

## Релятивистские нелинейно-оптические явления в поле субтераваттных лазерных импульсов

А. В. Митрофанов<sup>a,b,c,d</sup>, Д. А. Сидоров-Бирюков<sup>a,b,c,e</sup>, М. В. Рожко<sup>a,b</sup>, А. А. Воронин<sup>a,b,e</sup>, П. Б. Глек<sup>a</sup>,  
С. В. Рябчук<sup>b</sup>, Е. Е. Серебрянников<sup>a,b,f</sup>, А. Б. Федотов<sup>a,b,e,g</sup>, А. М. Желтиков<sup>a,b,c,e,f1</sup>

<sup>a</sup>МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

<sup>b</sup>Российский квантовый центр, 143025 Сколково, Россия

<sup>c</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

<sup>d</sup>Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН – филиал Федерального научно-исследовательского центра “Кристаллография и фотоника” РАН, 140700 Шатура, Россия

<sup>e</sup>Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева, 420126 Казань, Россия

<sup>f</sup>Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station TX 77843, USA

<sup>g</sup>Национальный исследовательский технологический университет МИСиС, 119049 Москва, Россия

Поступила в редакцию 7 мая 2020 г.

После переработки 14 мая 2020 г.

Принята к публикации 14 мая 2020 г.

Представлены эксперименты по генерации оптических гармоник высокого порядка, показывающие возможность реализации релятивистских режимов взаимодействия излучения с веществом в поле лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона с пиковой мощностью на уровне 0.3 ТВт. Наблюдение релятивистских явлений при таких необычно низких уровнях пиковой мощности лазерного поля становится возможным за счет формирования высококачественной пространственно-временной моды лазерного поля с точно заданным состоянием поляризации. Такая структура поля обеспечивает высокую интенсивность излучения в фокусе пучка и эффективное ускорение электронов низкочастотным электромагнитным полем высококонтрастного лазерного импульса точно заданной поляризации на предельно резкой границе вакуум–твердое тело.

DOI: 10.31857/S1234567820130042

Современные сверхмощные лазерные системы позволяют достичь интенсивностей светового поля, достаточных для осуществления релятивистских режимов взаимодействия излучения с веществом [1–3]. Релятивистская оптика является одним из наиболее увлекательных и быстро развивающихся направлений лазерной физики [4, 5]. Прорыв в область релятивистской оптики стал возможен благодаря использованию принципа усиления chirпированных импульсов (УЧИ) [6], находящего все более широкое использование в современных лазерных системах.

Для диапазона длин волн  $\lambda$  от 0.8 до 1 мкм, в котором работает большинство используемых для релятивистских экспериментов УЧИ-систем, характерные интенсивности поля  $I_{\text{rel}}$ , при которых происходит переход от нерелятивистского режима взаимодействия излучения с веществом к релятивистскому, превышают  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. В частности, для излучения

титан-сапфировых лазеров ( $\lambda \approx 0.8$  мкм) стандартные оценки для релятивистской интенсивности дают  $I_{\text{rel}} \approx 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> [1–5].

Возможности существенного ослабления требований к интенсивности и пиковой мощности поля, необходимой для наблюдения релятивистских эффектов, связаны с законами масштабирования, применимыми к широкому классу явлений взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом. Ключевой параметр такого масштабирования выражается произведением  $I\lambda^2$  интенсивности поля  $I$  на квадрат несущей длины волны  $\lambda$  [4, 5]. В частности, основные критерии перехода от нерелятивистского режима взаимодействия излучения с веществом к релятивистскому формулируются в терминах нормированного векторного потенциала поля  $a_0 = v/c = eE/(m\omega c)$  и пондермоторной энергии электрона  $T_p = mc^2\Phi(I\lambda^2)$ , где  $\Phi(I\lambda^2) = \left(1 + \frac{I\lambda^2}{1.37 \cdot 10^{18}}\right)^{\frac{1}{2}} - 1$ ,  $m$  – масса электрона,  $c$  – скорость света в вакууме,

<sup>1</sup>)e-mail: zheltikov@physics.msu.ru

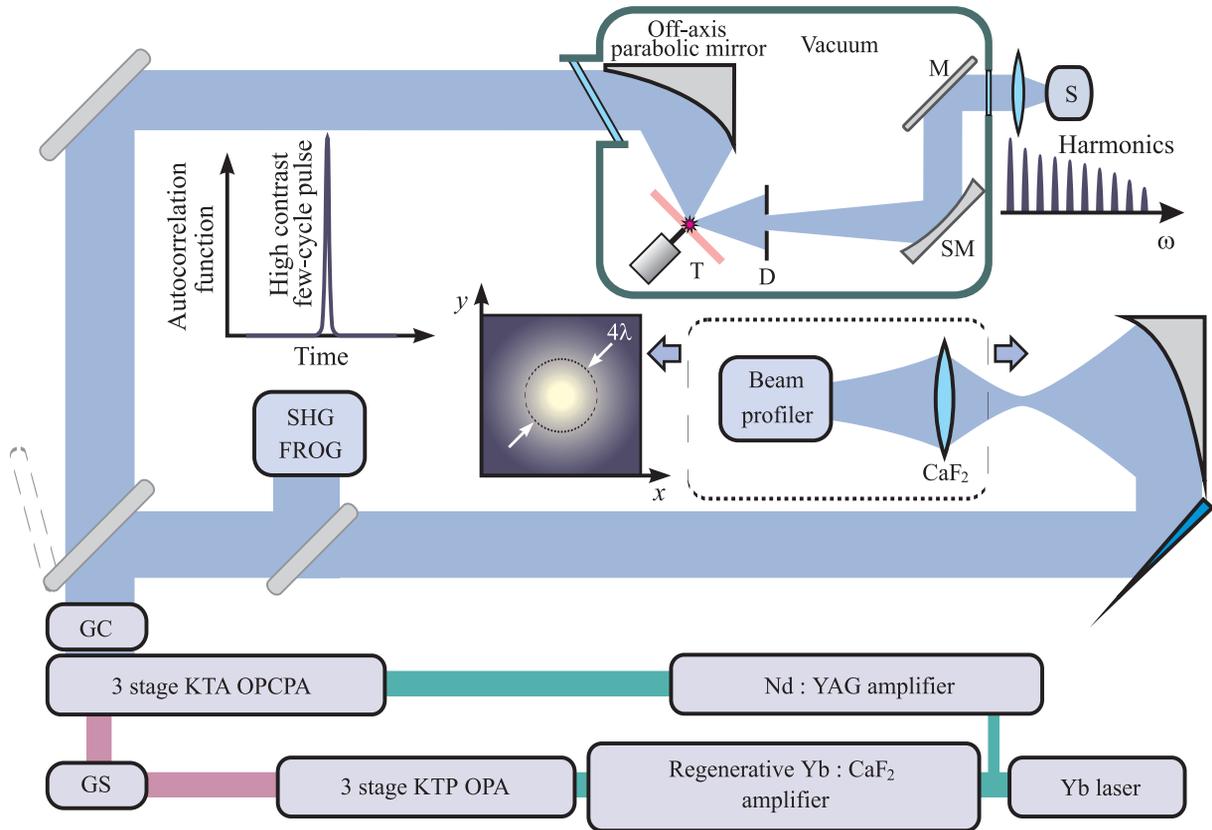


Рис. 1. (Цветной онлайн) Экспериментальная схема: OPA – оптический параметрический усилитель, OPCPA – оптический параметрический усилитель chirпированных импульсов, GS – решеточно-призмный стретчер, GC – решеточный компрессор, T – мишень, M – зеркало, D – диафрагма, S – спектрометр

интенсивность выражена в Вт/см<sup>2</sup>, длина волны – в микронах.

Как показывают результаты экспериментов, выполненных в широком диапазоне интенсивностей и несущих частот, полученных на основе использования лазеров различного типа [1, 4], релятивистские эффекты начинают играть заметную роль в различных процессах взаимодействия излучения с веществом при выполнении одного из следующих ключевых критериев:  $a_0 \sim 1$ ,  $T_p \sim mc^2$ . Благодаря тому, что произведение  $I\lambda^2$  входит в качестве ключевого масштабирующего параметра как в нормированный векторный потенциал поля, так и в пондермоторную энергию электрона и других заряженных частиц, использование излучения среднего инфракрасного (ИК) диапазона позволяет реализовать релятивистские режимы взаимодействия излучения с веществом при гораздо более низких, по сравнению с ближним ИК-диапазоном, интенсивностях лазерного поля.

В связи с отсутствием в среднем ИК-диапазоне эффективных широкополосных активных лазерных

сред перспективы получения мощных сверхкоротких импульсов связаны, прежде всего, с использованием принципа оптического параметрического усиления chirпированных импульсов (ОПУЧИ) [7]. Как показывают выполненные в последние годы исследования, использование этого принципа в сочетании с новыми методами компрессии мощных сверхкоротких импульсов позволяет получить фемтосекундные импульсы среднего ИК-диапазона субтераваттного уровня пиковой мощности [8–19].

В настоящей работе представлены эксперименты по генерации оптических гармоник высокого порядка, показывающие возможность реализации релятивистских режимов взаимодействия излучения с веществом в поле лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона с пиковой мощностью на уровне 0.3 ТВт. Наблюдение релятивистских явлений при таких необычно низких уровнях пиковой мощности лазерного поля становится возможным за счет формирования высококачественной пространственно-временной моды лазерного поля с точно заданным состоянием поляризации. Та-

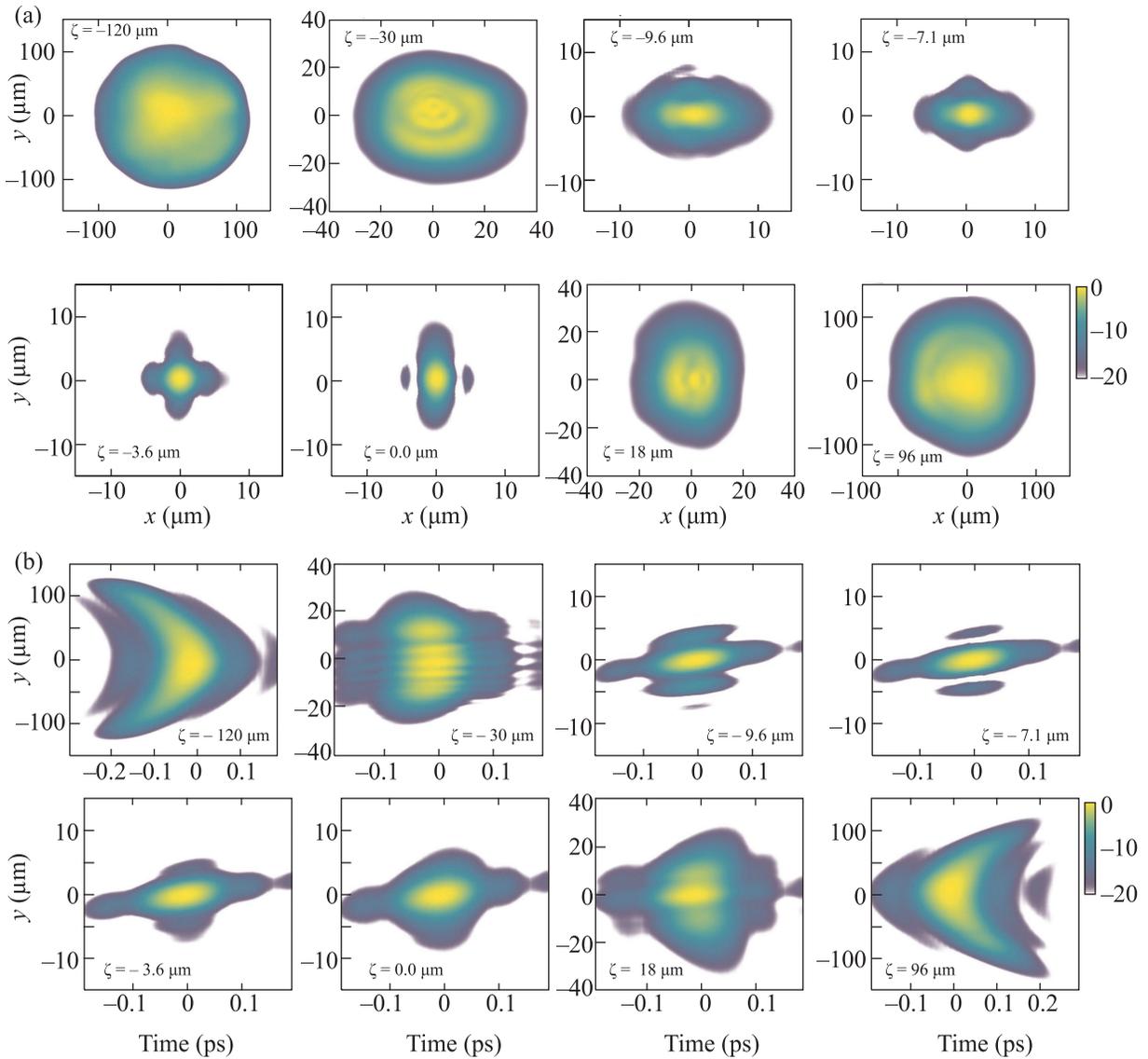


Рис. 2. (Цветной онлайн) Картина фокусировки излучения среднего ИК-диапазона с центральной длиной волны  $3.9 \mu\text{m}$  и параметрами пространственной фазы  $\xi = 0.02$ ,  $\varepsilon = 950 \text{ см}$ ,  $\sigma_y = 30 \text{ пс}^{-1} \text{ см}^{-1}$  с помощью системы фокусировки на основе линзы с диаметром  $12 \text{ мм}$  и фокусным расстоянием  $6 \text{ мм}$ : (a) – распределение проинтегрированной по импульсу интенсивности поля по пучку, (b) – пространственно-временной срез интенсивности поля  $|A(t, x = 0, y, \zeta)|^2$ . Параметры расчета:  $f = 6 \text{ мм}$ ,  $D = 12 \text{ мм}$ ,  $\xi = 0.02$ ,  $\varepsilon = 950 \text{ см}$ ,  $\sigma_y = 30 \text{ пс}^{-1} \text{ см}^{-1}$ ,  $\sigma_x = 0 \text{ пс}^{-1} \text{ см}^{-1}$ ,  $\alpha_x = \alpha_y = 0 \text{ пс см}^{-1}$ ,  $\zeta = z - f$

кая структура поля обеспечивает высокую интенсивность излучения в фокусе пучка и эффективное ускорение электронов низкочастотным электромагнитным полем высококонтрастного лазерного импульса точно заданной поляризации на предельно резкой границе вакуум–твёрдое тело.

Для генерации сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона в наших экспериментах используется лазерная система [8–12] (рис. 1), состоящая из твердотельного иттербиевого задающего лазера с регенеративным усилителем, промежуточного трех-

ступенчатого оптического параметрического усилителя и трехступенчатого оптического параметрического усилителя чирпированных импульсов. В качестве задающего источника используется твердотельный  $\text{Yb}:\text{CaF}_2$  – лазер [20, 21], формирующий сверхкороткие импульсы с центральной длиной волны около  $1030 \text{ нм}$ . Регенеративное усиление этих импульсов позволяет увеличить их энергию до  $15 \text{ мДж}$  при частоте повторения  $1 \text{ кГц}$ .

Импульсы, формируемые регенеративным усилителем с энергией  $1\text{--}2 \text{ мДж}$  и длительностью око-

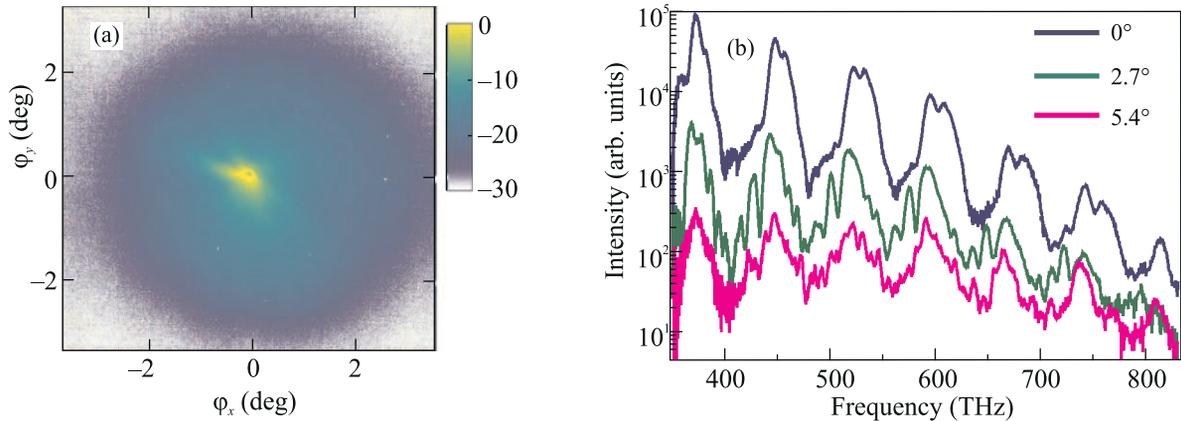


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Характерное угловое распределение интенсивности излучения высоких гармоник  $I_h$ , измеренное в функции угловых переменных  $\varphi_x$  и  $\varphi_y$  (отложены по горизонтальной и вертикальной осям) при фокусировке излучения накачки на поверхность мишени под углом  $45^\circ$  относительно нормали к поверхности. (b) – Спектры высоких гармоник в отраженном от поверхности мишени излучении, регистрируемом в направлении  $\varphi_x = \varphi_y = 0$  (синяя линия),  $\varphi_x = 2.7^\circ$ ,  $\varphi_y = 0$  (зеленая линия),  $\varphi_x = 5.4^\circ$ ,  $\varphi_y = 0$  (розовая линия)

ло 190 фс, используются в качестве излучения накачки в схеме трехступенчатого оптического параметрического усиления (ОПУ). На выходе ОПУ-системы формируются импульсы излучения с центральной длиной волны 1460 нм и длительностью около 200 фс. Эти импульсы растягиваются во времени с помощью гризменного стретчера и используются в качестве сигнальной волны в схеме трехступенчатого ОПУЧИ, реализуемого в трех установленных последовательно кристаллах КТА. Поле накачки для этого процесса служат импульсы излучения Nd:YAG-лазера длительностью 100 пс, формируемые в трех пучках с энергиями 50, 250 и 700 мДж, обеспечивающих оптическую накачку трех кристаллов КТА. Импульс холостой волны, формирующийся в системе ОПУЧИ, характеризуется широким спектром с центральной длиной волны  $\lambda \approx 3.9$  мкм и имеет энергию до 50 мДж [8–10]. Сжатие этих импульсов решеточным компрессором позволяет получить импульсы с энергией до 35 мДж и длительностью около 80 фс.

Для анализа физических факторов, влияющих на качество пространственно-временной моды излучения среднего ИК-диапазона, формируемого на выходе системы ОПУЧИ, воспользуемся общим выражением для лазерного пучка с неоднородным профилем пространственной фазы:

$$A_0(\omega, x, y, z = 0) \sim \sqrt{I(x, y)} \times \quad (1)$$

$$\times \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{I(t)} \exp(i\varphi(t) + i\sigma_x x t + i\sigma_y y t) \exp(-i\omega t) dt \right] \times$$

$$\times \exp\left(-ik(\omega)\frac{y^2}{2\varepsilon}\right) \exp(i\alpha_x x(\omega - \omega_0) + i\alpha_y y(\omega - \omega_0)).$$

Здесь  $x, y$  – поперечные,  $z$  – продольная координаты,  $\omega$  – частота,  $\omega_0$  – центральная частота импульса,  $k(\omega)$  – волновой вектор,  $I(x, y)$  – пространственный профиль интенсивности пучка,  $I(t)$  – временной профиль интенсивности,  $\varphi(t)$  – фаза поля,  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  – параметры пространственного chirpa импульса,  $\alpha_x$  и  $\alpha_y$  – параметры наклона пучка,  $\varepsilon$  – параметр астигматизма.

Выражение (1) описывает все основные типы искажений пространственной фазы, характерные для излучения ОПУЧИ среднего ИК-диапазона, включая наклон фронта и астигматизм выходного пучка. Конкретные значения параметров пространственного профиля фазы в выражении (1) задаются на основе экспериментальной характеристики излучения среднего ИК-диапазона, генерируемого описанной выше системой ОПУЧИ. Полная картина фокусировки такого пучка (рис. 2), определенная путем последовательной съемки распределения интенсивности в фокусируемом пучке с помощью специально спроектированной для этой цели ИК-камеры, удовлетворительно описывается в модели параболической фокусировки пучка вида (1) с параметрами  $\xi = 0.02$ ,  $\varepsilon = 950$  см,  $\sigma_y = 30$  пс $^{-1}$  см $^{-1}$ ,  $\sigma_x = 0$  пс $^{-1}$  см $^{-1}$ ,  $\alpha_x = \alpha_y = 0$  пс см $^{-1}$ . Ключевым результатом этого анализа является вывод о том, что в условиях наших экспериментов эффекты пространственно-временного наклона фронта поля оказывают значительно меньшее влияние на качество фокусировки излучения по сравнению с эффектами астигматизма.

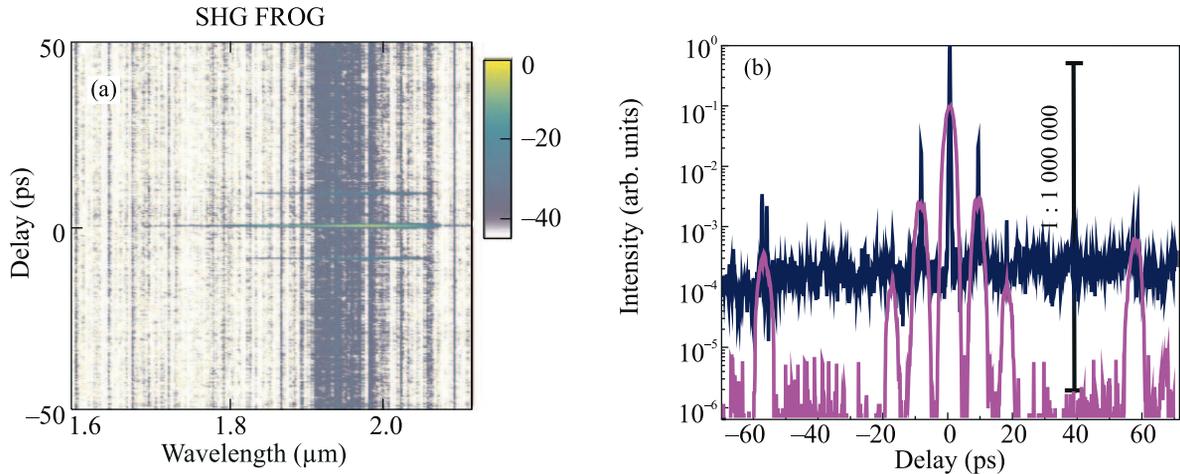


Рис. 4. (Цветной онлайн) Характерная SHG-FROG-спектрограмма (а) и полученная на основе обработки этой спектрограммы автокорреляционная функция интенсивности (б) импульса среднего ИК-излучения. Розовой кривой показана АК-функция интенсивности импульса среднего ИК-излучения с наложенным с помощью решеточного компрессора профилем фазы, соответствующим параметру чирпа  $0.05 \text{ ps}^2$

Для наблюдения явления генерации оптических гармоник высокого порядка (ГГВП) формируемые в нашей экспериментальной схеме высококонтрастные сверхкороткие импульсы среднего ИК-диапазона фокусируются на поверхность твердотельной мишени с помощью параболического зеркала с фокусным расстоянием 5 см (рис. 1). Мишень помещается в вакуумную камеру, в которой поддерживается давление фонового газа не выше  $10^{-7}$  бар (рис. 1). В экспериментах исследовались мишени из боросиликатного стекла БК7, сапфира, фторида кальция и кремния с толщиной 2–3 мм. В спектрах излучения, отраженного от поверхности мишени, наблюдается интенсивный сигнал на частоте гармоник вплоть до 17-й поля накачки. На рис. 3а и б представлены характерное угловое распределение интенсивности и спектры излучения высоких гармоник, полученные при фокусировке излучения накачки на поверхность мишени из боросиликатного стекла БК7 толщиной 2 мм под углом  $\theta = 45^\circ$  относительно нормали к поверхности. Один из ключевых результатов выполненных экспериментов заключается в появлении при уровнях энергии импульсов накачки в районе 17–25 мДж интенсивного ГГВП-излучения не только в схеме с *p*-поляризованной накачкой, но и для *s*-поляризованного поля накачки. Этот результат свидетельствует [1–4] о релятивистской природе явления ГГВП в условиях выполненных экспериментов.

Наблюдение релятивистских явлений при таких необычно низких уровнях пиковой мощности лазерного поля становится возможным за счет формирования высококачественной пространственно-

временной моды лазерного поля с точно заданным состоянием поляризации. Такая структура поля обеспечивает высокую интенсивность излучения в фокусе пучка и эффективное ускорение электронов низкочастотным электромагнитным полем высококонтрастного лазерного импульса точно заданной поляризации на предельно резкой границе вакуум–твердое тело. Высокая чистота поляризации излучения накачки достигается в наших экспериментах за счет использования проволочно-решеточного поляризатора (Thorlabs WP50L-UV или аналогичный), обеспечивавшего подавление ортогонально поляризованной компоненты поля по отношению к интенсивности поля требуемой поляризации на уровне 10000 : 1 (для  $\lambda \approx 3.9 \text{ мкм}$ ).

Высокий временной контраст лазерного импульса является одним из ключевых условий реализации релятивистских режимов взаимодействия излучения с веществом при фокусировке лазерного поля на твердую мишень. Сложность определения контраста мощных сверхкоротких импульсов среднего ИК-излучения обусловлена необходимостью регистрации сигнала в необычайно широком динамическом диапазоне для импульсов среднего ИК-излучения длительностью менее 100 фс в интервале временных задержек до нескольких пикосекунд. Стандартные методы временной характеристики лазерных импульсов не обеспечивают необходимого динамического диапазона и не позволяют выполнять измерения в таком широком интервале временных задержек.

Для решения задачи определения контраста мощных сверхкоротких импульсов среднего ИК-

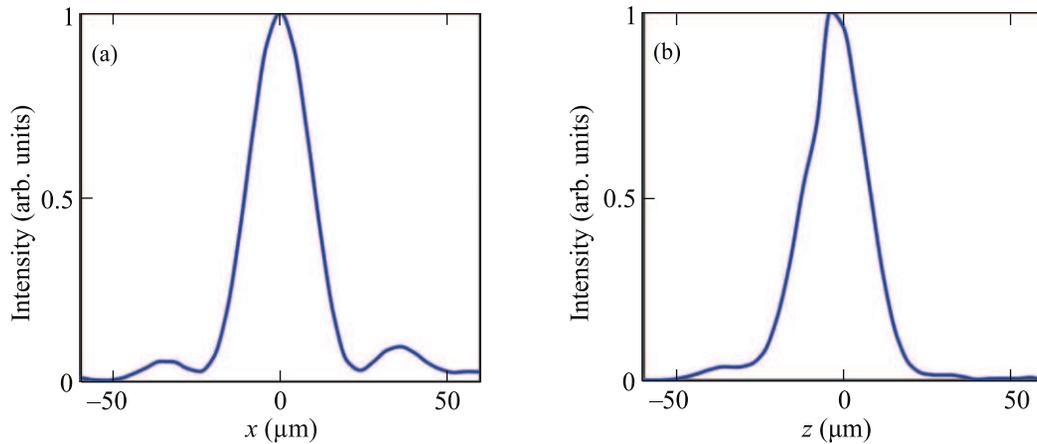


Рис. 5. (Цветной онлайн) Характерные поперечные профили интенсивности поля в фокусе пучка накачки, измеренные вдоль двух ортогональных координат  $x$  (a) и  $z$  (b) для импульса среднего ИК-излучения длительностью 80 фс

диапазона нами разработана специальная процедура (рис. 4a, b), основанная на измерении автокорреляционной (АК) функции интенсивности (рис. 4a) методом разрешенного по частоте оптического стробирования сигнала второй гармоники (SHG FROG). Разработанная процедура предусматривает SHG-FROG-измерения (рис. 4b) как со спектрально ограниченными импульсами ОПУЧИ, так и с импульсами со специальным, точно настраиваемым профилем фазы. Длительность импульса излучения среднего ИК-диапазона в этих измерениях варьируется от 80 фс до нескольких пикосекунд. При этом имеется возможность ослабления интенсивности лазерного поля на несколько порядков для обеспечения необходимого динамического диапазона. Перестройка фазы практически не влияет на соотношение интенсивности поля пикосекундного пьедестала импульса и пиковой интенсивности поля (рис. 4с). Представленные на рис. 4a и с результаты показывают, что во всем исследованном в наших экспериментах диапазоне параметров интенсивность светового поля пикосекундного пьедестала формируемого системой ОПУЧИ импульса излучения среднего ИК-диапазона не превышает  $5 \cdot 10^{-6}$ .

Для оценки верхней границы интенсивности поля накачки на поверхности мишени производилось прямое измерение размеров пучка в фокусе используемого в ГВВП-экспериментах параболического зеркала (рис. 1). Для этой цели изображение пучка накачки в фокусе параболического зеркала перестраивалось на анализатор профиля излучения с 25-кратным увеличением. В качестве анализатора профиля пучка в наших экспериментах использовалась пироэлектрическая камера с детектором излучения среднего ИК-диапазона на основе кристалла

LiTaO<sub>3</sub>. Характерные поперечные профили интенсивности поля в фокусе пучка накачки, измеренные вдоль двух ортогональных координат, представлены на рис. 5a и b. Характерный диаметр пучка накачки, получаемый на основе анализа изображения его пространственного профиля в фокусе параболического зеркала, для импульса с энергией  $W \approx 25$  мДж составляет  $d \approx 18$  мкм (см. рис. 5a). Интенсивность поля накачки в фокусе такого пучка составляет  $I_0 \approx 1.2 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>. Выполненные измерения, таким образом, указывают на то, что для импульсов среднего ИК-излучения с длиной волны  $\lambda \approx 3.9$  мкм, длительностью 80 фс и характерной для наших экспериментов энергией 25 мДж, соответствующей пиковой мощности 0.3 ТВт, достигаются значения пондеромоторного лазерного потенциала  $a_0 \sim 1.2$ , преодолевающие релятивистский порог  $a_0 = 1$ .

Сформированная таким образом высококачественная пространственно-временная мода поля накачки, сочетающая высококонтрастный интенсивный сверхкороткий импульс во времени с хорошо фокусируемым профилем пучка в пространстве и точно заданным состоянием поляризации, является ключевым фактором, обуславливающим возможность реализации релятивистского режима взаимодействия излучения с веществом в поле световых импульсов умеренной пиковой мощности. В условиях выполненных экспериментов явления, свидетельствующие о релятивистском характере взаимодействия излучения с веществом, наблюдаются уже при пиковой мощности импульсов накачки на уровне 0.3 ТВт.

На рисунке 3a представлено характерное угловое распределение суммарной интенсивности излучения гармоник высокого порядка  $I_h(\varphi_x, \varphi_y)$ , изме-

ренной в функции угловых переменных  $\varphi_x$  и  $\varphi_y$ , отсчитываемых от направления зеркального отражения излучения накачки. Как видно из представленных на рис. 3а карт  $I_h(\varphi_x, \varphi_y)$ , излучение гармоник в условиях наших экспериментов характеризуется высокой направленностью, свидетельствующей о когерентном характере явления ГГВП. На всех измеренных в экспериментах распределениях  $I_h(\varphi_x, \varphi_y)$  наблюдается явно выраженный максимум при  $\varphi_x = \varphi_y = 0$ , т.е. в направлении зеркального отражения.

На рисунке 3б представлены спектры ГГВП, измеренные с разрешением по углу путем сканирования диафрагмы по пучку излучения гармоник. Число гармоник, наблюдаемых в спектре отраженного излучения, увеличивается с ростом интенсивности поля накачки. Все основные свойства спектров гармоник высокого порядка, а также их поляризационные свойства и свойства углового распределения их интенсивности согласуются с известной картиной ГГВП в релятивистском режиме взаимодействия излучения с твердотельной мишенью [1–5, 22–28].

Таким образом, представленные в настоящей работе эксперименты по генерации оптических гармоник высокого порядка показывают возможность реализации релятивистских режимов взаимодействия излучения с веществом в поле лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона с пиковой мощностью на уровне 0.3 ТВт. Возможность наблюдения релятивистских явлений при таких необычно низких уровнях пиковой мощности лазерного поля в условиях представленных экспериментов обусловлена четырьмя основными физическими факторами: (1) увеличением кинетической энергии электронов с понижением частоты лазерного поля; (2) высоким пространственным качеством лазерного излучения, обеспечивающим возможность достижения высоких интенсивностей поля за счет его фокусировки; (3) высокой чистотой поляризационного состояния поля накачки, (4) высоким контрастом лазерного импульса, обеспечивающим предельно высокий градиент плотности поверхностной плазмы на границе вакуум–твердое тело.

Исследования в области каскадных спектрально-временных преобразований сверхкоротких лазерных импульсов поддержаны грантом Российского научного фонда # 18-72-10109. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 18-29-20031, 18-02-01141, 19-02-00473, 18-32-20196, 18-02-40034), Министерства науки и высшего образования РФ (госконтракт 14.Z50.31.0040, 17 февраля 2017 г.), грантом Прези-

дента РФ (МК-3820.2019.2), фондом Уелча (грант # А-1801-20180324).

1. G. A. Mourou, T. Tajima, and S. V. Bulanov, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 309 (2006).
2. B. Dromey, M. Zepf, A. Gopal, K. Lancaster, M. S. Wei, K. Krushelnick, M. Tatarakis, N. Vakakis, S. Moustazis, R. Kodama, M. Tampo, C. Stoeckl, R. Clarke, H. Habara, D. Neely, S. Karsch, and P. Norreys, *Nature Phys.* **2**, 456 (2006).
3. A. Tarasevitch, K. Lobov, C. Wünsche, and D. von der Linde, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 103902 (2007).
4. U. Teubner and P. Gibbon, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 445 (2009).
5. B. Dromey, S. Rykovanov, M. Yeung, R. Hörlein, D. Jung, D. C. Gautier, T. Dzelzainis, D. Kiefer, S. Palaniyppan, R. Shah, J. Schreiber, H. Ruhl, J. C. Fernandez, C. L. S. Lewis, M. Zepf, and B. M. Hegelich, *Nature Phys.* **8**, 804 (2012).
6. D. Strickland and G. Mourou, *Opt. Commun.* **56**, 219 (1985).
7. A. Dubietis, G. Jonusauskas, and A. Piskarskas, *Opt. Commun.* **88**, 437 (1992).
8. А. В. Митрофанов, Д. А. Сидоров-Бирюков, А. А. Воронин, А. Пугжлис, Г. Андриукайтис, Е. А. Степанов, С. И. Алишаускас, Т. Флери, А. Б. Федотов, В. Я. Панченко, А. Балтушка, А. М. Желтиков, *УФН* **185**, 97 (2015).
9. A. V. Mitrofanov, A. A. Voronin, D. A. Sidorov-Biryukov, A. Pugžlys, E. A. Stepanov, G. Andriukaitis, T. Flöry, S. Ališauskas, A. B. Fedotov, A. Baltuška, and A. M. Zheltikov, *Sci. Rep.* **5**, 8368 (2015).
10. A. V. Mitrofanov, A. A. Voronin, D. A. Sidorov-Biryukov, S. I. Mitryukovsky, A. B. Fedotov, E. E. Serebryannikov, D. V. Meshchankin, V. Shumakova, S. Ališauskas, A. Pugžlys, V. Ya. Panchenko, A. Baltuška, and A. M. Zheltikov, *Optica* **3**, 299 (2016).
11. A. V. Mitrofanov, A. A. Voronin, S. I. Mitryukovskiy, D. A. Sidorov-Biryukov, A. Pugžlys, G. Andriukaitis, T. Flöry, E. A. Stepanov, A. B. Fedotov, A. Baltuška, and A. M. Zheltikov, *Opt. Lett.* **40**, 2068 (2015).
12. A. V. Mitrofanov, A. A. Voronin, D. A. Sidorov-Biryukov, S. I. Mitryukovsky, M. V. Rozhko, A. Pugžlys, A. B. Fedotov, V. Ya. Panchenko, A. Baltuška, and A. M. Zheltikov, *Opt. Lett.* **41**, 3479 (2016).
13. J. Weisshaupt, V. Juvé, M. Holtz, S. Ku, M. Woerner, T. Elsaesser, S. Ališauskas, A. Pugžlys, and A. Baltuška, *Nature Photonics* **8**, 927 (2014).
14. D. Woodbury, L. Feder, V. Shumakova, C. Gollner, R. Schwartz, B. Miao, F. Salehi, A. Korolov, A. Pugžlys, A. Baltuška, and H. M. Milchberg, *Opt. Lett.* **43**, 1131 (2018).

15. A. V. Mitrofanov, D. A. Sidorov-Biryukov, M. M. Nazarov, A. A. Voronin, M. V. Rozhko, A. D. Shutov, S. V. Ryabchuk, E. E. Serebryannikov, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, *Optica* **7**, 15 (2020).
16. A. V. Mitrofanov, D. A. Sidorov-Biryukov, P. B. Glek, M. V. Rozhko, E. A. Stepanov, A. D. Shutov, S. V. Ryabchuk, A. A. Voronin, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, *Opt. Lett.* **45**, 750 (2020).
17. А. А. Ланин, А. Б. Федотов, А. М. Желтиков, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 423 (2013).
18. А. А. Ланин, А. М. Желтиков, *Письма в ЖЭТФ* **103**, 184 (2016).
19. E. A. Stepanov, A. A. Lanin, A. A. Voronin, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 043901 (2016).
20. G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, S. Ališauskas, A. Pugžlys, A. Baltuška, T. Popmintchev, M.-C. Chen, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, *Opt. Lett.* **36**, 2755 (2011).
21. T. Popmintchev, M.-C. Chen, D. Popmintchev et al. (Collaboration), *Science* **336**, 1287 (2012).
22. Ю. М. Михайлова, В. Т. Платоненко, С. Г. Рыкованов, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 11 (2005).
23. В. Т. Платоненко, А. Ф. Стержантов, *Письма в ЖЭТФ* **91**, 77 (2010).
24. T. Baeva, S. Gordienko, and A. Pukhov, *Phys. Rev. E* **74**, 046404 (2006).
25. C. Thauray, F. Quéré, J.-P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Réau, P. d'Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks, and Ph. Martin, *Nature Phys.* **3**, 424 (2007).
26. J. M. Mikhailova, M. V. Fedorov, N. Karpowicz, P. Gibbon, V. T. Platonenko, A. M. Zheltikov, and F. Krausz, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 245005 (2012).
27. A. Borot, A. Malvache, X. Chen, A. Jullien, J.-P. Geindre, P. Audebert, G. Mourou, F. Quéré, and R. Lopez-Martens, *Nature Phys.* **8**, 416 (2012).
28. A. V. Mitrofanov, D. A. Sidorov-Biryukov, P. B. Glek, M. V. Rozhko, E. A. Stepanov, A. D. Shutov, S. V. Ryabchuk, A. A. Voronin, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, *Opt. Lett.* **45**, 750 (2020).