

## 05 Спектры оптических гармоник 2 и 3/2 при субрелятивистской лазерно-плазменной генерации рентгеновского излучения

© М.В. Чашин<sup>1</sup>, П.А. Щеглов<sup>1</sup>, А.А. Таусенев<sup>1,2</sup>, М.М. Назаров<sup>1</sup>, В.М. Гордиенко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> НИЦ „Курчатовский институт“,  
123182 Москва, Россия

<sup>2</sup> Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,  
119234 Москва, Россия

e-mail: chamike12@gmail.com

Поступила в редакцию 02.12.2022 г.

В окончательной редакции 16.01.2023 г.

Принята к публикации 28.01.2023 г.

Исследована зависимость спектра видимого диапазона (гармоники 2 и 3/2) и выхода рентгеновского  $\text{CuK}_\alpha$ -излучения от энергии и длительности фемтосекундных лазерных импульсов субрелятивистской интенсивности, облучающих медную фольгу. Обнаружено, что для вторичных излучений определяющим фактором является плотность энергии, а не интенсивность и длительность импульса. Степенные зависимости выхода вторичных излучений от длительности и энергии импульса имеют существенно разный показатель. Выявлены тенденции изменения формы спектра для областей, где доминируют различные механизмы нагрева плазмы.

**Ключевые слова:** характеристическое рентгеновское излучение, вторая гармоника, гармоника три вторых, плотность энергии.

DOI: 10.21883/OS.2023.02.55003.19-23

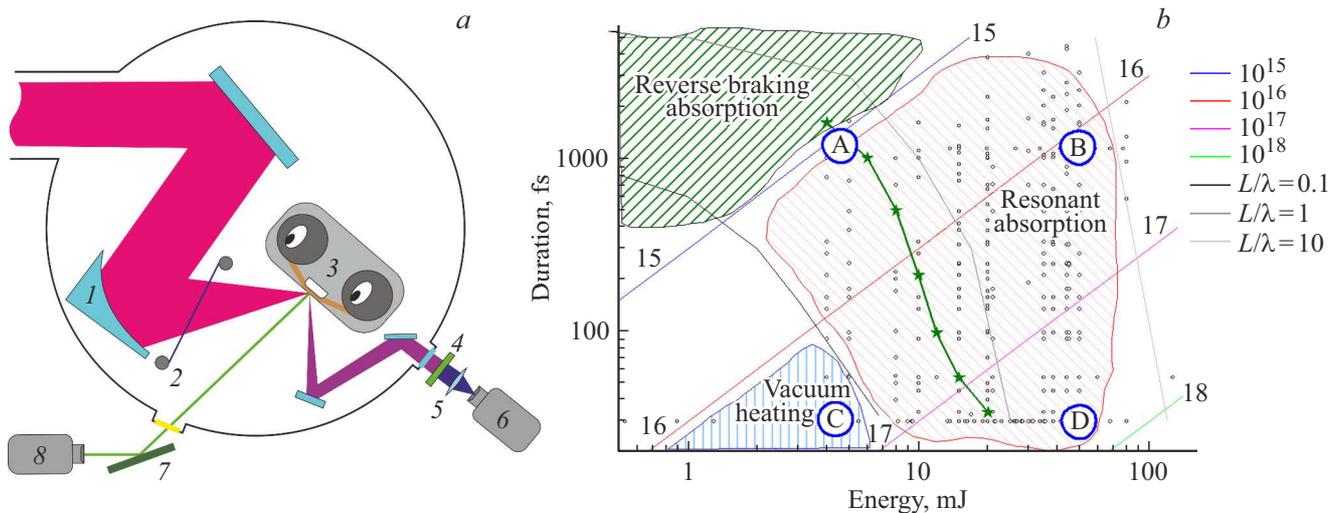
### Введение

Сверхкороткие, спектрально яркие импульсы рентгеновского излучения (РИ) востребованы для дифракционных исследований с фемтосекундным временным разрешением в схеме накачка-зондирование [1,2], например, для изучения вынужденных колебаний кристаллической решетки [3], для радиографии воздействия на биообъекты [4]. Такие импульсы могут быть получены при облучении твердотельных мишеней лазерными пучками субрелятивистских интенсивностей  $I \sim 10^{16} - 10^{18} \text{ W/cm}^2$  [5–8]. Причиной появления характеристического рентгеновского излучения [6,7] являются горячие электроны, ускоренные в приповерхностной плазме и вернувшиеся в твердую часть мишени. Приповерхностная горячая плазма также является источником оптических гармоник [8] и других типов вторичного излучения. Генерация гармоник (ГВГ — вторая, ГТВ — три вторых) представляет интерес не только как источник излучения, но и как средство диагностики процессов, происходящих около мишени [9,10].

Пространственная область, в которой образуется вторичное излучение, определяется концентрацией разлетающихся от поверхности электронов  $n$ . Опорной величиной является критическая концентрация электронов  $n_{\text{cr}} = \omega_0^2 m_e \epsilon_0 / e^2$ , где  $\omega_0$  — частота лазерного излучения,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $m_e$ ,  $e$  — масса и заряд электрона. При взаимодействии лазерного пучка ( $I \sim 10^{15} - 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ) с мишенью под углом падения  $\theta > 0$  в области  $n = n_{\text{cr}} \cos^2 \theta$  происходит отражение лазерного импульса от мишени, при этом

ближе к мишени в области  $n = n_{\text{cr}}$  возникает режим резонансного поглощения лазерного поля [11], которое проникло вглубь такой плазмы, отвечающий трансформации продольной (вдоль градиента плотности) компоненты  $p$ -поляризованной электромагнитной волны в продольные плазменные волны. Этот режим сопровождается ленгмюровскими колебаниями на частоте лазера и появлением ГВГ. В другой области, где концентрация электронов равняется  $n = n_{\text{cr}}/4$ , наблюдается процесс двухплазмонного распада: лазерный фотон распадается на два плазмона с вдвое меньшими частотами. Причем другой лазерный фотон может рассеяться на таком плазмоне с возникновением ГТВ [12], что свидетельствует об электронных плазменных неустойчивостях и неоднородной протяженной плазме [10,13]. Существенно, что этот пороговый по интенсивности и длительности лазерного импульса процесс ГТВ можно связать с „размером“ плазмы  $L_e$  и температурой электронов  $T_e$  [14].

Преобладание того или иного механизма передачи энергии  $E$  от лазера к плазме определяется в том числе ее пространственным масштабом градиента электронной плотности  $L_e = (\frac{1}{N_e} \frac{\partial n}{\partial x})^{-1}$  [15], который можно увеличить в эксперименте интенсивностью, длительностью, контрастом [5,16] (и таким образом переключить механизм нагрева). При значительном увеличении длительности импульса  $\tau$  параметр  $L_e$  увеличивается за счет времени разлета плазмы (характерная скорость  $v_p \sim 0.1 - 0.2 \text{ nm/fs}$ ). При ограниченном контрасте (CR)  $L_e$  также растет с ростом интенсивности падающего импульса. Согласно [16] при  $CR = 7 \cdot 10^7$  для  $\tau = 30 \text{ fs}$  и интенсивностей  $I \sim 3 \cdot 10^{16}, 0.7 \cdot 10^{17}, 0.7 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$



**Рис. 1.** (а) Схема эксперимента: 1 — внеосевая парабола, 2 — защитная пленка, 3 — лентопротяжный механизм с мишенью, 4 — фильтр, 5 — линза, 6 — спектрометр, 7 — кристалл кремния, 8 — ФЭУ. (б) Отображение измеренных точек (черные кружки) в виде поля энергия-время, зеленые звездочки — край появления сигнала ГТВ. Характерные точки (значений  $E$  и  $\tau$ ), обозначенные в синих кружках как А, В, С, D, представлены в виде спектров соответственно на рис. 2, а, б, с, d. Наклонные прямые — линии постоянной интенсивности ( $10^{15}, 10^{16} \dots 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ). В областях с различной штриховкой преобладает один из процессов нагрева плазмы: обратное тормозное поглощение (зеленая штриховка), резонансное поглощение (красная штриховка), вакуумный нагрев (синяя штриховка). Серые линии — ориентировочные значения уровней  $L_e/\lambda = 0.1, 1, 10$  для  $CR = 10^7$  на основе данных из [5,16,21].

характерный масштаб оказывается равным соответственно  $L_e/\lambda \sim 0.1, 1, 10$ , где  $\lambda$  — длина волны лазерного излучения. Для этих диапазонов изменения параметра  $L_e/\lambda$  доминирующие механизмы нагрева плазмы в субрелятивистском случае следующие [17]: вакуумный нагрев [18] при  $L_e/\lambda < 0.1$ , резонансное поглощение [11] при  $L_e/\lambda \sim 1$  (и при наклонном падении), обратнотормозное поглощение [17] при  $L_e/\lambda \gg 1$ . Переключение механизмов нагрева должно сказываться не только на выходе рентгеновского излучения, но и на спектрах гармоник, которые наиболее быстро и надежно измеряются экспериментально по сравнению с другими типами вторичных излучений с мишени.

По относительным амплитудам гармоник [9,10] можно оценить фактическую интенсивность на мишени [1], контраст излучения [19] и размер плазмы [20]. Это позволит в реальном времени осуществить оптимизацию выхода характеристического рентгеновского излучения, скорректировать отклонения мишени от фокуса.

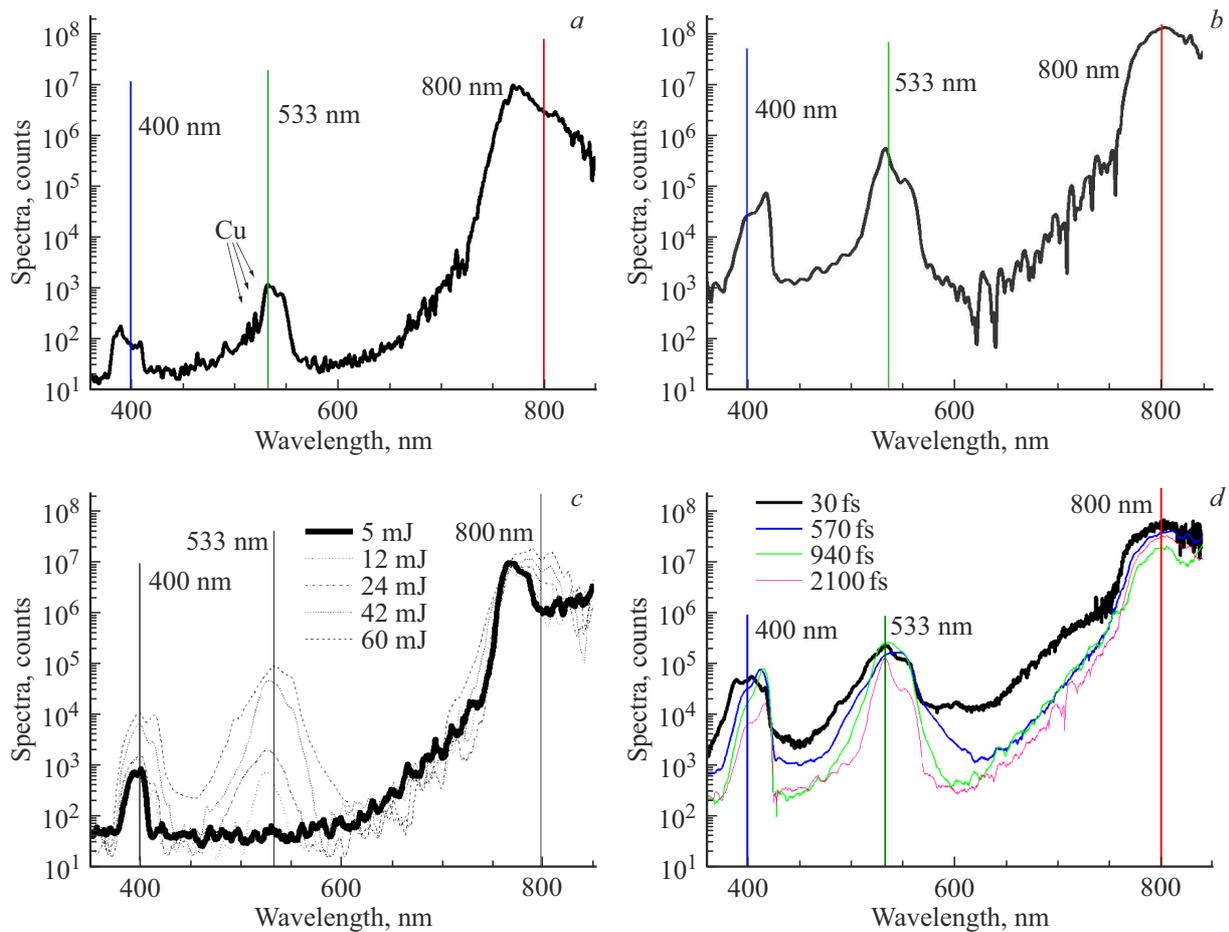
Таким образом, целями настоящей работы является: 1) установление связи формы спектров ГВГ, ГТВ с интенсивностью на мишени и с процессами нагрева плазмы, 2) выявление роли энергии и длительности лазерного импульса при генерации вторичного излучения (рентгеновские и оптические гармоники) из фемтосекундной приповерхностной лазерной плазмы.

## Эксперимент

Источником рентгеновского [6] излучения и гармоник служила плазма, образующаяся на поверхности

постоянно обновляемой медной ленты толщиной  $10 \mu\text{m}$ . Протягиваемая лента служила в качестве мишени и находилась в вакууме  $10^{-5} \text{ mbar}$ . Плазма возникла при наклонном ( $45^\circ$ ) падении на нее  $p$ -поляризованного сфокусированного лазерного пучка TiSa-лазерной системы усилителей [2,8] с широкополосным излучением  $\lambda = 800 \pm 50 \text{ nm}$  (рис. 1, а). Контраст излучения  $CR$  был  $10^7$  (усиленная спонтанная эмиссия) на временном масштабе  $5 \text{ ps}$  и отдельно  $10^5$  для оставленного фемтосекундного предимпульса, приходящего на  $10 \text{ ns}$  раньше основного. Синий фильтр (FSB37S, Thorlabs), установленный перед оптическим спектрометром, ослабляет основную частоту лазерного излучения на 4 порядка, но все же пропускает ее выше уровня шума в диапазоне до  $\lambda < 830 \text{ nm}$ . Это позволило в едином измерении спектра получать сразу три гармоники с центрами на следующих длинах волн: ГВГ —  $400 \text{ nm}$ , ГТВ —  $533 \text{ nm}$ , накачка —  $800 \text{ nm}$ , и сравнивать их амплитуды. Для выделения в реальном времени характеристического  $\text{CuK}_\alpha$ -рентгеновского излучения из тормозного фона использовалась брэгговская дифракция на кристалле кремния  $\langle 111 \rangle$  [8]. Регистрация энергии каждого дифрагированного импульса (следуют с частотой  $10 \text{ Hz}$ ) осуществлялась ФЭУ, снабженным NaI-сцинтиллятором. Исследована зависимость сигналов вторичных излучений от энергии ( $E = 1\text{--}120 \text{ mJ}$ ) и от длительности ( $\tau = 30\text{--}3000 \text{ fs}$ ) лазерных импульсов (рис. 1, б).

Фактический диаметр перетяжки на мишени составил  $\varnothing = 20 \mu\text{m}$ , для максимальной в данном исследовании энергии  $E = 120 \text{ mJ}$  это соответствует плотности энер-



**Рис. 2.** Характерные спектры в областях А,В,С,Д (черные жирные кривые), отмеченных на рис. 1, *b*. Соответственно: *a* — длинный и слабый импульс,  $I \sim 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ,  $ED = 1.5 \text{ kJ/cm}^2$ ,  $\tau = 1000 \text{ fs}$ ; *b* — длинный и сильный импульс,  $I \sim 2 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ,  $ED = 25 \text{ kJ/cm}^2$ ,  $\tau = 1000 \text{ fs}$ ; *c* — короткий и слабый импульс  $\tau = 30 \text{ fs}$  (жирная кривая при  $I \sim 4 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ,  $ED = 1.5 \text{ kJ/cm}^2$ ), штриховые линии показывают изменения спектра при увеличении энергии от 5 до 60 мДж при  $\tau = \text{const}$ ; *d* — короткий и сильный импульс  $ED = 25 \text{ kJ/cm}^2$ , жирная черная кривая при  $I \sim 0.8 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ , цветные кривые показывают изменения спектра при меньшей интенсивности за счет увеличения  $\tau$  от 30 до 2100 fs при одинаковых  $E$  и  $ED$ .

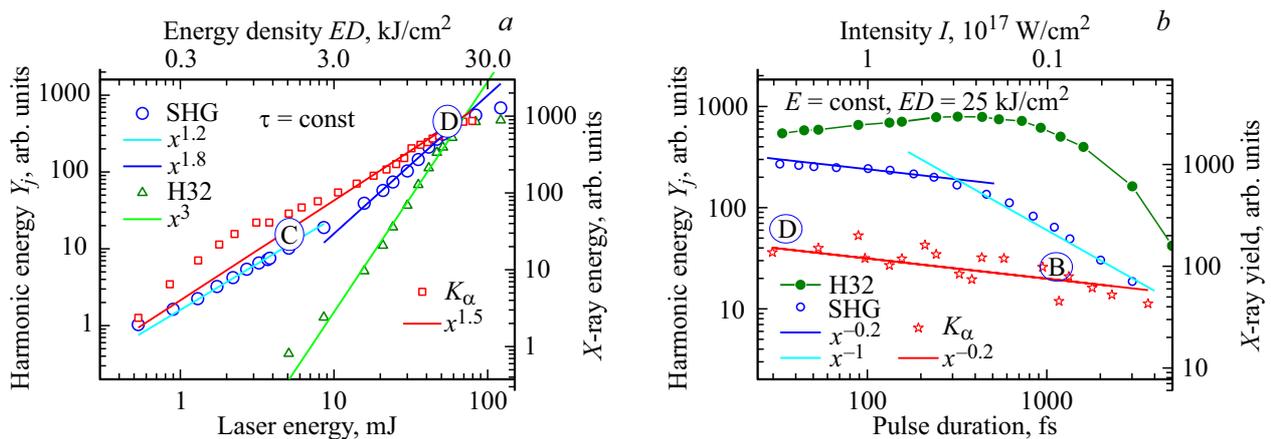
гии  $ED = E/S = 38 \text{ kJ/cm}^2$ , а при  $\tau = 30 \text{ fs}$  — интенсивности  $I = E/(S\tau) = 1.2 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ , где  $S = \pi\Phi^2/4$  — площадь пучка. Сравним 4 крайних по длительности и по энергии случая (обозначены на рис. 1, *b*, как А, В, С, D), от длинного-слабого импульса с  $I \sim 10^{15} \text{ W/cm}^2$  (случай А) до короткого-сильного с  $I \sim 10^{18} \text{ W/cm}^2$  (случай D). Все 4 случая находятся на краях области доминирования процесса резонансного поглощения и соседствуют с областями других процессов. В случае А ( $E = 5 \text{ мДж}$ ,  $\tau = 1000 \text{ fs}$ ) мы близки также к области доминирования механизма обратно-тормозного поглощения, здесь существенен вклад от столкновительных механизмов передачи энергии плазме. В другом крайнем случае D ( $E = 50 \text{ мДж}$ ,  $\tau = 30 \text{ fs}$ ) мы приближаемся к релятивистским механизмам нагрева, таким как  $[j \times B]$  [5,22]. Предполагается, что для длинного импульса ( $\tau > 3000 \text{ fs}$ ) параметр  $L_e/\lambda \gg 1$ , в то время

как для короткого импульса ( $\tau < 30 \text{ fs}$ ,  $I < 10^{16} \text{ W/cm}^2$ )  $L_e/\lambda \ll 1$ .

## Результаты

При коротком импульсе и малой энергии (30 fs, 5 мДж,  $ED = 1.5 \text{ kJ/cm}^2$ ) ГТВ не наблюдается (случай С на рис. 2). Порог ГТВ обозначен зелеными звездочками на рис. 1, *b*. Отметим, что процесс ГТВ более, чем процесс ГВГ, чувствителен к такому параметру накачки, как длительность.

При  $\tau = 1 \text{ ps}$  ГТВ наблюдалось даже для  $I = 10^{15} \text{ W/cm}^2$  (случай А на рис. 2). Также отметим наличие эмиссионных линий атомарной меди Cu I при  $\lambda = 510, 515, 521 \text{ nm}$ , наблюдаемых в наших измерениях только при  $I < 10^{15} \text{ W/cm}^2$ , т.е. в точке А (рис. 2, *a*), близкой к области обратно-тормозного поглощения. При увеличении плотности энергии выше  $ED = 10 \text{ kJ/cm}^2$  появляется ГТВ при любой



**Рис. 3.** Зависимость энергии гармоник  $Y_{ГВГ}$  (SHG),  $Y_{ГТВ}$  (H32) и РИ ( $K_{\alpha}$ ) от (a) энергии (и синхронно меняющейся плотности энергии при фиксированной длительности лазерного импульса 30 fs); (b) от длительности лазерного импульса (и синхронно меняющейся интенсивности при фиксированной энергии накачки 50 мДж). Точки В, С, D — привязка к соответствующим областям на рис. 1, b.

длительности и наблюдается рост соотношения с ГВГ (рис. 2, d и рис. 3, a). При этом незначительно уширяются спектры всех трех гармоник, происходит слабое смещение в красную область пиков ГВГ и ГТВ (рис. 2, c). При увеличении длительности импульса спектры ГВГ и ГТВ приобретают более резкие края, более низкий фон (рис. 2, d), а при  $\tau > 1$  ps „верхушка“ спектра гармоник приобретают двугорбую форму (рис. 2, b, d). В [19] такая двугорбая форма спектра ГТВ использована для определения температуры электронов  $T_e$ . Добавим, что похожая модификация спектра ГВГ наблюдалась и в [1]. Отметим, что точки В и С (рис. 1, b) находятся практически при одинаковой интенсивности  $\sim 3 \cdot 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>, но отличаются на порядок по плотности энергии (1.5 и 25 kJ/cm<sup>2</sup>). При этом сигналы вторичных излучений в случае В на 1–2 порядка сильнее, чем в случае С (рис. 2, b, c), что подчеркивает важность именно параметра  $ED$ , а не  $I$ .

В качестве измеряемой величины  $Y_j$  ( $j = \text{ГВГ}, \text{ГТВ}, \text{накачка}, \text{РИ}$ ) используется энергия соответствующего импульса, для случая гармоник это интеграл от спектра по длинам волн 370–430 nm для ГВГ, 480–620 nm для ГТВ, 750–830 nm для накачки. Диапазон интегрирования выбран „с запасом“, но так, чтобы визуально не пересекаться с соседней гармоникой. Изменение величины ГВГ при сканировании энергии и длительности можно представить как  $Y_{ГВГ} \sim E^{(1.6 \pm 0.2)} / \tau^{0.2}$ . Наблюдаемое на рис. 3, a изменение показателя степени от 1.2 до 1.8 в районе  $E = 8–10$  мДж,  $\tau = 30$  fs как раз соответствует смене механизма вакуумного нагрева на резонансное поглощение (рис. 1, b) за счет увеличения  $L_e / \lambda$  при росте энергии и интенсивности.

В случае ГТВ изменение амплитуды пропорционально  $Y_{ГТВ} \sim E^{(3 \pm 0.2)} / f(\tau)$ , причем зависимость от  $f(\tau)$  является немонотонной (рис. 3, b). Накачка (пока интенсивность ниже релятивистской) линейно зависит от  $E$  и не зависит от  $\tau$ :  $Y_{\text{накачка}} \sim E$ . По соотношению амплитуд

гармоник на практике удобно определять фактическую плотность энергии на мишени (для фиксированного угла падения, контраста и  $\tau$ ). В условиях данного эксперимента  $ED \sim (15 \text{ kJ/cm}^2)(Y_{ГТВ}/Y_{ГВГ})^{0.7}$ , а также  $ED \sim (4 \cdot 10^6 \text{ kJ/cm}^2)(Y_{ГВГ}/Y_{\text{накачка}})^{1.6}$ . Отметим, что при уменьшении угла падения на мишень с 45° до 15° примерно в 5 раз уменьшилось соотношение  $Y_{ГТВ}/Y_{ГВГ}$  и выход РИ для большинства используемых энергий и длительностей, что подтверждает преобладание процесса резонансного поглощения. Качественно описанные выше тенденции изменения спектров сохранились, в том числе и для пластиковой мишени.

Что касается РИ, то как и для гармоник выход  $Y_{\text{РИ}}$  увеличивается с ростом интенсивности лазерных импульсов с разной „скоростью“ (степенью) в зависимости от способа увеличения интенсивности. При увеличении интенсивности за счет роста  $E$  (и соответственно  $ED$ , когда  $\tau = \text{const}$ , рис. 3, a)  $Y_{\text{РИ}} \sim x^{1.5}$ , но при увеличении интенсивности за счет укорочения длительности, когда  $E = \text{const}$ , рис. 3, b)  $Y_{\text{РИ}} \sim x^{0.2}$ . Выход  $K_{\alpha}$  можно описать как  $Y_{K_{\alpha}} \sim E^{1.5 \pm 0.2} / \tau^{0.2}$ . При оптимальных для практики найденных параметрах ( $\tau = 200–300$  fs,  $E = 50–80$  мДж,  $ED = 15 \text{ kJ/cm}^2$ ,  $I = 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup>) выход характеристических рентгеновских фотонов  $5 \cdot 10^8$  photon/pulse  $\cdot 2\pi$  достаточен для приложений, а высокоэнергетичные тормозные РИ-фотоны и ускоренные электроны не вносят заметных помех на детекторы. Эти условия (необходимая фокусировка, оптимальная длительность) находятся по соотношению энергий гармоник  $Y_{ГВГ}/Y_{ГТВ} \sim 1$  и  $Y_{\text{накачка}}/Y_{ГВГ} \sim 10^3$ .

## Выводы

Выход вторичного излучения из фемтосекундной лазерной плазмы (характеристическое РИ, гармоники видимого диапазона) определяется в первую очередь

плотностью энергии, а не интенсивностью или длительностью импульса накачки. Увеличение длительности фемтосекундных лазерных импульсов в диапазоне от 30 до 300 fs практически не ослабляет выход вторичных излучений в диапазоне интенсивностей от  $10^{15}$  до  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>.

Для  $\tau = 30$  fs ГТВ появляется при  $ED > 2.5$  kJ/cm<sup>2</sup>, сравнивается по амплитуде с ГВГ при  $ED \sim 25$  kJ/cm<sup>2</sup>, незначительно превосходит ГВГ при дальнейшем росте энергии накачки. Существенное доминирование ГТВ над ГВГ происходит для импульсов с длительностью более 300 фс. Спектральное расщепление пиков ГВГ и ГТВ свидетельствует о пикосекундной длительности импульса. Уширение и перекрытие крыльев спектров гармоник свидетельствует о приближении к релятивистской интенсивности, наиболее заметно выглядит уширение накачки в синюю область при  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>.

Отличия конверсии между разными режимами (резонансное поглощение, вакуумный нагрев) сводятся к изменению показателя степенной зависимости (от плотности мощности) на  $\sim \pm 0.2$ . Характерный масштаб  $L_e/\lambda$  влияет на форму оптических спектров, на положение изломов степенных зависимостей энергий гармоник  $Y_j(E, \tau)$  и требует более систематического исследования для ряда углов падения и контрастов.

## Финансирование работы

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках Соглашения № 075-15-2022-830 от 27 мая 2022 г. и грантов РФФИ 20-21-00140 и 19-29-12037 мк.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] D. von der Linde, H. Schulz, T. Engers, H. Schuler. IEEE J. Quant. Electron., **28** (10), 2388 (1992). DOI: 10.1109/3.159545
- [2] М.В. Ковальчук, М.М. Борисов, А.А. Гарматина, В.М. Гордиенко, А.М. Желтиков, В.В. Квардаков, В.Н. Корчуганов, И.А. Лихачёв, Е.И. Мареев, А.В. Митрофанов, М.М. Назаров, Е.М. Пашаев, Ф.В. Потёмкин, Я.О. Романовский, Е.Б. Руднева, Д.А. Сидоров-Бирюков, И.А. Субботин, М.В. Чащин, П.А. Щеглов, В.Я. Панченко. Кристаллография, **67** (5), 717 (2022). [M.V. Kovalchuk, M.M. Borisov, A.A. Garmatina, V.M. Gordienko, A.M. Zheltikov, V.V. Kvardakov, V.N. Korchuganov, I.A. Likhachev, E.I. Mareev, A.V. Mitrofanov, M.M. Nazarov, E.M. Pashaev, F.V. Potemkin, Ya.O. Romanovskii, E.B. Rudneva, D.A. Sidorov-Biryukov, I.A. Subbotin, M.V. Chashchichin, P.A. Shcheglov, V.Ya. Panchenko. Crystallography Reports, **67** (5), 717 (2022). DOI: 10.1134/S106377452205008X].
- [3] M. Nicoul, U. Shymanovich, A. Tarasevitch, D. von der Linde, K. Sokolowski-Tinten. Appl. Phys. Lett., **98** (19), 191902 (2011). DOI: 10.1063/1.3584864
- [4] M. Nishikino, K. Sato, N. Hasegawa, M. Ishino, S. Ohshima, Y. Okano, T. Kawachi, H. Numasaki, T. Teshima, H. Nishimura. Rev. Sci. Instruments, **81** (2), 026107 (2010). DOI: 10.1063/1.3302827
- [5] М.В. Седов. *Моделирование характеристического рентгеновского излучения фемтосекундной лазерной плазмы*. Автореф. канд. дис. (Санкт-Петербургский государственный университет, СПб., 2019).
- [6] V. Arora, P.A. Naik, J.A. Chakera, S. Bagchi, M. Tayyab, P.D. Gupta. AIP Adv., **4** (4), 047106 (2014). DOI: 10.1063/1.4870946
- [7] R. Rathore, V. Arora, H. Singhal, T. Mandal, J.A. Chakera, P.A. Naik. Laser and Particle Beams, **35** (3), 442 (2017). DOI: 10.1017/S026303461700043X
- [8] М.М. Назаров, П.А. Щеглов, А.А. Гарматина, М.В. Чащин, З.Ч. Маргушев, К.А. Бжеумихов, А.В. Митрофанов, Д.А. Сидоров-Бирюков, А.М. Жёлтиков, В.М. Гордиенко, В.Я. Панченко. Квант. электрон., **52** (9), 811 (2022).
- [9] K.A. Ivanov, I.N. Tsymbalov, S.A. Shulyapov, D.A. Krestovskikh, A.V. Brantov, V.Yu. Bychenkov, R.V. Volkov, A.B. Savel'ev. Phys Plasmas, **24** (6), 063109 (2017). DOI: 10.1063/1.4986101
- [10] P.K. Singh, A. Adak, A.D. Lad, G. Chatterjee, G.R. Kumar. Phys Plasmas, **27** (8), 083105 (2020). DOI: 10.1063/5.0012590
- [11] D.W. Forslund, J.M. Kindel, K. Lee, E.L. Lindman, R.L. Morse. Phys. Rev. A (Coll Park), **11** (2), 679 (1975). DOI: 10.1103/PhysRevA.11.679
- [12] L. Veisz, W. Theobald, T. Feurer, H. Schillinger, P. Gibbon, R. Sauerbrey, M.S. Jovanović. Phys Plasmas, **9** (8), 3197 (2002). DOI: 10.1063/1.1493794
- [13] И.Н. Цымбалов, Д.А. Горлова, В.Ю. Быченко, А.Б. Савельев. Квант. электрон., **49** (4), 386 (2019). [I.N. Tsymbalov, D.A. Gorlova, V.Yu. Bychenkov, A.B. Savel'ev. Quantum Electronics, **49** (4), 386 (2019). DOI: 10.1070/QEL16941].
- [14] T.J.M. Boyd. Plasma Phys Control Fusion, **28** (12B), 1887 (1986). DOI: 10.1088/0741-3335/28/12B/002
- [15] P. Gibbon, E. Förster. Plasma Phys Control Fusion, **38** (6), 769 (1996). DOI: 10.1088/0741-3335/38/6/001
- [16] M. Gambari, R. Clady, L. Videau, O. Utéza, A. Ferré, M. Sentis. Sci. Rep., **11** (1), 23318 (2021). DOI: 10.1038/s41598-021-02585-5
- [17] P. Gibbon. *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction*, 1st ed. (Imperial College Press, 2005). DOI: 10.1142/p116
- [18] F. Brunel. Phys. Rev. Lett., **59** (1), 52 (1987). DOI: 10.1103/PhysRevLett.59.52
- [19] P.K. Singh, A. Adak, A.D. Lad, G. Chatterjee, P. Brijesh, G. Ravindra Kumar. Phys. Plasmas, **22** (11), 113114 (2015). DOI: 10.1063/1.4935909
- [20] C. Li, M.-L.L. Zhou, W.-J.J. Ding, F. Du, F. Liu, Y.-T.T. Li, W.-M.M. Wang, Z.-M.M. Sheng, J.-L.L. Ma, L.-M.M. Chen, X. Lu, Q.-L.L. Dong, Z.-H.H. Wang, Z. Lou, S.-C.C. Shi, Z.-Y.Y. Wei, J. Zhang. Phys. Rev. E, **84** (3), 036405 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevE.84.036405
- [21] L.M. Chen, M. Kando, M.H. Xu, Y.T. Li, J. Koga, M. Chen, H. Xu, X.H. Yuan, Q.L. Dong, Z.M. Sheng, S.V. Bulanov, Y. Kato, J. Zhang, T. Tajima. Phys. Rev. Lett., **100** (4), 045004 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.045004
- [22] W.L. Kruer, K. Estabrook. Physics of Fluids, **28** (1), 430 (1985). DOI: 10.1063/1.865171