компоненты генерируются в образце ZnSe.

На рисунке 4 показаны карты динамики длинноволнового (рис. 4а, б) и коротковолнового (рис. 4с, д)

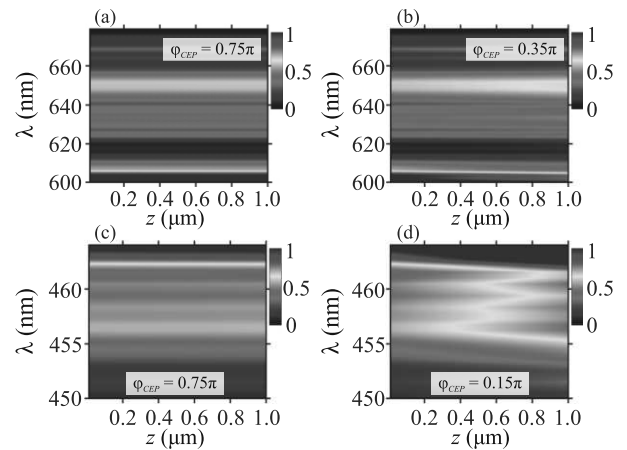


Рис. 4. (Цветной онлайн) Динамика длинноволнового (а), (б) и коротковолнового (с), (д) крыла спектра зондирующего импульса при его распространении в тонкой пленке ZnSe при различных значениях фазы несущей относительно огибающей импульса накачки $\varphi_{CER} = 0.75\pi$ (а), (б), $\varphi_{CER} = 0.35\pi$ (с) и $\varphi_{CER} = 0.15\pi$ (д)

крыла спектра зондирующего импульса при его распространении в ZnSe при двух значениях фазы φ_{CER} импульса накачки, соответствующей самому слабому (рис. 4а, с) и самому сильному (рис. 4б, д) росту спектральных компонент. При фазе $\varphi_{CER} = 0.75\pi$ электронная плотность, индуцированная импульсом накачки, минимальна (рис. 3б), поэтому спектр зондирующего импульса на рис. 4а, б не претерпевает существенных изменений. Напротив, при $\varphi_{CER} = 0.35\pi$ и $\varphi_{CER} = 0.15\pi$ наблюдается максимальный рост компонент в длинноволновой и коротковолно-

вой части спектра, соответственно. При этом электронная плотность составляет более $1.3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Фаза $\varphi_{\text{СЕР}}$ максимального роста компонент немного отличается от фазы $\varphi_{\text{СЕР}} = 0.25\pi$ максимальной электронной плотности из-за того, что максимальный рост наблюдается, когда новые, вызванные плазменной нелинейностью компоненты, генерируются в фазе с полем пробного импульса. Также на рис. 4d виден синий сдвиг длин волн коротковолнового крыла спектра зондирующего импульса по мере его распространения в образце, типичный для рассматриваемой плазменной нелинейности.

Полученный эффект можно использовать в дополнение к стандартным методикам в сложной задаче полной характеристики поля $\varphi_{\text{СЕР}}$ -стабильных предельно коротких импульсов видимого и ИК-диапазонов с длительностью около одного и даже меньше одного оптического периода, так как стандартные методики интерферометрии спектральной фазы для прямого восстановления электрического поля (X-SEA-F-SPIDER) и разрешенное по частоте оптическое стробирование сигнала второй гармоники (SHG FROG) восстанавливают только огибающую интенсивности столь коротких импульсов, но не дают информацию о их абсолютной фазе. Точный контроль над фазой однопериодных импульсов позволит управлять сверхбыстрой электронной динамикой в диэлектрических и полупроводниковых средах при процессах генерации гармоник высоких порядков и последовательностей аттосекундных импульсов.

4. Заключение. Таким образом, экспериментально продемонстрировано спектральное уширение, вызванное чувствительной к фазе накачки относительно огибающей плазменной нелинейностью. Реализована схема накачка-зондирование, в которой импульс накачки с длительностью около 1.5 оптического периода и с центральной длиной волны 1.7 мкм со стабилизированной фазой несущей относительно огибающей индуцирует чувствительную к этой фазе ионизацию в тонкой пленке селенида цинка. Зондирующий импульс рассеивается на плазме, генерируя новые спектральные компоненты на краях своего спектра. Выполненный с помощью численного моделирования анализ показывает, что новые спектральные компоненты генерируются за счет плазменной нелинейной добавки к показателю преломления и нелинейного плазменного поглощения.

Авторы выражают глубокую благодарность профессору А. М. Жёлтикову за всестороннюю поддержку. Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования высокопроизводительными вычислительными ресур-

сами МГУ имени М. В. Ломоносова. П. Б. Глек благодарит фонд “Базис” (# 20-2-10-2-1). И. В. Савицкий благодарит фонд “Базис” (# 22-2-2-4-1).

Финансирование работы. Работа поддержана Российским научным фондом (19-72-10054, исследования в области мощных сверхкоротких лазерных импульсов; 22-12-00149, исследование в области стабилизации фазы предельно коротких импульсов).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. T. Brabec and F. Krausz, Rev. Mod. Phys. **72**, 545 (2000).
2. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1965).
3. А. М. Переломов, В. С. Попов, М. В. Терентьев, ЖЭТФ **50**, 1393 (1966).
4. P. B. Corkum and F. Krausz, Nat. Phys. **3**, 381 (2007).
5. G. Vampa, T. J. Hammond, N. Thiré, B. E. Schmidt, F. Légaré, C. R. McDonald, T. Brabec, and P. B. Corkum, Nature **522**, 462 (2015).
6. O. Schubert, M. Hohenleutner, F. Langer, B. Urbanek, C. Lange, U. Huttner, D. Golde, T. Meier, M. Kira, S. W. Koch, and R. Huber, Nat. Photonics **8**, 119, (2014).
7. A. Baltuška, T. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, C. Gohle, R. Holzwarth, V. S. Yakovlev, A. Scrinzi, and T. W. Hänsch, Nature **421**, 611 (2003).
8. M. Kreß, T. Löffler, M. D. Thomson, R. Dörner, H. Gimpel, K. Zrost, T. Ergler, R. Moshhammer, U. Morgner, J. Ullrich, and H. G. Roskos, Nat. Phys. **2**, 327 (2006).
9. A. Schiffrin, T. Paasch-Colberg, N. Karpowicz et al. (Collaboration), Nature **493**, 70 (2013).
10. F. Krausz and M. I. Stockman, Nat. Photonics **8**, 205 (2014).
11. M. Lucchini, S. A. Sato, A. Ludwig, J. Herrmann, M. Volkov, L. Kasmi, Y. Shinohara, K. Yabana, L. Gallmann, and U. Keller, Science **353**, 916 (2016).
12. А. А. Ланин, А. М. Желтиков, Письма в ЖЭТФ, **104**, 475 (2016).
13. А. А. Ланин, Е. А. Степанов, А. В. Митрофанов, Д. А. Сидоров-Бирюков, А. Б. Федотов, and А. М. Желтиков, Opt. Lett. **44**, 1888 (2019).
14. А. А. Ланин, Е. А. Степанов, А. Б. Федотов, and А. М. Желтиков, Optica **4**, 516 (2017).
15. A. Srivastava, R. Srivastava, J. Wang, and J. Kono, Phys. Rev. Lett. **93**, 157401 (2004).
16. S. Ghimire, A. D. DiChiara, E. Sistrunk, U. B. Szafruga, P. Agostini, L. F. DiMauro, and D. A. Reis, Phys. Rev. Lett. **107**, 167407 (2011).
17. Y. Zhong, Z. Zeng, Z. Jia, Y. Zheng, G. Li, X. Yuan, X. Ge, and R. Li, Opt. Commun. **395**, 261 (2017).

18. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **34**, 1138 (1958).
19. K. B. Nordstrom, K. Johnsen, S. J. Allen, A.-P. Jauho, B. Birnir, J. Kono, T. Noda, H. Akiyama, and H. Sakaki, Phys. Rev. Lett. **81**, 457 (1998).
20. A. H. Chin, J. M. Bakker, and J. Kono, Phys. Rev. Lett. **85**, 3293 (2000).
21. A. H. Chin, O. G. Calderón, and J. Kono, Phys. Rev. Lett. **86**, 3292 (2001).
22. S. Sederberg, D. Zimin, S. Keiber, F. Siegrist, M. S. Wismer, V. S. Yakovlev, I. Floss, C. Lemell, J. Burgdörfer, and M. Schultze, Nat. Commun. **11**, 430 (2020).
23. D. Hui, H. Alqattan, S. Yamada, V. Pervak, K. Yabana, and M. T. Hassan, Nat. Photonics **16**, 33 (2022).
24. G. Vampa, T. Hammond, M. Taucer, X. Ding, X. Ropagnol, T. Ozaki, S. Delprat, M. Chaker, N. Thiré, and B. Schmidt, Nat. Photonics **12**, 465 (2018).
25. G. Inzani, L. Adamska, A. Eskandari-asl, N. Di Palo, G. L. Dolso, B. Moio, L. J. D'Onofrio, A. Lamperti, A. Molle, and R. Borrego-Varillas, Nat. Photonics **17**, 1 (2023).
26. T. Higuchi, C. Heide, K. Ullmann, H. B. Weber, and P. Hommelhoff, Nature **550**, 224 (2017).
27. C. Heide, Y. Kobayashi, A. C. Johnson, F. Liu, T. F. Heinz, D. A. Reis, and S. Ghimire, Optica **9**, 512 (2022).
28. T. Boolakee, C. Heide, A. Garzón-Ramírez, H. B. Weber, I. Franco, and P. Hommelhoff, Nature **605**, 251 (2022).
29. A. Wirth, M. T. Hassan, I. Grguraš, J. Gagnon, A. Moulet, T. T. Luu, S. Pabst, R. Santra, Z. A. Alahmed, A. M. Azzeer, V. S. Yakovlev, V. Pervak, F. Krausz, and E. Goulielmakis, Science **334**, 195 (2011).
30. S.-W. Huang, G. Cirimi, J. Moses, K.-H. Hong, S. Bhardwaj, J. R. Birge, L.-J. Chen, E. Li, B. J. Eggleton, and G. Cerullo, Nat. Photonics **5**, 475 (2011).
31. E. Ridente, M. Mamaikin, N. Altwaijry, D. Zimin, M. F. Kling, V. Pervak, M. Weidman, F. Krausz, and N. Karpowicz, Nat. Commun. **13**, 1111 (2022).
32. И. В. Савицкий, Е. А. Степанов, А. А. Ланин, А. Б. Федотов, Письма в ЖЭТФ **117**, 285 (2023).
33. T. Balciunas, C. Fourcade-Dutin, G. Fan, T. Witting, A. A. Voronin, A. M. Zheltikov, F. Gerome, G. G. Paulus, A. Baltuska, and F. Benabid, Nat. Commun. **6**, 6117 (2015).
34. U. Elu, M. Baudisch, H. Pires, F. Tani, M. H. Frosz, F. Köttig, A. Ermolov, P. St. J. Russell, and J. Biegert, Optica **4**, 1024 (2017).
35. E. A. Stepanov, A. A. Voronin, F. Meng et al. (Collaboration), Phys. Rev. A **99**, 033855 (2019).
36. И. В. Савицкий, А. А. Воронин, Е. А. Степанов, А. А. Ланин, А. Б. Федотов, Письма в ЖЭТФ, **118** 493 (2023).
37. I. V. Savitsky, E. A. Stepanov, A. A. Lanin, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, ACS Photonics **9**, 1679 (2022).
38. I. V. Savitsky, A. A. Voronin, E. A. Stepanov, A. A. Lanin, and A. B. Fedotov, Opt. Lett. **48**, 4469 (2023).
39. G. Fan, T. Balčiūnas, C. Fourcade-Dutin, S. Haessler, A. A. Voronin, A. M. Zheltikov, F. Gérôme, F. Benabid, A. Baltuška, and T. Witting, Opt. Express **24**, 1614 (2016).
40. И. В. Савицкий, Е. А. Степанов, А. А. Ланин, А. А. Воронин, Е. Е. Серебрянников, А. А. Иванов, М. Ху, Я. Ли, А. Б. Федотов, А. М. Желтиков, Письма в ЖЭТФ **115**, 437 (2022).
41. S.-H. Nam, G. C. Nagar, D. Dempsey, O. Novák, B. Shim, and K.-H. Hong, High Power Laser Science and Engineering **9**, e12 (2021).
42. J. Connolly, B. diBenedetto, and R. Donadio, Proc. SPIE **181**, 141 (1979).
43. М. В. Аммосов, Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, ЖЭТФ **91**, 2008 (1986).