

Генерация и регистрация гармоник высокого порядка в приповерхностной лазерной плазме мощными лазерными импульсами в режиме кильватерного излучения и релятивистского осциллирующего зеркала

А. В. Митрофанов,^{1,2,3,*} М. В. Рожко,^{1,2} М. М. Назаров,³ Н. В. Якушкин,^{1,2}
Я. О. Романовский,^{1,2} А. А. Воронин,^{1,2} А. Б. Федотов,^{1,2} Д. А. Сидоров-Бирюков^{1,2,3,†}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей физики и волновых процессов. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²Российский квантовый центр, Россия, 121205 Москва, ИЦ Сколково, Большой бульвар, д. 30, стр. 1

³Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Россия, 123182 Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

(Поступила в редакцию 27.02.2024; после доработки 20.03.2024; подписана в печать 27.03.2024)

Разработана универсальная методика генерации и детектирования высоких гармоник при облучении поверхности твердого тела субрелятивистскими и релятивистскими лазерными импульсами. Проанализированы особенности спектров гармоник, возникающие при использовании параметрической лазерной системы среднего ИК-диапазона и лазерной системы на основе усиления chirпированных импульсов ближнего ИК-диапазона. Экспериментально зарегистрированы спектры гармоник с длиной волны до 35 нм, которые можно использовать в качестве источника когерентного излучения в области экстремального УФ.

PACS: 42.55.-f, 42.65.-k УДК: 535.1.

Ключевые слова: сверхсильные световые поля, оптические гармоники высокого порядка, нелинейная оптика, лазерная физика.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.79.2430401](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.79.2430401)

ВВЕДЕНИЕ

Генерация оптических гармоник является одним из ключевых явлений нелинейной оптики, история исследования которого началась с опытов Франкена [1]. По мере увеличения мощности лазерных импульсов и уменьшения их длительности появилась возможность наблюдать гармоники высоких порядков (ГВП) [2], которые не только служат источником когерентного излучения в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах [3–6], но и являются уникальным инструментом для получения импульсов аттосекундной длительности [7, 8]. Классическим способом получения сверхкоротких волновых форм аттосекундной длительности и когерентного излучения в области вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгена является генерация гармоник в газовых струях [9–11]. Эффективность преобразования основного излучения в энергию ГВП, получаемых таким способом, оказывается на уровне 10^{-6} [12]. Малая эффективность преобразования исходного лазерного излучения в энергию гармоник обусловлена низкой плотностью газа, служащего нелинейной средой, а также ограничениями на максимальную интенсивность лазерного поля на уровне 10^{15} Вт/см² из-за насыщения процесса ионизации атомов [12]. Заслуживает особого внимания также

метод, основанный на генерации гармоник в плазме, образующейся на поверхности твердотельной мишени [13–15]. Такой способ генерации ГВП позволяет снять ограничения на максимальную интенсивность лазерного излучения и одновременно существенно повысить плотность нелинейной среды [16], при этом удается достигнуть эффективности преобразования основного излучения в область экстремального ультрафиолета на уровне 10^{-4} [17].

Можно рассматривать два основных механизма генерации ГВП от поверхности твердого тела: когерентное кильватерное излучение в плазме (CWE) [18] и рассеяние на осциллирующем релятивистском плазменном зеркале (ROM) [19]. Преобладание одного механизма над другим определяется величиной приведенного векторного потенциала $a_0 = eE/m_e c \omega = [I(\text{Вт/см}^2)\lambda^2(\text{мкм}^2)/(1.37 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{мкм}^2)]^{1/2}$, где e, m_e — заряд и масса электрона; E, I — напряженность и интенсивность падающего электромагнитного поля; c, ω, λ — скорость света, частота и длина волны лазерного излучения. Принимая во внимание связь между данными величинами, a_0 является функцией произведения интенсивности на квадрат длины волны лазерного излучения. При значении векторного потенциала $a_0 \approx 1$ кинетическая энергия электронов становится сравнимой с их энергией покоя $m_e c^2 \approx 0.5$ МэВ. В этом случае необходимо учитывать релятивистские эффекты и характеристики ГВП определяются механизмом ROM. При меньших значениях интенсивности лазерного излучения основной вклад в генерируемые гармоники

* E-mail: mitrallex@inbox.ru

† E-mail: sbd@rqc.ru

вносит SWE-механизм. Для разной центральной длины волны, на которой оперирует лазерная система, релятивистские эффекты будут наблюдаться при существенно различных интенсивностях от 2×10^{18} Вт/см² для 800 нм до 8×10^{16} Вт/см² для системы, работающей на длине волны 4 мкм. Интенсивность лазерного излучения $I = W/(S \times \tau)$ определяется W — энергией лазерного импульса, S — площадью фокального пятна, минимальный размер которого пропорционален квадрату длины волны λ^2 и τ — длительностью импульса. Её можно представить в виде $I \sim W/(\lambda^2 \times \tau)$, при этом векторный потенциал будет масштабироваться по закону $a_0 \sim (W/\tau)^{1/2}$. При увеличении длины волны задающего лазерного излучения возрастает минимальный размер сфокусированного пучка, тем самым уменьшая достигаемую в фокусе интенсивность, что ведет к компенсации преимущества уменьшения порогового значения интенсивности для наблюдения релятивистских эффектов [20]. Большая длина волны накладывает ограничения на минимальную длительность получаемых лазерных импульсов, что также вносит вклад в уменьшение максимально достижимой величины приведенного векторного потенциала. Тераваттные лазерные системы на основе титаната сапфира с центральной длиной волны 800 нм широко используются для достижения релятивистского режима взаимодействия $a_0 \geq 1$. Лабораторные системы среднего ИК-диапазона, работающие на основе параметрического усиления чирпированных импульсов (ОРСРА), имеют характерную энергию импульса 20–30 мДж и длительность около 80 фс [21], что значительно уступает по энергетическим параметрам системам, работающим на 800 нм. Тем не менее использование длинноволновых лазерных систем позволяет увеличить максимальный порядок генерируемых гармоник в газовых струях [22], а также имеет преимущества при генерации ГВП в SWE-режиме на поверхности твердотельных мишеней лазерными импульсами с умеренной интенсивностью [23].

Важным параметром, влияющим на эффективность генерации ГВП на поверхности твердотельных мишеней, является градиент плотности плазменного слоя. В работе [24] было показано, что для режима SWE оптимальным является характерный пространственный размер нарастания плазменной плотности $L/\lambda \approx 0.01$. Плазма с мгновенным нарастанием плотности до максимального значения не может являться источником ГВП [16], так как генерация вторичного излучения происходит только в неоднородном слое. В ROM режиме оптимальным является $L/\lambda \approx 0.1 - 0.3$, при этом для эффективной генерации гармоник более высоких порядков данная величина должна быть минимальной в указанном диапазоне. Эффективность генерации низких порядков менее чувствительна к величине градиента [17]. Строгие ограничения на масштабы плазменного слоя транслируются в жесткие требования к временному контрасту лазерного импульса. На практике это означает, что интен-

сивность фона, предшествующего основному пику, не может быть больше 10^9 – 10^{12} Вт/см² и определяется материалом мишени и временной структурой фона [25, 26], что требует контраста интенсивности на уровне 10^6 – 10^9 для лазерных импульсов с $a_0 \approx 1$. Такие показатели довольно легко достигаются на ОРСРА системах [27]. Для систем среднего ИК-диапазона с центральной длиной волны около 4 мкм релятивистская интенсивность составляет около 10^{17} Вт/см², что снижает требование на временной контраст до уровня 10^5 . Как уже упоминалось, мгновенное нарастание плотности в условиях «прямоугольного» лазерного импульса не может приводить к эффективной генерации гармоник, поэтому в таких случаях необходимо на суб- и пикосекундном масштабах дополнительно специальным образом приготавливать градиент плазменной плотности [24].

В наших экспериментах по генерации ГВП мы использовали тераваттную титан-сапфировую лазерную систему, основанную на усилении чирпированных импульсов (СРА), и субтераваттную систему среднего ИК-диапазона, работающую по принципу параметрического усиления чирпированных импульсов (ОРСРА). Для данных систем была разработана универсальная методика проведения экспериментов по генерации и регистрации гармоник и, в соответствии с ней, сконструированы камеры взаимодействия и регистрации. Регистрация ГВП проводилась в одинаковых условиях. Экспериментально зарегистрированы ГВП с длиной волны до 35 нм. Ширина спектра при этом составила более 8.5×10^{15} Гц. Излучение в данном частотном диапазоне позволяет синтезировать последовательность сверхкоротких импульсов с длительностью $\tau \geq 100$ ас.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Источником мощных лазерных импульсов являлись ОРСРА-система среднего ИК-диапазона и СРА лазерная система ближнего ИК-диапазона на основе кристаллов титаната сапфира. Энергия лазерных импульсов с центральной длиной волны 3.9 мкм составляла не более 30 мДж, при длительности около 80 фс с частотой повторения 20 Гц [28]. Лазерная система на кристалле титаната сапфира имела центральную длину волны 800 нм, энергию импульсов в диапазоне 20–250 мДж и длительность 25–30 фс при частоте повторения 10 Гц [29]. Оптический решеточный компрессор в данной системе был помещен в вакуумную камеру с остаточным давлением не хуже 10^{-7} мбар, которая отделялась от камеры взаимодействия мембраной оптического качества толщиной 2 мкм с антиотражающим покрытием. Мембрана препятствовала попаданию в компрессор загрязнения из камеры взаимодействия и была способна выдержать перепад дав-

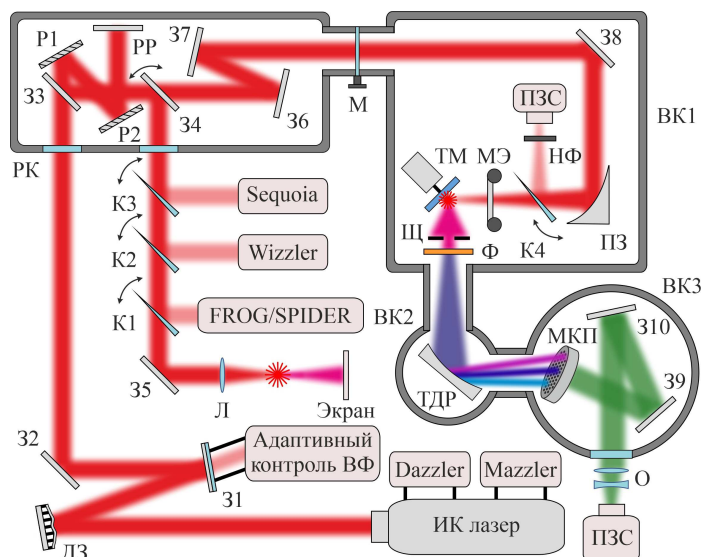


Рис. 1. Схема экспериментальной установки на основе 800 нм лазерной системы: ДЗ — деформируемое зеркало, 31-310 — оптические зеркала, РК — решетчатый компрессор, P1, P2 — дифракционные решетки, РР — ретро-рефлектор; K1–K4 — клиновидная пластинка; Л — линза; Экран — экран для наблюдения конической эмиссии видимого излучения при лазерной филаментации; М — мембрана для разделения вакуумных объемов, прозрачная для излучения накачки; ВК1 — вакуумная камера генерации ГВП; ПЗ — внеосевое параболическое зеркало; НФ — фильтр нейтральной плотности; ПЗС — ПЗС-камера; МЭ — защитный лавсановый экран; ТМ — твердотельная мишень; Щ — вертикальная щель с регулируемой шириной; Ф — подача с фильтрами вакуумного УФ-излучения; ВК2, ВК3 — вакуумные камеры спектрометра для измерения спектра ГВП; ТДР — тороидальная дифракционная решетка; МКП — детектор на основе сборки микроканальных пластин (МКП); О — объектив; Sequoia — автокоррелятор третьего порядка; FROG — схема оптического стробирования с разрешением по частоте; SPIDER — схема спектрально-фазовой интерферометрии с прямым восстановлением электрического поля; Wizzler — схема интерферометрического измерения коротких импульсов на основе генерации кросс-поляризованной волны; Dazzler, Mazzler — акустооптические программируемые дисперсионные фильтры; Адаптивный контроль ВФ — датчик волнового фронта лазерных импульсов накачки

лений между камерами не более 10^{-2} мбар. Схема проведения эксперимента изображена на рис. 1. Оптический компрессор лазерной системы среднего ИК-диапазона находился в атмосфере окружающего воздуха, и излучение заводилось в камеру взаимодействия через входное окно из CaF_2 . Фокусировка на поверхность твердотельной мишени производилась внеосевым параболическим зеркалом. В камере взаимодействия поддерживалось давление менее 10^{-4} мбар, что позволяло избежать эффектов самовоздействия лазерного импульса. Волновой фронт лазерного излучения корректировался деформируемым зеркалом таким образом, чтобы достичь минимального размера фокального пятна. В системе ближнего ИК-диапазона контроль волнового фронта осуществлялся датчиком Шака–Гартмана [30, 31]. Труднодоступность и дороговизна массивов микролинз, прозрачных в среднем ИК-диапазоне, а также низкое разрешение пирозлектрических профилометров пучка ограничивает возможность создания и применения датчиков волнового фронта для систем среднего ИК. Поэтому для восстановления волнового фронта нами были использованы методы градиентного спуска для решения обратной задачи, а также разработана методика на основе применения свёрточных нейронных сетей [32].

Длительность 800 нм импульсов контролировалась акустооптическими модуляторами Dazzler и Mazzler. Ширина спектра, необходимая для поддержания импульса длительностью 25 фс, формировалась модулятором Mazzler, установленным в резонаторе регенеративного усилителя. Длительность импульсов контролировалась системой Wizzler на основе измерения спектральной интерференционной картины между исследуемым импульсом и его репликой с нулевой фазой, получаемой в процессе генерации кросс-поляризованной волны [33]. Ослабленная реплика основного пучка выводилась в атмосферу через окно ВК7 и перед заведением в измерительную систему дополнительно отражалась от двух чирпированных зеркал для компенсации фазового набега, накапливаемого при проходе через вакуумное окно. Наличие в лазерной системе акустооптического модулятора Dazzler, установленного перед регенеративным усилителем, позволяет установить обратную связь для работы итерационного алгоритма оптимизации фазы. После коррекции длительность импульса составляла 25 фс. Спектр, спектральная фаза и временная огибающая лазерных импульсов изображены на рис. 2, а. Временные параметры импульсов обеих лазерных систем контролировались при помощи специально сконструированных приборов на основе техники оп-

тического стробирования с разрешением по частоте FROG и спектральной фазовой интерференции для прямого восстановления электрического поля SPIDER [34]. Предварительная установка решеток компрессора проводилась на основе оптимизации интенсивности искры пробоя в воздухе.

Контраст лазерных импульсов 4 мкм лазерной системы составлял не хуже 10^6 , что при интенсивности 10^{17} Вт/см² не приводило к образованию преплазмы на поверхности диэлектрической мишени [35]. В 800 нм лазерной системе чистка контраста производилась в 2 этапа. После генератора фемтосекундных лазерных импульсов помещался многопроходный усилитель с насыщающимся поглотителем, что обеспечивало контраст наносекундного пьедестала на уровне 10^8 . На выходе из регенеративного усилителя был установлен дополнительный затвор Поккельса для повышения контраста на наносекундном масштабе. Временная огибающая импульсов получена на автокорреляторе третьего порядка и представлена на рис. 2, б. Измеренный контраст составлял $10^9 - 10^8$ на временах до 20 пс и плавно уменьшается до $10^7 - 10^5$ на временах от 10 до 1 пс (рис. 2, б). Пики на временах 10.7 и 31 пс соответствуют постимпульсам и не вносят вклад в образование преплазмы. Тем не менее наносекундный пьедестал с интенсивностью $10^9 - 10^{10}$ Вт/см² на временах порядка десятка наносекунд может вызывать ионизацию на поверхности мишени с образованием плазменного слоя, что приводит к резкому ухудшению плазменного градиента [36].

Излучение титан-сапфировой лазерной системы с пучком диаметром 60 мм (рис. 1) фокусировалось на мишень 90-градусным внеосевым золотым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 177 мм (фокусировка $f/3$). Для предотвращения загрязнения разлетающимися частицами мишени между зеркалом и мишенью устанавливалась защитная лавсановая лента толщиной 150 мкм, которую можно было прокрутить лентопротяжным механизмом на чистое место без вскрытия вакуумного объема. Профиль пучка в фокусе регистрировался ПЗС-камерой с размером пикселей 1.1×1.1 мкм². Для этого использовалась ослабленная реплика пучка, отраженная от передней поверхности клиновидной пластинки. Оптический клин вводился в лазерное излучение с помощью моторизированной подачи. При оптимальной настройке пространственной фазы пучка деформируемым зеркалом, установленным перед оптическим компрессором, диаметр пучка в фокусе по уровню половины интенсивности от максимального значения составлял около 10 мкм. Деформируемое зеркало работало в режиме автоматической обратной связи с датчиком Шака–Гартмана для измерения волнового фронта, а также имелась возможность дополнительно регулировать амплитуду отдельных порядков аберраций, наблюдая профиль пучка в фокусе.

Диаметр сфокусированного лазерного пучка среднего ИК-диапазона составлял 20 мкм, его пространственные характеристики контролировались пироэлектрическим профилометром, устанавливаемым снаружи вакуумной камеры. Внеосевое параболическое зеркало с фокусным расстоянием 50 мм в данном случае защищалось пластинкой из фторида кальция толщиной 1 мм.

Лазерное излучение фокусировалось под углом 45° к нормали на плоскопараллельные пластинки из ВК7 и СаF₂ толщиной 1 мм, устанавливаемые на вращающейся подаче таким образом, чтобы каждый новый выстрел приходился на неповрежденную поверхность. Сигнал ГВП наблюдался в направлении зеркального отражения. Для уменьшения засветки некогерентного излучения плазмы ГВП пропускались через регулирующую по ширине щель, установленную на трансляционную подачу. Имелась возможность использовать фильтры на основе Al толщиной 250 нм, Sn толщиной 300 нм и пластинки СаF₂ толщиной 1 мм, которые могли автоматически вводиться в пучок при необходимости и использовались для градуировки спектрометра.

Тороидальная дифракционная решетка 1200 штр/мм была установлена на поворотной подаче в отдельной вакуумной камере ВК2 так, чтобы передавать изображение источника ГВП на входную поверхность детектора. Решетка имела золотое покрытие и была оптимизирована для регистрации спектра в диапазоне 100–40 нм. Детектор излучения состоял из шевронной сборки многоканальных пластин (МКП) с фосфорным экраном. Рабочий диаметр МКП составлял 40 мм. Детектор был установлен в отдельной вакуумной камере ВК3, в которой за счет дифференциальной откачки поддерживалось давление на уровне $\sim 10^{-6}$ мбар. Плоскость МКП детектора устанавливалась под определенным углом к направлению спектра, оптимизированным для получения наименьших аберраций в области 100–40 нм методом трассировки лучей. Изображение с фосфорного экрана передавалось через систему зеркал, выходное окно и объектив на ПЗС камеру, синхронизированную с лазерной системой. Спектры гармоник регистрировались в каждом импульсе лазера. Перестройка диапазона регистрации спектра достигалась за счет перемещения детектора.

Калибровка размещенного в вакуумных камерах ВК2–ВК3 спектрометра проводилась по длинам волн, соответствующим границам известных спектров пропускания тонких металлических фильтров: 51 нм и 82 нм для оловянной фольги толщиной 300 нм, 83 нм для алюминиевой фольги толщиной 250 нм. Точные позиции границ спектров пропускания металлических фольг также проверялись в схеме генерации вакуумного УФ-излучения тлеющим газовым разрядом между двумя медными электродами, устанавливаемыми на месте мишени в фокусе тороидальной дифракционной решетки.

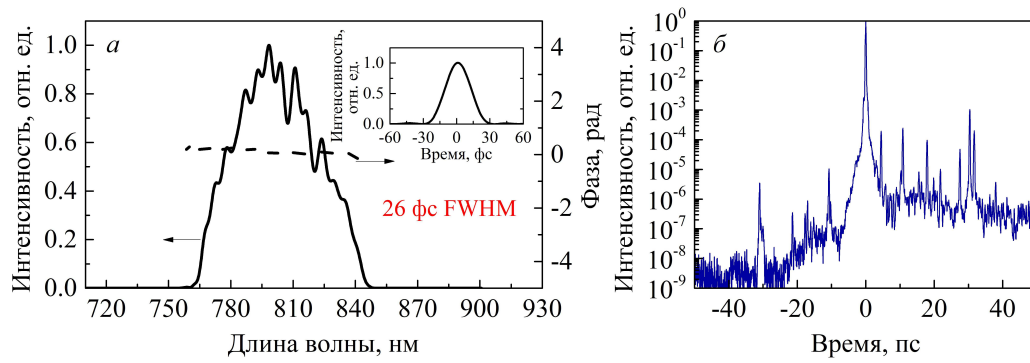


Рис. 2. *a* — Спектр и спектральная фаза импульсов CPA лазерной системы на основе кристалла титаната саффира. На вставке показана огибающая импульса во временном представлении. *б* — Временной контраст лазерного импульса, измеренный при помощи автокорреляционной методики третьего порядка

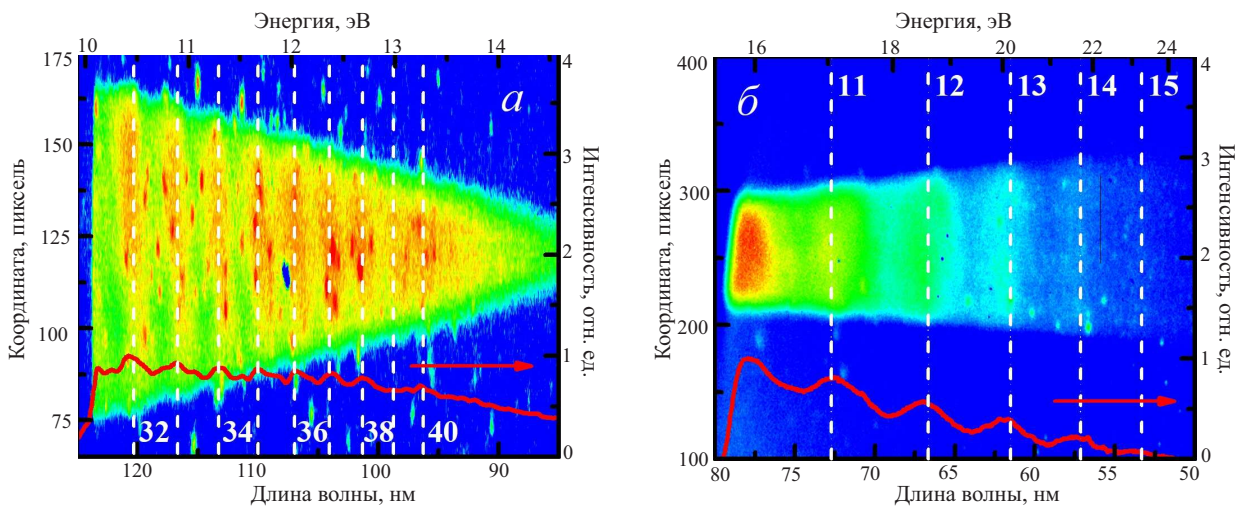


Рис. 3. Спектры излучения, генерируемого лазерными импульсами с параметрами: *a* — $\lambda = 3.9$ мкм, $\tau \approx 80$ фс и $W = 15$ мДж; *б* — $\lambda = 800$ нм, $\tau \approx 35$ фс и $W = 80$ мДж — при облучении мишени из (*a*) CaF_2 и (*б*) ВК7. Белыми штриховыми линиями указаны расчетные позиции высоких гармоник излучения накачки на центральной частоте $\omega_n = 2\pi c n / \lambda$, номерами подписаны некоторые порядки гармоник соответственно. Интегральные спектры, полученные суммированием по пространственной координате y , представлены красными кривыми

При калибровке использовали неон и гелий, имеющие несколько характерных линий излучения в диапазоне 50–80 нм: 46.1 нм — излучение однократно ионизированного неона [37]; 62.7 нм, 73.6 нм — излучение нейтрального неона [38]; 58.4 нм — излучение нейтрального гелия [39]. Имелась возможность дополнительной калибровки в длинноволновом диапазоне при установке пластинки CaF_2 толщиной 1 мм. Высокочастотная отсечка на пропускание с длиной волны 123 нм [40] служила точной границей при наблюдении гармоник шестого и седьмого порядка от 800 нм с длинами волн $\lambda_{6\omega} \approx 133$ нм, $\lambda_{7\omega} \approx 114$ нм.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Разработанная универсальная система генерации и регистрации ГВП при воздействии лазерных импульсов среднего и ближнего ИК-диапазона на поверхность твердотельных мишеней

(рис. 1) позволила исследовать режимы CWE и ROM. Были зарегистрированы гармоники вплоть до 51-го порядка при фокусировке фемтосекундных субрелятивистских лазерных импульсов среднего ИК-диапазона на центральную длину волны $\lambda \approx 3.9$ мкм на поверхность полистироловой мишени толщиной 1 мм [23]. На рис. 3 представлены спектры излучения четных и нечетных ВГ, генерируемых лазерными импульсами среднего ИК-диапазона с $\lambda \approx 3.9$ мкм и $I \approx 5 \times 10^{16}$ Вт/см² при взаимодействии с CaF_2 мишенью (рис. 3, *a*) и лазерными импульсами ближнего ИК-диапазона с $\lambda = 800$ нм и $I \approx 5 \times 10^{18}$ Вт/см² при взаимодействии с поверхностью ВК7-мишени (рис. 3, *б*).

Максимальный зарегистрированный порядок гармоник при воздействии 4 мкм лазерных импульсов на поверхность мишени из CaF_2 — 40-й, что соответствует длине волны 96 нм, при этом приведенный векторный потенциал $a_0 \approx 1$. В более коротковолновой области сигнал ГВП становился

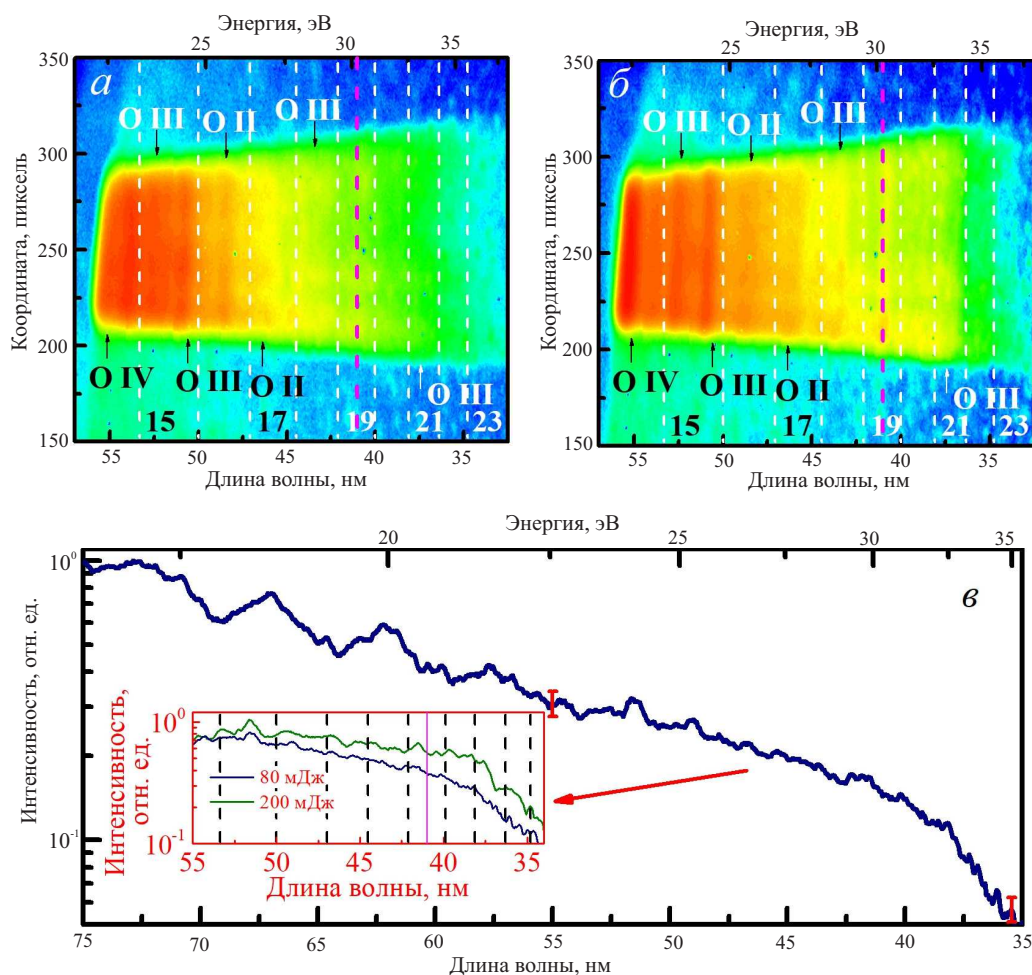


Рис. 4. *a, б* — Спектры излучения, генерируемого лазерными импульсами с $\lambda = 800$ нм, $\tau \approx 35$ фс и *a* — $W = 80$ мДж, *б* — $W = 200$ мДж при облучении мишени из стекла ВК7. Ось ординат соответствует пространственной y -координате ПЗС-матрицы. Белыми пунктирными линиями указаны расчетные позиции высоких гармоник излучения накачки на центральной частоте $\omega_n = 2\pi n/\lambda$, где n — порядок гармоники. Розовая штриховая линия обозначает спектральную высокочастотную отсечку CWE-гармоник, $\lambda_c \approx 41$ нм. Стрелками отмечены спектральные позиции линий излучения ионизированного кислорода. *в* — Спектр высоких гармоник, генерируемых при фокусировке лазерных импульсов с $\lambda = 800$ нм, $\tau \approx 35$ фс, $W = 80$ мДж на поверхность твердотельной мишени из стекла ВК7

равным по интенсивности сигналу континуума и не мог быть разрешен нашей системой регистрации. При фокусировке 800 нм лазерных импульсов с энергией около 80 мДж и приведенным векторным потенциалом $a_0 \geq 1$ на поверхность мишени из ВК7 были зарегистрированы ВГ вплоть до 15-го порядка, что соответствует длине волны 53 нм. Близкие значения векторного потенциала определяют примерно одинаковую регистрируемую минимальную длину волны гармоник, при этом ГВП от 4 мкм источника обладают большей спектральной плотностью по сравнению с излучением от накачки ближнего ИК-диапазона, что позволит синтезировать аттосекундные всплески поля меньшей длительности [17]. Большие значения приведенного векторного потенциала для излучения с $\lambda = 800$ нм приводят к более коротковолновому спектру ГВП. Интенсивность регистрируемого сигнала оптических гармоник

в обоих случаях примерно одинаковая. Более длинноволновое излучение позволяет снизить энергию лазерной накачки для генерации гармоник в одной и той же спектральной области.

Важно отметить, что, несмотря на схожие величины достигнутых максимальных частот ГВП, мы находимся в существенно различной области по величине плазменного градиента для систем среднего и ближнего ИК-диапазонов. Для последней при интенсивности накачки 10^{19} Вт/см² и контрасте пьедестала 10^7 (рис. 2, б) на 10 пс масштабе интенсивность предимпульса становится порядка 10^{12} Вт/см², что вместе с наносекундным пьедесталом на уровне 10^{11} Вт/см² уже может приводить к ионизации мишени. При скорости разлета плазмы 100 нм/пс [41] величина плазменного градиента составит $L/\lambda \gtrsim 1.2$, что существенно превышает оптимальное значение как для процесса ROM, так и кильватерного режима. С другой

стороны, для 4 мкм системы при интенсивности $\sim 5 \times 10^{16}$ Вт/см² и временном контрасте 10^6 интенсивность предимпульсов и пикосекундного фона на уровне 10^{10} – 10^{11} Вт/см² недостаточна для ионизации мишени. Таким образом, ионизация мишени начинается передним фронтом самого лазерного импульса, и величина плазменного градиента составляет $L/\lambda \leq 0.01$, что оказывается неоптимально даже для кильватерного режима генерации [42].

Оптимизация длительности, временного контраста, волнового фронта и условий фокусировки тераваттных лазерных импульсов ближнего ИК-диапазона становится определяющим фактором для достижения интенсивности накачки $I > 10^{19}$ Вт/см², достаточной для перехода в релятивистский режим генерации ВГ. Одним из индикаторов перехода от субрелятивистского режима СВЕ к релятивистскому режиму РОМ является генерация ГВП на частотах, превышающих максимальную плазменную частоту на поверхности твердотельной мишени [16]. На рис. 4 приведено сравнение спектров ГВП для энергий лазерного излучения ближнего ИК-диапазона: *a* — $W = 80$ мДж, $I \approx 5 \cdot 10^{18}$ Вт/см² и *b* — $W = 200$ мДж, $I \approx 1.5 \cdot 10^{19}$ Вт/см² вблизи расчетной длины волны отсечки спектра СВЕ-гармоник, $\lambda_c \approx 41$ нм. Достижение релятивистского уровня интенсивности накачки приводит к появлению за частотой отсечки хорошо заметных спектральных пиков, расположенных близко к расчетным значениям ГВП от лазерного излучения с $\lambda = 800$ нм (рис. 3, б и зеленая кривая на вставке рис. 4, в), вплоть до 23-го порядка, $\lambda_{23\omega} \approx 35$ нм. На рис. 4, в красными маркерами обозначена спектральная область 35–55 нм, в которой проведено сравнение спектров для $W = 80$ мДж (вставка на рис. 4, в, синяя кривая) и $W = 200$ мДж (вставка на рис. 4, в, зеленая кривая). На вставке черными штриховыми

прямыми обозначены расчетные позиции высоких гармоник излучения накачки, розовой сплошной прямой указана высокочастотная отсечка λ_c СВЕ-гармоник. Повышение энергии лазерного излучения ближнего ИК-диапазона до 200 мДж привело к более пологому спаду спектральной интенсивности ГВП в высокочастотной области 55–35 нм, что свидетельствует о преобладающем вкладе РОМ-механизма в генерации гармоник.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, собранная нами универсальная система генерации и детектирования позволила сгенерировать и зарегистрировать ГВП от лазерных импульсов ближнего и среднего ИК-диапазона в приповерхностной плазме. Продемонстрирована возможность создания источника когерентного излучения в экстремально ультрафиолетовом диапазоне. Зарегистрированы гармоники с длинами волн до 35 нм. Спектральная ширина генерируемых гармоник позволяет синтезировать всплески поля длительностью до 100 ас. Изучены особенности спектров гармоник, генерируемых в СВЕ- и РОМ-режимах на поверхности твердотельных мишеней.

Авторы выражают глубокую благодарность профессору А. М. Желтикову за всестороннюю поддержку. Н. В. Якушкин и Я. О. Романовский являются стипендиатами Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-22-00964).

- [1] Franken P.A., Hill A.E., Peters C.W., Weinreich G. // *Phys. Rev. Lett.* **7**, 118. (1961).
- [2] Ferray M., L'Huillier A., Li X.F. et al. // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **21**, L31. (1988).
- [3] Bartels R.A., Paul A., Green H. et al. // *Science*. **297**, 376. (2002).
- [4] Rundquist A., Durfee III C.G., Chang Z. et al. // *Science*. **280**, 1412. (1998).
- [5] Gibson E.A., Paul A., Wagner N. et al. // *Science*. **302**, 95. (2003).
- [6] Seres J., Seres E., Verhoef A.J. et al. // *Nature*. **433**, 596. (2005).
- [7] Corkum P.B., Krausz F. // *Nat. Phys.* **3**, 381. (2007).
- [8] Стрелков В.В., Платоненко В.Т., Стержантов А.Ф., Рябикин М.Ю. // *УФН*. **186**, 449. (2016).
- [9] Krausz F., Ivanov M. // *Rev. Mod. Phys.* **81**, 163. (2009).
- [10] Kulander K.C., Schafer K.J., Krause J.L. In: B. Piraux, A. L'Huillier, K. Rzazewski (eds). *Super-Intense Laser-Atom Physics*. NATO ASI Series, **316** (Springer, Boston, MA, 1993).
- [11] Lewenstein M., Balcou Ph., Ivanov M.Yu. et al. // *Phys. Rev. A*. **49**, 2117. (1994).
- [12] Sansone G., Poletto L., Nisoli M. // *Nat. Photonics*. **5**, 655. (2011).
- [13] Burnett N.H., Baldis H.A., Richardson M.C., Enright G.D. // *Appl. Phys. Lett.* **31**, 172. (1977).
- [14] Carman R.L., Rhodes C.K., Benjamin R.F. // *Phys. Rev. A*. **24**, 2649. (1981).
- [15] Teubner U., Gibbon P. // *Rev. Mod. Phys.* **81**, 445. (2009).
- [16] Thauray C., Quéré F. // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43**, 213001. (2010).
- [17] Jahn O., Leshchenko V.E., Tzallas P. et al. // *Optica*. **6**, 280. (2019).
- [18] Quéré F., Thauray C., Monot P. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **96**, 125004. (2006).
- [19] Dromey B., Zepf M., Gopal A. et al. // *Nat. Phys.* **2**, 456. (2006).
- [20] Mourou G. // *ICAN Workshop*, Palaiseau, France, 11-12 October (2012).
- [21] Mitrofanov A.V., Voronin A.A., Sidorov-Biryukov D.A. et al. // *Sci. Rep.* **5**, 8368. (2015).
- [22] Popmintchev T., Chen M.-C., Popmintchev D. et al.

- // *Science*. **336**, 1287. (2012).
- [23] Митрофанов А.В., Рожко М.В., Назаров М.М. и др. // *ЖЭТФ* **163**, 488 (2023). (Mitrofanov A.V., Rozhko M.V., Nazarov M.M. et al. // *J. Exp. Theor. Phys.* **136**, 430 (2023)).
- [24] Kahaly S., Monchose S., Vincenti H. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **110**, 175001. (2013).
- [25] Dromey B., Kar S., Zepf M., Foster P. // *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 645. (2004).
- [26] Lenzner M., Kruger J., Sartania S. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4076. (1998).
- [27] Kessel A., Leshchenko V.E., Jahn O. et al. // *Optica*. **5**, 434. (2018).
- [28] Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Rozhko M.V. et al. // *Opt. Lett.* **43**, 5571. (2018).
- [29] Mitrofanov A.V., Nazarov M.M., Voronin A.A. et al. // *Opt. Lett.* **43**, 5693. (2018).
- [30] Shack R.V., Platt B.C. // *J. Opt. Soc. Am.* **61**, 656. (1971).
- [31] Разгулин А.В., Кузямалиев Е.Ж., Гончаров А.С., Ларичев А.В. // *Оптика атмосферы и океана*. **30**, 104. (2017). (Razgulin A.V., Kuzhamaliyev Y.Zh., Goncharov A.S., Larichev A.V. // // *Atmos. Ocean. Opt.* **30**, 399 (2017)).
- [32] Якушкин Н.В., Митрофанов А.В., Рожко М.В. и др. // Ученые записки физического ф-та Московского ун-та. **4**, 2341002. (2023). (Yakushkin N.V., Mitrofanov A.V., Rozhko M.V. et al. // *Uchenye Zap. Fizicheskogo Fak. Mosk. Univ.* **4**, 2341002 (2023)).
- [33] Oksenhendler T., Coudreau S., Forget N. et al. // *Appl. Phys. B* **99**, 7. (2010).
- [34] Романовский Я.О., Митрофанов А.В., Шеглов П.А. и др. // *Оптика и спектроскопия*. **131**, 216. (2023). (Romanovskii Ya.O., Mitrofanov A.V., Shcheglov P.A. et al. // *Opt. Spectrosc.*, N 2, 204 (2023)).
- [35] Митрофанов А.В., Сидоров-Бирюков Д.А., Рожко М.В. и др. // *Письма в ЖЭТФ*. **112**, 22. (2020). (Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Rozhko M.V. et al. // *JETP Lett.* **112**, 17 (2020)).
- [36] Fourmaux S., Payeur S., Buffecheux S. et al. // *Opt. Express*. **19**, 8486. (2011).
- [37] Persson W. // *Phys. Scr.* **3**, 133. (1971).
- [38] Saloman E.B., Sansonetti C.J. // *J. Phys. Chem. Ref. Data*. **33**, 1113. (2004).
- [39] Drake G.W.F., Martin W.C. // *Can. J. Phys.* **76**, 679. (1998).
- [40] Laufer A.H., Pirog J.A., McNesby J.R. // *J. Opt. Soc. Am.* **55**, 64. (1965).
- [41] Adumi K., Tanaka K.A., Matsuoka T. et al. // *Phys. Plasmas*. **11**, 3721. (2004).
- [42] Tarasevitch A., Lobov K., Wunsche C., von der Linde D. // *Phys. Rev. Lett.* **98**, 103902. (2007).

Generation and registration of high harmonics at surface plasma in coherent wake emission and relativistic oscillating mirror modes by high-power laser pulses

A. V. Mitrofanov^{1,2,3,a}, M. V. Rozhko^{1,2}, M. M. Nazarov³, N. V. Yakushkin^{1,2},
Ya. O. Romanovskii^{1,2}, A. A. Voronin^{1,2}, A. B. Fedotov^{1,2}, D. A. Sidorov-Biryukov^{1,2,3,b}

¹Department of general physics and wave processes, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia

²Russian Quantum Center. IC Skolkovo, Moscow 121205, Russia

³SRC «Kurchatovsky Institution», Moscow 123183, Russia

E-mail: ^amitralex@inbox.ru, ^bsbd@rqc.ru

A universal technique is developed for the detection of high harmonics generated by relativistic and subrelativistic laser pulses irradiating a solid target. The characteristic features typical of two different generation methods are analyzed: parametric generation in the mid-IR range and amplification of chirped pulses in the near-IR range. Experimental spectra of harmonics in the range up to 35 nm were recorded. They can be used as a source of coherent radiation in the extreme UV region.

PACS: 42.55.-f, 42.65.-k

Keywords: ultra-strong light fields, high-order optical harmonics, nonlinear optics, laser physics.

Received 27 February 2024.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2024. **79**, No. 3. Pp. .

Сведения об авторах

1. Митрофанов Александр Вячеславович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; e-mail: mitralex@inbox.ru.
2. Рожко Михаил Викторович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; e-mail: mv.rozhko@physics.msu.ru.
3. Назаров Максим Михайлович — канд. физ.-мат. наук, нач. лаборатории; e-mail: nazarovmax@mail.ru.
4. Якушкин Никита Викторович — студент 1 курса магистратуры; e-mail: iakushkin.nv19@physics.msu.ru.
5. Романовский Ярослав Олегович — аспирант 1 года; e-mail: romanovskii.io17@physics.msu.ru.
6. Воронин Александр Александрович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; e-mail: aa.voronin@physics.msu.ru.
7. Федотов Андрей Борисович — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-39-59, e-mail: a.b.fedotov@physics.msu.ru.
8. Сидоров-Бирюков Дмитрий Александрович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: sbd@rqc.ru.