

## Ионизационный механизм генерации ультракоротких частотно-перестраиваемых импульсов в среднем ИК-диапазоне

А. А. Силаев<sup>+</sup>, В. А. Костин<sup>+\*</sup>, И. Д. Ларюшин<sup>+\*</sup>, Н. В. Введенский<sup>+\*1)</sup>

<sup>+</sup>Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>\*</sup>Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 15 декабря 2017 г.

Исследована генерация импульсов в среднем ИК-диапазоне при ионизации газа интенсивным двухцветным полем фемтосекундной длительности, содержащим квазимонохроматические компоненты с частотным отношением, близким к 2. Генерация происходит на частоте отстройки, равной разности между большей и удвоенной меньшей частотами. Показано, что эффективность генерации определяется как величиной частотной отстройки, так и ее знаком, принимая более высокие значения при отрицательных отстройках. Длительность генерируемого импульса определяется длительностью ионизации, которая много меньше длительности ионизирующего поля, что обеспечивает получение малоцикловых и субцикловых импульсов в среднем ИК-диапазоне.

DOI: 10.7868/S0370274X18030037

Генерация частотно-перестраиваемых ультракоротких импульсов в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне длин волн (3–30 мкм) является важной проблемой, интерес к которой носит как фундаментальный, так и прикладной характер. Например, использование интенсивных ультракоротких импульсов среднего ИК-излучения с большой длиной волны и контролируемой фазой для генерации высоких гармоник позволяет эффективно продвинуться в коротковолновую область мягкого рентгеновского диапазона и получить сверхкороткие аттосекундные импульсы [1, 2]. Кроме этого источники ультракоротких импульсов в среднем ИК-диапазоне требуются для наблюдения сверхбыстрой электронной и колебательной динамики в широком классе материалов [3, 4]. Интерес к таким источникам также связан с возможностями спектроскопии и диагностики фармацевтических препаратов, взрывчатых и отравляющих веществ, состава атмосферы и других сред [5, 6]. При этом для достижения высокой точности диагностики необходимо охватывать широкий спектральный диапазон, что может быть реализовано при использовании частотно-перестраиваемых либо широкополосных импульсов.

Существуют несколько направлений в методах генерации ультракоротких импульсов в среднем ИК-диапазоне. Один из них связан с использованием волоконных световодов [7, 8]. Соответствующие ис-

точники излучения достаточно компактны, обладают высокой стабильностью и надежностью, но недостаточно мощны для многих приложений и к тому же пока не позволяют продвинуться в длинноволновую часть спектра (с длиной волны больше 5 мкм) и получать очень короткие малоцикловые импульсы. Основные же успехи в генерации мощных (и в том числе относительно длинноволновых) ультракоротких импульсов в среднем ИК-диапазоне связаны с использованием параметрических генераторов света (ПГС) на основе частотной конверсии в нелинейных кристаллах. Среди основных достижений в этом направлении необходимо отметить генерацию трехцикловых импульсов на длине волны 3.9 мкм с энергией 20 мДж [9] и на длине волны 7 мкм с энергией 0.5 мДж [10], субцикловых импульсов (длительностью 20 фс) с центральной длиной волны 6.8 мкм и энергией 1 мкДж [11], а также осуществление частотной перестройки в диапазоне длин волн 2.4–4 мкм импульсов с длительностью 70 фс и энергией 80 мкДж [12].

Несмотря на эти успехи, генерация мощных перестраиваемых в широких пределах малоцикловых и субцикловых импульсов в среднем ИК-диапазоне остается существенной и фактически нерешенной проблемой (особенно в его длинноволновой части). Основные сложности обусловлены ограниченностью интенсивности света в кристалле (и связанной с этим необходимостью изготовления и применения широкоапертурных кристаллов) и ограниченностью его

<sup>1)</sup>e-mail: vved@appl.sci-nnov.ru

рабочей полосы, а также необходимостью организации условий широкополосного фазового синхронизма или дополнительной компрессии для генерации ультракоротких импульсов.

В настоящей работе аналитически и численно исследуется новый метод генерации ультракоротких импульсов в среднем ИК-диапазоне, основанный на ионизационном механизме многоволнового смещения полей интенсивных двухцветных фемтосекундных импульсов. Здесь (в отличие от обычных параметрических методов) быстро меняющимся параметром является плотность плазмы, и эффект обеспечивается движением свободных электронов, что значительно расширяет диапазоны рабочих интенсивностей и частот по сравнению с волновым смещением в нелинейных кристаллах (где существенную роль играют дисперсия и поглощение вблизи большого набора резонансных частот). Если отношение частот квазимонохроматических компонент двухцветного ионизирующего поля близко к несократимой рациональной дроби с не очень большой нечетной суммой числителя и знаменателя, то в результате ионизационного многоволнового смещения в образующейся плазме может эффективно возбуждаться ток свободных электронов на низкой (по сравнению с частотами ионизирующего поля) комбинационной частоте [13]. При этом, как будет показано далее, резкая зависимость скорости ионизации от напряженности поля приводит к очень малой длительности генерируемых импульсов, которая определяется длительностью ионизации (характерным временем нарастания плотности плазмы). В результате получающиеся импульсы в среднем ИК-диапазоне могут быть как малоцикловыми, так и субцикловыми, при этом разность фаз между несущей и огибающей в этих импульсах определяется фазовым сдвигом между одноцветными компонентами в ионизирующем поле.

В качестве наиболее важного и интересного с практической точки зрения примера реализации ионизационного механизма генерации ультракоротких импульсов в среднем ИК-диапазоне рассмотрим ионизирующие двухцветные импульсы, содержащие квазимонохроматические компоненты с частотным отношением, близким к 2. При этом генерация происходит на частоте отстройки, равной разности между большей и удвоенной меньшей частотами. Такие двухцветные импульсы обычно состоят из поля накачки и добавочного поля, получающегося либо при использовании кристаллов удвоения частоты и частотно-селективных элементов, создающих частотную отстройку [5, 14, 15], либо с использованием ПГС, генерирующего излучение вблизи поло-

винной частоты [16, 17]. В последнем случае частота отстройки может непрерывно изменяться в очень широких пределах, охватывающих весь средний ИК-диапазон.

Запишем зависимость напряженности линейно-поляризованного двухцветного ионизирующего поля  $\mathbf{E}$  от времени  $t$ :

$$\mathbf{E}(t) = [F_1(t) \cos(\omega_1 t) + F_2(t) \cos(\omega_2 t + \varphi)] \mathbf{x}_0, \quad (1)$$

где  $\omega_{1,2} > 0$  – циклические частоты,  $F_{1,2}(t) > 0$  – медленные огибающие одноцветных квазимонохроматических компонент,  $\varphi$  – фазовый сдвиг, и  $\mathbf{x}_0$  – единичный вектор.

В численных расчетах выбираются гауссовы огибающие  $F_{1,2} = (8\pi I_{1,2}/c)^{1/2} \exp(-t^2/2\tau^2)$  с максимальными интенсивностями  $I_{1,2}$ , где  $\tau = \tau_p/(4 \ln 2)^{1/2}$ ,  $\tau_p$  – полная длительность по уровню 1/2 от максимальной интенсивности и  $c$  – скорость света. Пусть  $\omega_1$  – меньшая из двух частот,  $\omega_2 = 2\omega_1 + \Delta\omega$  и  $|\Delta\omega| \ll \omega_1$ . Будем считать также, что длительность генерируемого импульса мала по сравнению с характерным временем диссипации тока в плазме и периодом собственных плазменных колебаний, что позволяет считать поле (1) заданным и пренебречь всеми диссипативными членами в уравнениях для расчета низкочастотной (на частотах, много меньших  $\omega_1$ ) плотности тока  $\mathbf{j}_{LF}$ .

Численное моделирование возбуждения электронного тока проводится из первых принципов на основе решения трехмерного нестационарного уравнения Шредингера, которое позволяет описать все стадии динамики электронной волновой функции  $\psi(\mathbf{r}, t)$  атома водорода, находящегося в интенсивном внешнем поле  $\mathbf{E}(t)$ ,

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + \left[ -\frac{e^2}{r} + e\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(t) \right] \psi. \quad (2)$$

Здесь  $\hbar$  – приведенная постоянная Планка,  $e$  – элементарный заряд,  $m$  – масса электрона,  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор с началом в точке нахождения иона и  $r = |\mathbf{r}|$ . Начальное условие соответствует основному (1s) состоянию. Метод численного решения уравнения (2) подробно описан в [18]. Производная плотности электронного тока  $\mathbf{j}$  выражается через  $\psi$  как

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \frac{e^2 N_m}{m} \left[ \mathbf{E} + \left\langle \psi \left| \frac{e\mathbf{r}}{r^3} \right| \psi \right\rangle \right], \quad (3)$$

где  $N_m$  – плотность нейтральных атомов до начала ионизации. Зависимость  $\partial \mathbf{j}_{LF} / \partial t$  от  $t$  находится из  $\partial \mathbf{j} / \partial t$  с помощью идеального фильтра нижних час-

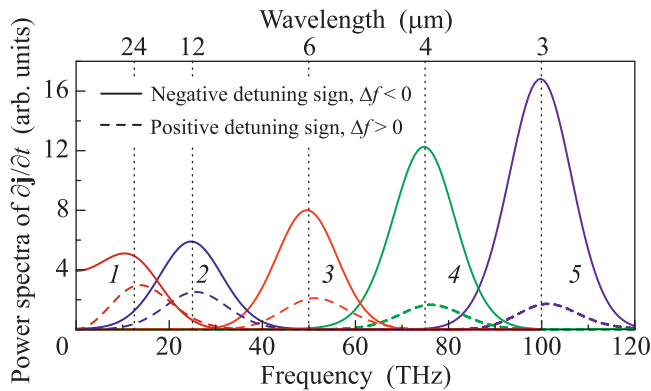


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектры мощности  $\partial \mathbf{j} / \partial t$ , найденные из численного решения трехмерного нестационарного уравнения Шредингера (2) для двухцветного ионизирующего поля (1) с частотами компонент  $\omega_1$  и  $\omega_2 = 2\omega_1 + \Delta\omega$  при различных значениях частоты отстройки  $\Delta f = \Delta\omega / 2\pi = \pm 12.5, \pm 25, \pm 50, \pm 75$  и  $\pm 100$  ТГц (линии 1–5 соответственно). Отстройка отрицательна для сплошных линий и положительна для штриховых. Параметры ионизирующего лазерного импульса: частота  $\omega_1$  соответствует длине волны  $\lambda_1 = 2\pi c / \omega_1 = 800$  нм, интенсивности компонент –  $I_1 = 2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $I_2 = 2 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, длительность –  $\tau_p = 100$  фс, фазовый сдвиг –  $\varphi = 0$

тот (частота среза фильтра соответствует наименьшей частоте выше  $|\Delta\omega|$ , при которой спектральная плотность  $\partial \mathbf{j} / \partial t$  достигает локального минимума).

На основе численного решения уравнений (2), (3) рассчитаны спектры и временные профили  $\partial \mathbf{j}_{LF} / \partial t$ , показанные соответственно на рис. 1, 2 для различных значений частоты отстройки  $\Delta f = \Delta\omega / 2\pi$ . Как видно на рис. 1, спектр содержит выраженный колоколообразный пик вблизи частоты отстройки. Ширина пика значительно больше ширин спектров квази-монохроматических компонент ионизирующего поля и слабо зависит от частоты отстройки, в то время как высота пика зависит как от ее абсолютного значения, так и от знака. При этом отрицательные значения отстройки приводят к генерации более сильных импульсов, чем положительные. Такая асимметрия по отношению к знаку отстройки может быть весьма значительной, и пик при положительной отстройке может оказаться на порядок ниже пика при отрицательной отстройке. Пики имеют гладкие склоны, и соответствующие временные зависимости также обладают достаточно плавными огибающими, что видно из рис. 2, построенного при двух значениях фазового сдвига  $\varphi$ . При этом изменение  $\varphi$  на  $\pi/2$  приводит к сдвигу фазы на  $\pi/2$  в генерируемом импульсе. Длительность импульсов при разной величине отстрой-

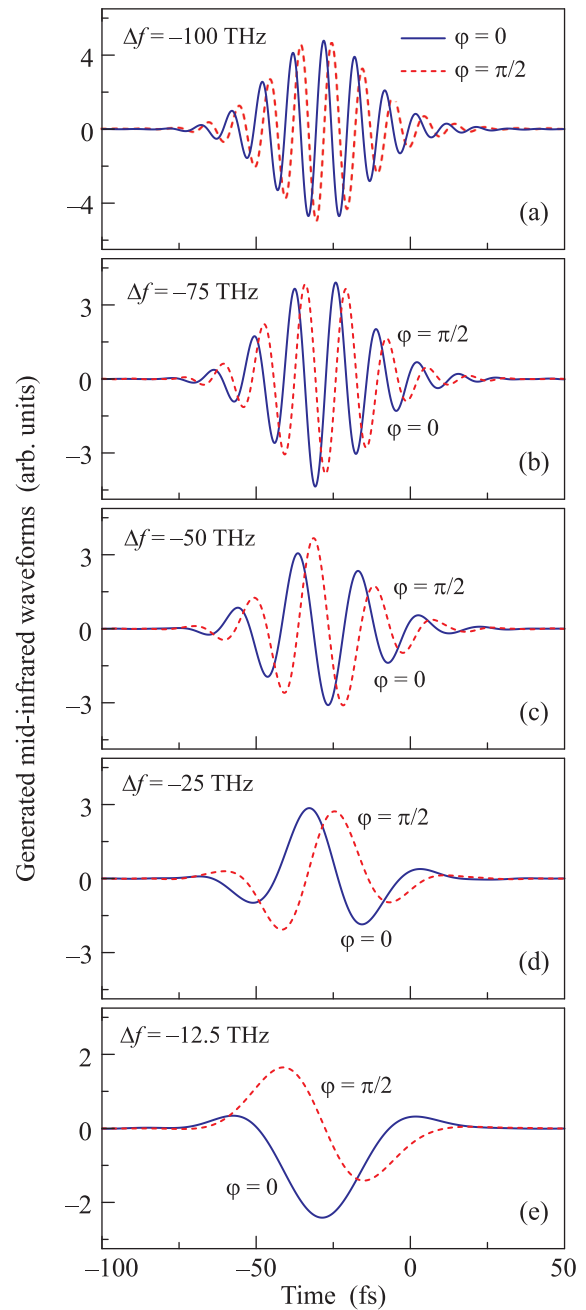


Рис. 2. (Цветной онлайн) Волновые профили генерируемых импульсов низкочастотного тока  $\mathbf{x}_0 \cdot \partial \mathbf{j}_{LF} / \partial t$ , найденные из численного решения трехмерного нестационарного уравнения Шредингера при тех же параметрах, что и на рис. 1, но при двух значениях фазового сдвига  $\varphi = 0$  (сплошные линии) и  $\pi/2$  (штриховые линии) при различных отрицательных значениях частоты отстройки: (a)  $\Delta f = -100$  ТГц, (b)  $-75$  ТГц, (c)  $-50$  ТГц, (d)  $-25$  ТГц, (e)  $-12.5$  ТГц

ки приблизительно одинакова и значительно меньше длительности исходного ионизирующего поля, что приводит (в зависимости от частоты отстройки) к

генерации малоцикловых или субцикловых импульсов.

Для интерпретации результатов квантовомеханического моделирования удобно воспользоваться аналитическим подходом, основанным на уравнении для плотности плазмы  $N(t)$  и классическом уравнении для плотности тока свободных электронов  $\mathbf{j}(t)$  в холодной бесстолкновительной плазме с переменным числом частиц [13, 16, 18]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = (N_m - N)w(E), \quad \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \frac{e^2 N}{m} \mathbf{E}, \quad (4)$$

где  $w[E(t)]$  – вероятность туннельной ионизации атома в единицу времени в поле  $E = |\mathbf{E}|$  и предполагается, что пондеромоторная энергия электрона в этом поле много больше потенциала ионизации атома.

Из уравнений (4) с начальным условием  $N = 0$  (при  $t \rightarrow -\infty$ ) можно найти аналитически решение для  $\partial \mathbf{j}_{\text{LF}} / \partial t$  в случае, когда амплитуда одной из квазимонохроматических компонент в двухцветном поле значительно меньше другой. Для этого используется теория возмущений по соответствующему малому полю, описанная в [13]. Анализируется спектральный состав  $N$  в различных порядках теории возмущений и находятся квазимонохроматические составляющие  $N$  на частотах  $\omega_{1,2} \pm \Delta\omega$  с комплексными огибающими  $N_{\omega_{1,2} \pm \Delta\omega}$ , которые позволяют записать  $\partial \mathbf{j}_{\text{LF}} / \partial t$  как

$$\frac{\partial \mathbf{j}_{\text{LF}}}{\partial t} \approx \frac{e^2}{m} \text{Re} \left\{ e^{i\Delta\omega t} \left[ (N_{\omega_1 - \Delta\omega}^* + N_{\omega_1 + \Delta\omega}) F_1 + (N_{\omega_2 - \Delta\omega}^* e^{i\varphi} + N_{\omega_2 + \Delta\omega} e^{-i\varphi}) F_2 \right] \right\} \mathbf{x}_0. \quad (5)$$

При  $F_2 \ll 2F_1/n_0(F_1)$  находим

$$N_{\omega_2 - \Delta\omega} \approx -\frac{i}{2\omega_1} \left( 1 - \frac{2}{n_0(F_1)} \right) \frac{\partial \bar{N}}{\partial t}, \quad (6)$$

$$N_{\omega_1 + \Delta\omega} \approx -\frac{ie^{i\varphi}}{\omega_1 + \Delta\omega} \frac{F_2}{2F_1} \left( n_1(F_1) - \frac{1}{2} \right) \frac{\partial \bar{N}}{\partial t}, \quad (7)$$

$$N_{\omega_1 - \Delta\omega} \approx -\frac{ie^{-i\varphi}}{\omega_1 - \Delta\omega} \frac{F_2}{2F_1} \left( n_1(F_1) - \frac{9}{2} \right) \frac{\partial \bar{N}}{\partial t}, \quad (8)$$

а  $N_{\omega_2 + \Delta\omega}$  в рассматриваемом предельном случае пренебрежимо мала. Здесь  $n_0(F_1) = w'(F_1)F_1/w(F_1)$  – эффективный (локальный) показатель степени функции  $w(E)$  при  $E = F_1$ ,  $n_1(F_1) = w''(F_1)F_1/w'(F_1)$  и  $\bar{N}$  – средняя по периоду ионизирующего поля плотность плазмы, которая удовлетворяет уравнению  $\partial \bar{N} / \partial t = (N_m - \bar{N})\bar{w}(F_1)$ , где  $\bar{w}(F_1) = [2/\pi n_0(F_1)]^{1/2} w(F_1)$  – средняя по периоду вероятность ионизации в единицу времени. При выводе выражений (6)–(8) предполагалось также,

что  $n_0(F_1) \approx n_1(F_1) \gg 1$  (т.е.  $w(E)$ ,  $w'(E)$  – резкорастущие функции поля) и выполняется условие  $\omega_1 \tau_i \gg 1$ , где

$$\tau_i \approx \left[ -(\partial \bar{N} / \partial t) / (\partial^3 \bar{N} / \partial t^3) \right]^{1/2} \Big|_{t=t_0} \quad (9)$$

есть длительность ионизации (характерное время нарастания плотности плазмы) и  $t_0$  – момент времени, при котором  $\partial \bar{N} / \partial t$  достигает максимального значения. Подставляя (6)–(8) в (5), получаем

$$\frac{\partial \mathbf{j}_{\text{LF}}}{\partial t} \approx G(t) \sin(\Delta\omega t + \varphi) \mathbf{x}_0, \quad (10)$$

где

$$G(t) = \left( \frac{3}{2} - \frac{n_0(F_1)\Delta\omega}{\omega_1} \right) \frac{e^2 F_2}{m\omega_1} \frac{\partial \bar{N}}{\partial t}. \quad (11)$$

В другом предельном случае, когда  $F_1 \ll \ll 2F_2/n_0(F_2)$ , описанная выше процедура приводит к той же формуле (10) для  $\partial \mathbf{j}_{\text{LF}} / \partial t$  с

$$G(t) = \left( \frac{3}{2} - \frac{n_0(F_2)\Delta\omega}{2\omega_2} \right) \frac{e^2 n_0(F_2) F_1^2}{2m\omega_2 F_2} \frac{\partial \bar{N}}{\partial t}, \quad (12)$$

где  $\partial \bar{N} / \partial t = (N_m - \bar{N})\bar{w}(F_2)$ .

Характерным временным масштабом входящего в (11) и (12) множителя  $\partial \bar{N} / \partial t$  является длительность ионизации  $\tau_i$ , определяемая формулой (9). В случае когда финальная степень ионизации мала, т.е.  $\bar{N}(t \rightarrow +\infty) \ll N_m$ , имеем  $\partial \bar{N} / \partial t \approx \approx N_m \bar{w}(E_{\text{max}}) \exp(-t^2/2\tau_i^2)$ , где  $E_{\text{max}}$  – максимальное значение поля в ионизирующем импульсе, и  $\tau_i \approx \approx \tau/n_0^{1/2}(E_{\text{max}})$ . Согласно этой оценке  $\tau_i \ll \tau$  при  $n_0 \gg 1$ , что обеспечивается резкостью зависимости вероятности ионизации от поля. На рис. 3 приведены результаты расчетов зависимости  $\tau_i$ , даваемой формулой (9), от максимальной интенсивности в ионизирующем импульсе при двух значениях  $\tau_p = 50$  и 100 фс. В расчетах использовалась эмпирическая формула из [19] для вероятности туннельной ионизации атома водорода

$$w(E) = 4\omega_a (E_a/E) \exp(-2E_a/3E - 12E/E_a), \quad (13)$$

где  $E_a = 5.14 \cdot 10^9$  В/см и  $\omega_a = 4.13 \cdot 10^{16}$  с<sup>-1</sup> – атомные единицы поля и частоты.

Как видно из рис. 3, при малых интенсивностях (пока финальная степень ионизации мала)  $\tau_i$  растет с увеличением интенсивности в соответствии с приведенной выше оценкой вследствие уменьшения  $n_0$  с увеличением поля. После того как максимальная интенсивность в импульсе превысит некоторое пороговое значение, при котором становится существенным истощение нейтральных атомов,  $\tau_i$  падает с ростом

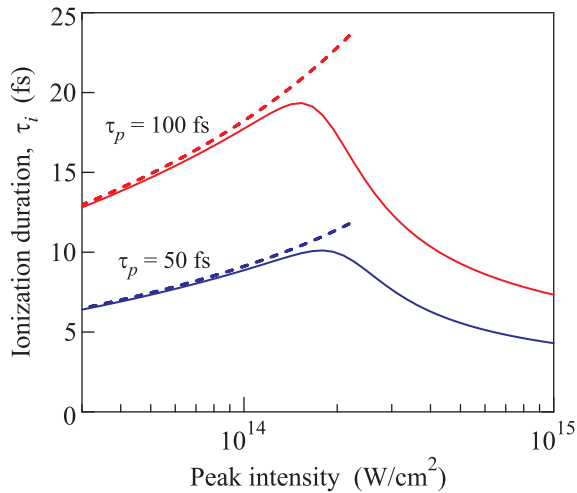


Рис. 3. (Цветной онлайн) Сплошные линии – зависимости длительности ионизации  $\tau_i$  от максимальной интенсивности  $I_{\max}$  в ионизирующем лазерном импульсе, найденные численно из формулы (9) с использованием выражения (13) для вероятности ионизации при  $\tau_p = 50$  и 100 фс. Штриховые линии – при тех же значениях  $\tau_p$  результаты, даваемые формулой  $\tau_i = \tau/n_0^{1/2}$ , полученной в пренебрежении истощением нейтральных атомов, где  $n_0 = w'(E_{\max})E_{\max}/w(E_{\max})$ ,  $E_{\max} = (8\pi I_{\max}/c)^{1/2}$

интенсивности. Таким образом, длительность ионизации  $\tau_i$ , а следовательно и длительность генерируемых импульсов, можно уменьшить как за счет использования более коротких ионизирующих полей, так и за счет увеличения их интенсивности, делая возможной генерацию в среднем ИК-диапазоне импульсов длительностью менее 10 фс.

Полученные аналитические формулы также очень хорошо описывают рассчитанные зависимости амплитуды и формы генерируемых импульсов от частотной отстройки  $\Delta f = \Delta\omega/2\pi$ . В частности, эти формулы демонстрируют существенную асимметрию по отношению к знаку  $\Delta f$ : амплитуда  $\partial \mathbf{j}_{\text{LF}}/\partial t$  согласно формулам (10) – (12) линейно растет с увеличением  $|\Delta f|$  при отрицательных  $\Delta f$ , а при положительных  $\Delta f$  – линейно падает. Из анализа выражений (5)–(8) видно, что эта асимметрия связана с асимметрией возбуждения квазимонохроматических составляющих плотности плазмы (7) и (8), при этом, несмотря на то что зависимости  $N_{\omega_1 \pm \Delta\omega}$  от отстройки достаточно слабы, асимметрия  $\partial \mathbf{j}_{\text{LF}}/\partial t$  может быть существенной за счет взаимной компенсации симметричных вкладов от различных спектральных составляющих плотности плазмы.

При достаточно больших частотных отстройках,  $|\Delta f|\tau_i \gtrsim 1$ , генерируется импульс на частоте  $\Delta f$ , при

этом фаза в импульсе определяется  $\varphi$ . При меньших отстройках,  $|\Delta f|\tau_i < 1$ , генерируется субцикловый импульс, а  $\varphi$  влияет как на фазу в генерируемом импульсе, так и на его амплитуду. Центральная частота генерируемого импульса оказывается порядка  $1/\tau_i$ , и это значение фактически задает нижний предел возможной перестройки частоты. В этом случае может возбуждаться зависящая от  $\varphi$  значительная остаточная плотность тока – постоянная составляющая (нулевая гармоника)  $\partial \mathbf{j}_{\text{LF}}(t)/\partial t$ , наличие которой можно видеть из результатов численных расчетов, представленных сплошной линией 1 на рис. 1, а также на рис. 2е. Эта остаточная плотность тока ответственна за генерацию более низкочастотного (терагерцового) излучения [13, 16], а формулы (10)–(12) определяют высокочастотную часть спектра этого терагерцового излучения, которая простирается до частот порядка  $1/\tau_i$ .

Используя полученные аналитические формулы можно сделать простые оценки для эффективности ионизационного механизма генерации ультракоротких импульсов в среднем ИК-диапазоне. Для этого можно воспользоваться квазистатической моделью на границе области ее применимости, считая размеры излучающей области порядка длины волны генерируемого излучения, а максимальную плотность плазмы – порядка критической плотности для частоты генерируемого излучения. В этом случае эффективность (т.е. отношение энергии генерируемого импульса к энергии ионизирующего поля) запишется как

$$\eta \sim \frac{m^2}{e^4 N_m^2} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (\partial \mathbf{j}_{\text{LF}}/\partial t)^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} E^2 dt}.$$

Воспользовавшись формулами (10)–(12) в длинноволновом пределе и положив  $I_1 \sim I_2$  и  $n_0 \sim 10$ , получаем  $\eta \sim 1/(\omega_1 \tau)^2$ . Эффективность оказывается на уровне  $10^{-5} \dots 10^{-3}$  для лазерных импульсов фемтосекундной длительности, при этом большим эффективностям отвечает использование более коротких и более длинноволновых ионизирующих импульсов.

В заключение сформулируем основные результаты работы. Квантовомеханическое моделирование на основе численного решения трехмерного нестационарного уравнения Шредингера (2) и аналитические формулы (10)–(12), полученные из классических уравнений для плотности плазмы и плотности тока свободных электронов в плазме с переменным числом частиц (4), показывают, что ионизация в интенсивном двухцветном поле, содержащем квазимонохроматические компоненты с частотным отношением, близким к 2, приводит к генерации ультра-

короткого импульса на частоте отстройки, равной разности между большей и удвоенной меньшей частотами. Эффективность генерации зависит как от частоты отстройки, так и от ее знака, принимая более высокие значения при отрицательных отстройках. Длительность генерируемого импульса определяется длительностью ионизации (характерным временем создания плазмы), которая много меньше длительности ионизирующего поля из-за резкой зависимости скорости ионизации от напряженности поля. Для обычно используемых фемтосекундных импульсов все это приводит к возможности генерации малоцикловых и субцикловых импульсов в среднем ИК-диапазоне с контролируемой фазовой структурой, непрерывно перестраиваемых в широком диапазоне длин волн – от нескольких микрометров до нескольких десятков микрометров.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты # 16-32-60166, # 16-32-60200 и # 18-02-01150) и гранта Президента Российской Федерации # МК-2135.2017.2.

1. T. Popmintchev, M.-C. Chen, D. Popmintchev et al. (Collaboration), *Science* **336**, 1287 (2012).
2. Z. Chang, P. B. Corkum, and S. R. Leone, *J. Opt. Soc. Am. B* **33**, 1081 (2016).
3. F. Krausz and M. I. Stockman, *Nat. Photonics* **8**, 205 (2014).
4. M. Schultze, E. M. Bothschafter, A. Sommer, S. Holzner, W. Schweinberger, M. Fiess, M. Hofstetter, R. Kienberger, V. Apalkov, V. S. Yakovlev, M. I. Stockman, and F. Krausz, *Nature (London)* **493**, 75 (2013).
5. J.-F. Daigle, F. Théberge, G. Roy, M. Châteauneuf, and J. Dubois, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 261103 (2012).
6. K. C. Cossel, E. M. Waxman, I. A. Finneran, G. A. Blake, J. Ye, and N. R. Newbury, *J. Opt. Soc. Am. B* **34**, 104 (2017).
7. M. Yu. Koptev, E. A. Anashkina, A. V. Andrianov, V. V. Dorofeev, A. F. Kosolapov, S. V. Muravyev, and A. V. Kim, *Opt. Lett.* **40**, 4094 (2015).
8. Y. Tang, L. G. Wright, K. Charan, T. Wang, C. Xu, and F. W. Wise, *Optica* **3**, 948 (2016).
9. V. Shumakova, P. Malevich, S. Ališauskas, A. Voronin, A. M. Zheltikov, D. Faccio, D. Kartashov, A. Baltuška, and A. Pugžlys, *Nat. Comm.* **7**, 12877 (2016).
10. D. Sanchez, M. Hemmer, M. Baudisch, S. L. Cousin, K. Zawilski, P. Schunemann, O. Chalus, C. Simon-Boisson, and J. Biegert, *Optica* **3**, 147 (2016).
11. E. A. Stepanov, A. A. Lanin, A. A. Voronin, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 043901 (2016).
12. Y. Chen, Y. Li, W. Li, X. Guo, and Y. Leng, *Opt. Comm.* **365**, 7 (2016).
13. V. A. Kostin, I. D. Laryushin, A. A. Silaev, and N. V. Vvedenskii, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 035003 (2016).
14. M. D. Thompson, V. Blank, and H. G. Roskos, *Opt. Express* **18**, 23173 (2010).
15. F. Théberge, M. Châteauneuf, G. Roy, P. Mathieu, and J. Dubois, *Phys. Rev. A* **81**, 033821 (2010).
16. N. V. Vvedenskii, A. I. Korytin, V. A. Kostin, A. A. Murzanev, A. A. Silaev, and A. N. Stepanov, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 055004 (2014).
17. T. Balčiūnas, D. Lorenc, M. Ivanov, O. Smirnova, A. M. Zheltikov, D. Dietze, K. Unterrainer, T. Rathje, G. G. Paulus, A. Baltuška, and S. Haessler, *Opt. Express* **23**, 15278 (2015).
18. A. A. Silaev and N. V. Vvedenskii, *Phys. Plasmas* **22**, 053103 (2015).
19. X. M. Tong and C. D. Lin, *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* **38**, 2593 (2005).