Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 5, с. 358 – 364

Генерация яркого рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 27–15 нм при воздействии высокоинтенсивных фазово-модулированных фемтосекундных лазерных импульсов ближнего ИК диапазона на газовую струю

Б. В. Румянцев, Е. А. Мигаль, Е. А. Лобушкин, А. В. Пушкин, Ф. В. Потёмкин[1)]

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

Поступила в редакцию 27 декабря 2024 г.
После переработки 27 декабря 2024 г.
Принята к публикации 16 января 2025 г.

В работе представлен источник когерентного излучения рентгеновского диапазона на основе процесса генерации гармоник высокого порядка в газовой среде, разработанный в МГУ им. М. В. Ломоносова. Генерация впервые осуществлена при воздействии фемтосекундного лазерного излучения системы на кристалле Cr:Forsterite на газовую струю аргона. Зарегистрировано излучение высоких гармоник в диапазоне 45–83 эВ (27.6–14.9 нм) с суммарным генерируемым потоком фотонов $1.1 \cdot 10^9$ фотонов/с в оптимальных условиях генерации. Показано, что компенсация фазовой самомодуляции генерирующего импульса путем внесения отрицательной квадратичной фазовой модуляции позволяют повысить эффективность генерации в широком диапазоне генерируемых гармоник – начиная от низкочастотного и заканчивая высокочастотным краем плато. Также установлено, что для гармоник у края плато такая модуляция позволяет уменьшить расходимость излучения гармоник, а также увеличить частоту отсечки. Разработанный компактный яркий источник рентгеновского излучения открывает путь к получению аттосекундных лазерных импульсов в Российской Федерации, а также может быть использован для формирования когерентной затравки в лазерах на свободных электронах и источниках синхротронного излучения в целях повышения временной когерентности их излучения.

DOI: 10.31857/S0370274X25030058, EDN: ZZJSIG

1. Введение. В настоящее время создание лазерных источников на основе генерации гармоник высокого порядка (ГГВП) представляет особый интерес, поскольку открывает новые возможности в ряде важных технологических и научных областей. Генерация сверхкоротких субфемтосекундных импульсов позволяет проводить исследования тонкой структуры спектра поглощения рентгеновских лучей в окрестностях скачков поглощения (XAFS спектроскопия) при лазерно-индуцированной инициации химических реакций [1]. Высокая когерентность излучения рентгеновского диапазона на основе процесса ГГВП делает его прекрасным инструментом для проведения неразрушающих исследований топографии поверхности, толщины слоев и качества интерфейса с разрешением в десятки нанометров [2]. Наконец, такие источники могут быть использованы в совокупности с лазерами на свободных электронах и источниками синхротронного излучения для повышения временной когерентности их излучения.

В настоящее время в Российской Федерации наблюдается отсутствие компактных эффективных широкодиапазонных источников когерентного излучения ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов на основе процесса ГГВП. В то же время, в мировом научном сообществе наметилась тенденция к использованию длинноволнового излучения накачки (по сравнению с излучением титан-сапфирового лазера) для экспериментальной реализации процесса ГГВП в газах, так как частота отсечки в таком случае может быть увеличена $\propto I\lambda^2$, где I – интенсивность лазерного излучения, λ – длина волны накачки. Так, в работе [3] при использовании источника на длине волны 3.9 мкм и волновода, заполненного гелием, был получен спектр высоких гармоник, простирающийся до 1.3 кэВ. При этом увеличение длины волны генерирующего излучения приводит к уменьшению эффективности фотоэмиссионного отклика одиночного атома, что является причиной падения энергетического отклика в заданном спектральном интервале пропорционально λ^{-x}, где показатель степени x, как показывают теоретические

1)e-mail: potemkin@physics.msu.ru

и экспериментальные результаты, принимает значения в диапазоне $x = 5$–6.5 [4]. В связи с этим, для многих применений оказывается разумным использование источников накачки в диапазоне длин волн 1–2 мкм, где удается достичь компромисс между частотой отсечки и потоком фотонов.

В данной работе впервые реализуется ГГВП в аргоне с накачкой хром-форстеритовым лазером для увеличения частоты отсечки генерируемого рентгеновского излучения. Показано, что оптимизация давления газа на мишени и использование фазомодулированных лазерных импульсов позволяет получить полный поток фотонов на уровне $1.1 \cdot 10^9$ в диапазоне 45–83 эВ, что открывает возможности для дальнейшего применения данного излучения в различных задачах нелинейной оптики и аттосекундной физики. Стоит отметить, что данная работа является логическим продолжением работы [5], где были представлены результаты по генерации гармоник у низкочастотного края плато (15–25 эВ). В свою очередь, зарегистрированное в рамках текущей работы излучение гармоник относится к непертурбативным гармоникам, расположенным у высокочастотного края плато, за счет чего влияние фазовой модуляции генерирующего излучения распространяется не только на эффективность генерации гармоник, но и на частоту отсечки и расходимость генерируемого излучения, что показано в рамках данной работы.

Экспериментальная установка. На рисунке 1 представлена схема экспериментальной установки. В качестве источника генерирующего излучения использовалась фемтосекундная лазерная система на кристалле хром-форстерита (центральная длина волны $\lambda = 1240$ нм, длительность импульса 110 фс (FWHM), энергия в импульсе до 16 мДж, частота повторения 10 Гц) [6]. Данная лазерная система работает по принципу усиления чирпированных импульсов и имеет на выходе компрессор на основе дифракционных решеток для сжатия лазерных импульсов (рис. 1), что позволяет плавно изменять величину квадратичной фазовой модуляции путем управляемого автоматизированного изменения расстояния между решетками. Это обеспечивало возможность изменения величины дисперсии групповой задержки (ДГЗ) в диапазоне -10646 фс^2 до 16615 фс^2, что соответствует длительностям импульса на уровне 290 фс при отрицательной и 430 фс при положительной ДГЗ соответственно. После компрессора лазерное излучение направлялось в вакуумный тракт для генерации и регистрации излучения гармоник. Лазерное излучение фокусировалось с помощью кварцевой линзы с NA = 0.011 на газовую мишень, расположенную

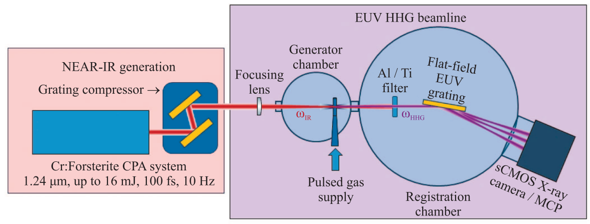

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки

в вакуумной камере генерации. В качестве мишени использовалась игла диаметром 4 мм, в поперечном направлении которой были сделаны два отверстия диаметром 1 мм для распространения лазерного излучения. Оценка концентрации газа на мишени во время прихода лазерного импульса составила $1.4 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$ при оптимальном давлении 3.2 бар, подаваемом на вход импульсного клапана, что соответствует примерно в 5 раз меньшему давлению в области мишени. Данная оценка была произведена на основе измерения скорости натекания газа в камеру генерации. Используемая для генерации гармоник энергия лазерного импульса составляла 3 мДж, что при фокусировке позволяло достичь интенсивности на мишени на уровне 10^{14} Вт/см^2. На входе в камеру генерации было установлено окно из кварца толщиной 4 мм, вносящее малую по сравнению с вносимой компрессором фазовой модуляцией величину ДГЗ на уровне ≈ 11 фс^2. Камера регистрации представляет собой вакуумный спектрометр экстремального ультрафиолетового диапазона. Излучение гармоник, распространяясь соосно с излучением накачки, проходило в камеру регистрации и попадало на один из сменных фильтров, представляющих собой тонкие фольги из Al и Ti. Данные фильтры позволяли блокировать излучение накачки и пропускать генерируемое излучение гармоник, которое после прохождения фильтра попадало на вогнутую дифракционную решетку с переменным шагом штрихов, обеспечивающую регистрацию в плоском поле в диапазоне длин волн ~ 5–25 нм (соответствующие энергии фотонов ~ 49.6–248 эВ). Регистрация спектра осуществлялась в фокальной плоскости дифракционной решетки с помощью рентгеновской камеры и микроканальной пластины с системой регистрации изображения люминофора на основе ПЗС-матрицы с электронным умножением.

Результаты и обсуждение. В данной работе было получено излучение рентгеновского диапазона вплоть до 83 гармоники основного лазерного импульса, что соответствует энергии фотона 83 эВ и длине волны 14.9 нм (рис. 2а).

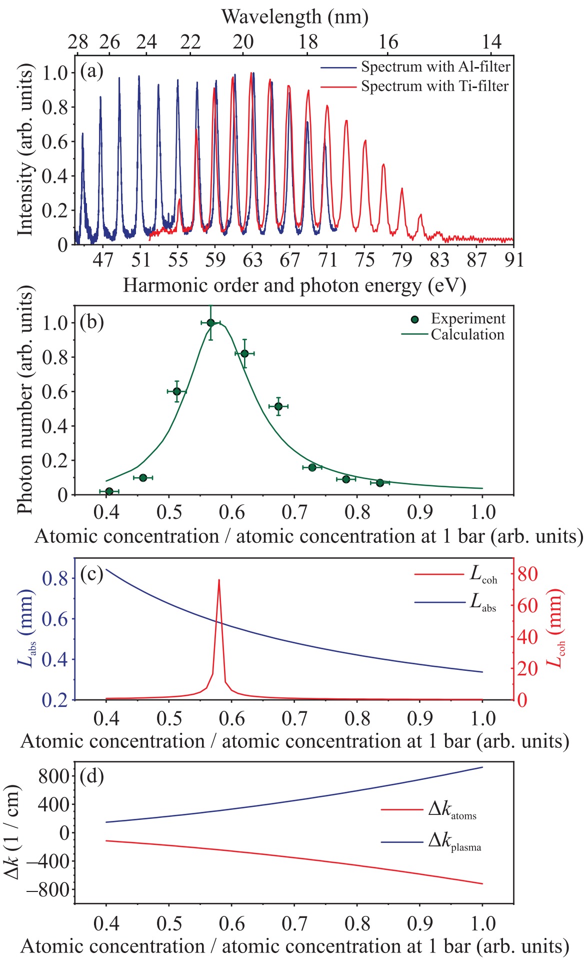

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Спектр генерируемого излучения гармоник. Номер гармоники совпадает со значением энергии фотона гармоники, поскольку длине волны генерирующего излучения 1.24 мкм соответствует энергия фотона 1 эВ. (b) – Зависимость потока фотонов 55-й гармоники от концентрации атомов среды генерации: экспериментальные данные (точки) и расчет (линия). Измерения выполнены для спектрально-ограниченного импульса длительностью 110 фс. (c) – Рассчитанные зависимости длины поглощения (синяя линия) и когерентной длины (красная линия) 55-й гармоники от концентрации атомов среды генерации. (d) – Рассчитанные зависимости вкладов в расстройку волновых векторов 55-й гармоники неионизованных атомов (красная линия) и плазмы (синяя линия) от концентрации атомов среды генерации

Как свидетельствует измеренный спектр на рис. 2a, край плато гармоник расположен в окрестности 69-й гармоники, что соответствует достигаемой на мишени интенсивности на уровне $\approx 1.17 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2. Для спектрально-ограниченного импульса с энергией 3 мДж максимальная суммарная эффективность преобразования составила $3 \cdot 10^{-7}$ для гармоник в диапазоне 45–83 эВ, а полный поток фотонов гармоник в диапазоне 45–83 эВ до фильтра составил $1.1 \cdot 10^9$ фотонов/с, что соответствует суммарной энергии гармоник, генерируемых за импульс, ~ 1 нДж. Энергетические характеристики генерируемого излучения гармоник были оценены исходя из спектров пропускания используемых рентгеновских элементов и калибровочных характеристик рентгеновской камеры.

Для оптимизации потока фотонов были проведены измерения выхода гармоник от давления газа на мишени (рис. 2b). Вид измеренной зависимости объясняется процессом фазового согласования в условиях поглощения генерируемого излучения в газовой среде. Так, выражение для интенсивности q-й гармоники на выходе из среды имеет вид [7]:

$$I_q \propto n_{\text{at}}^2 \left(\frac{1}{4L_{\text{abs}}^2} + \frac{\pi^2}{L_{\text{coh}}^2} \right)^{-1} \times$$
$$\times \left(1 + e^{-\frac{L}{L_{\text{abs}}}} - 2\cos\left(\pi \frac{L}{L_{\text{coh}}} \right) \cdot e^{-\frac{L}{2L_{\text{abs}}}} \right), \qquad (1)$$

где n_{at} – концентрация атомов среды генерации, $L_{\text{abs}} = L_{\text{abs}}(n_{\text{at}})$ – длина поглощения, $L_{\text{coh}} = L_{\text{coh}}(n_{\text{at}}) = \pi/\Delta k_q$ – когерентная длина процесса преобразования в q-ю гармонику, L – длина среды генерации, $\Delta k_q(n_{\text{at}})$ – расстройка волновых векторов между волной q-й гармоники и волной нелинейной поляризации, генерирующей данную гармонику. При малых давлениях, когда $L_{\text{abs}} \gg L$, определяющую роль играет первый множитель $\propto n_{\text{at}}^2$ в формуле (1), поэтому эффективность генерации растет с ростом давления. Появление пика в эффективности генерации связано с увеличением влияния L_{abs} и L_{coh} на процесс преобразования с ростом давления. Дальнейший спад интенсивности гармоник объясняется уменьшением длины когерентности L_{coh} и длины поглощения L_{abs}.

Необходимо отметить, что осуществить ГГВП с энергиями фотонов на уровне десятков и сотен эВ в условиях полного отсутствия поглощения не представляется возможным, поскольку все атомы имеют относительно высокое сечение поглощения в данном диапазоне. Попытка существенно увеличить длину поглощения за счет простого уменьшения концентрации атомов будет приводить к уменьшению макроскопического отклика среды, в связи с чем только тонкий подбор параметров взаимодействия позволяет оптимизировать процесс генерации и добиться повышения яркости и расширения спектра генерируемого излучения гармоник. Именно поэтому так важно обеспечить определенные соотношения между когерентной длиной L_{coh}, длиной поглощения L_{abs}

гармоник и длиной среды генерации L, рассмотренные, в частности, в работе [7]. В рамках данной работы показано, что оптимизация макроскопического отклика по уровню 0.5 от максимально достижимой эффективности достигается при выполнении двух условий: $L > 3L_{\mathrm{abs}}$ и $L_{\mathrm{coh}} > 5L_{\mathrm{abs}}$. В рамках нашего эксперимента длина поглощения в области 45–83 эВ при концентрации атомов $1.4 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$ (0.57 от атмофсерной концентрации при 20 °C) лежит на уровне $L_{\mathrm{abs}} \approx 500$ мкм (рис. 2c), что в 8 раз меньше, чем длина среды генерации ($L \approx 4$ мм). Соответственно, это удовлетворяет первому из указанных условий оптимизации ($L > 3L_{\mathrm{abs}}$). При этом, как показано в цитируемой работе, влияние когерентной длины имеет место и в этом случае. Так, увеличение когерентной длины позволяет обеспечить конструктивное сложение как излучения гармоник, генерирующегося в тонком выходном слое среды толщиной L_{abs}, так и излучения, генерирующегося в остальной части среды и претерпевающего заметное поглощение. За счет этого увеличение когерентной длины в результате повышения концентрации атомов среды приводит к оптимизации макроскопического отклика в нашем эксперименте (рис. 2b, c). Проведенный расчет зависимости эффективности преобразования от концентрации атомов среды по формуле (1) для наших экспериментальных параметров демонстрирует хорошее совпадение с экспериментальными точками (рис. 2b). Когерентная длина L_{coh} считалась с учетом вклада дисперсии неионизованных атомов среды, дисперсии плазмы, а также фазы Гюи. Пик в зависимости когерентной длины от концентрации атомов среды (рис. 2c) объясняется компенсацией дисперсионного вклада от неионизованных атомов и плазмы в расстройку волновых векторов вкладом фазы Гюи. Стоит отметить, что плазма вносит значительную фазовую расстройку при генерации гармоник. Так, рассчитанный для наших экспериментальных параметров дисперсионный вклад от плазмы в расстройку волновых векторов сравним по абсолютной величине с дисперсионным вкладом неионизованных атомов среды (рис. 2d). Длина поглощения L_{abs} определялась исходя из сечения поглощения излучения с энергией фотона 55 эВ для атома аргона. Рассчитанное значение когерентной длины в максимуме генерации имеет значение порядка 80 мм (рис. 2c), что более чем на два порядка больше длины поглощения при данной концентрации. Это отношение удовлетворяет второму условию оптимизации макроскопического отклика среды из цитируемой статьи ($L_{\mathrm{coh}} > 5L_{\mathrm{abs}}$).

Оптимальность выбранной длины среды генерации также была проверена экспериментально. Так, уменьшение длины среды генерации до 2 мм приводило к заметному падению эффективности преобразования. Повышение длины среды генерации до 10 мм не приводило к существенному увеличению эффективности, однако требовало подачи большего давления газа на мишень, что увеличивало остаточное давление в камере генерации. Полученное в эксперименте влияние длины среды генерации на эффективность преобразования согласуется с рассмотрением в работе [7.] А именно, как следует из данной работы, повышение длины среды L выше $8L_{\mathrm{abs}}$ в условиях $L_{\mathrm{coh}} \gg L_{\mathrm{abs}}$ не приводит к существенному повышению эффективности, в то время как уменьшение длины среды приводит к падению эффективности генерации. Таким образом, наша экспериментальная ситуация полностью удовлетворяет условиям оптимизации макроскопического отклика среды в условиях поглощения, что позволяет сделать вывод об оптимальности условий генерации и высокой эффективности преобразования.

Отметим, что несмотря на проведенную оптимизацию макроскопического отклика среды, полученный поток фотонов примерно на полтора порядка ниже, чем для источников с накачкой титан-сапфировым лазером [8], реализованных при волноводном распространении в гелии. Это объясняется снижением микроскопической эффективности генерации с ростом длины волны как $\propto \lambda^{-x}$, где $x = 5{-}6$ [8]. Тем не менее, использование в текущей схеме газов с большим потенциалом ионизации, например неона, позволит значительно продвинуться в мягкий рентгеновский диапазон, что не может быть сделано с накачкой на длине волны 800 нм.

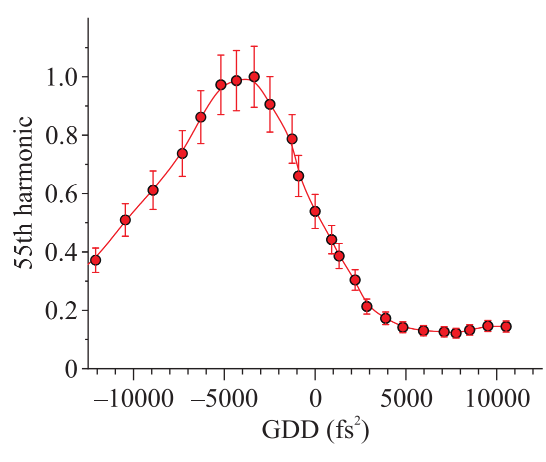

Рис. 3. (Цветной онлайн)Зависимость интенсивности 55-й гармоники от величины ДГЗ

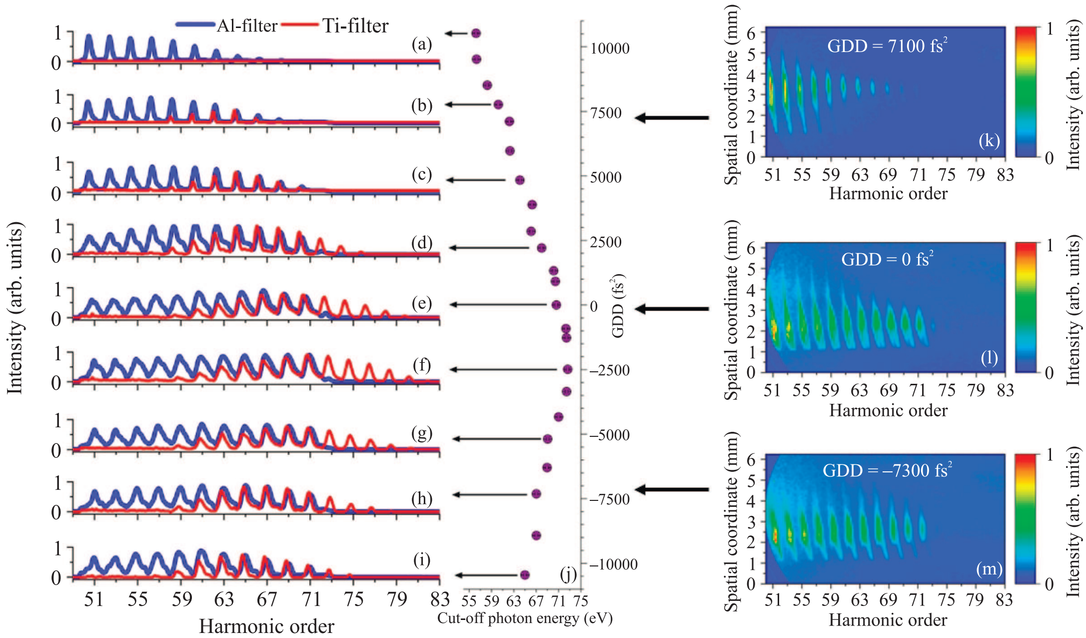

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a)–(i) – Зависимость спектра гармоник высокого порядка от величины ДГЗ (GDD). Синей линией обозначен спектр, измеренный с Al-фильтром, красной линией – спектр, измеренный с Ti-фильтром. (j) – Зависимость энергии фотонов гармоники, расположенной на крае плато, от величины ДГЗ. (k)–(m) – Пространственно-разрешенные спектры, измеренные с Al-фильтром с использованием МКП при ДГЗ $=7100$ фс^2, 0 фс^2, -7300 фс^2, демонстрирующие изменение пространственной ширины гармоник (вертикальная ось). Стрелками обозначено соответствие между величинами ДГЗ и спектрами (a)–(i), (k)–(m)

Другим оптимизационным параметром в рамках процесса ГГВП может выступать ДГЗ генерирующего фемтосекундного импульса. Так, в данной работе была исследована зависимость выхода гармоник от величины и знака ДГЗ, вносимой с помощью решеточного компрессора (рис. 1). Обнаружено, что данная зависимость также имеет выраженный максимум. На рисунке 3 приведена зависимость интенсивности 55-й гармоники от величины ДГЗ. Видно, что максимум интенсивности достигался при отрицательной ДГЗ в диапазоне от -2500 до -5000 фс^2, что соответствует измеренной длительности чирпированного импульса на уровне 130–170 фс. Это может объясняться тем, что в случае, когда квадратичная нелинейная добавка к спектральной фазе лазерного импульса имеет отрицательный знак, проявление эффекта фазовой самомодуляции генерирующего импульса, вносящего положительную добавку в спектральную фазу, позволяет сократить длительность импульса, тем самым повышая достигаемую интенсивность. Так, простейшая оценка величины ДГЗ, вносимой в результате фазовой самомодуляции при распространении импульса с центральной длиной волны 1.24 мкм с исходной длительностью 110 фс и интенсивностью $1.17\cdot10^{14}$ Вт/см^2 в аргоне с концентрацией атомов $1.4\cdot10^{19}$ см$^{-3}$ на длине $L=4$ мм составляет порядка 1100 фс^2. Отметим, однако, что эта оценка является лишь ориентировочной, поскольку не включает влияния других нелинейных эффектов, возникающих при распространении – в частности, трансформацию лазерного импульса в условиях генерации плазмы. Таким образом, в совокупности с результатами предыдущей работы [5] можно сделать вывод, что компенсация фазовой самомодуляции путем внесения ДГЗ генерирующего импульса позволяет повысить эффективность генерации в широком диапазоне генерируемых гармоник, начиная от низкочастотного и заканчивая высокочастотным краем плато.

При внесении квадратичной добавки к спектральной фазе генерирующего импульса спектр генерируемых гармоник изменялся следующим образом. Прежде всего, в эксперименте наблюдалось изменение частоты отсечки (рис. 4). Зависимость частоты отсечки несимметрична относительно знака вносимой квадратичной фазы. Так, максимальная энергия фотонов достигалась при отрицательных значениях ДГЗ в диапазоне от -900 фс^2 до -3500 фс^2, что соответствует длительностям чирпированного импульса в диапазоне 112–140 фс. Данный эффект свидетельствует о достижении наибольшей интенсивности при добавлении отрицательной ДГЗ. Так, поскольку номер крайней гармоники на плато пропорционален интенсивности генерирующего излучения ($N_{\max} \propto I$), то расширение плато свидетельствует об увеличении интенсивности при чирпировании импульса.

Достижение более высокой интенсивности в перетяжке лазерного излучения также способствовало изменению энергии фотонов генерируемых гармоник и сдвигу спектра как единого целого. На рисунке 4f видно, что достижение максимальной частоты отсечки сопровождается смещением спектра гармоник в высокочастотную область. Сдвиг энергии фотонов гармоник составляет порядка 0.5 эВ по сравнению с рис. 4a, где импульс накачки обладает значительно меньшей интенсивностью. Объяснить такой частотный сдвиг можно эффектом изменения временного окна, в котором происходит эффективная генерация гармоник. Поскольку генерация осуществляется в условиях плазмообразования, то в случае спектрально-ограниченного импульса генерация гармоник эффективно происходит преимущественно на переднем фронте лазерного импульса, где отсутствует значительная концентрация электронов плазмы, формирующаяся к моменту прихода заднего фронта. Поэтому изменение амплитуды циклов генерирующего поля на переднем фронте импульса приводит к неадиабатичности динамики траектории электрона, которая меняется от цикла к циклу, что проявляется в спектре гармоник в виде сдвига в сторону больших энергий фотонов (“blue shifting”) [9].

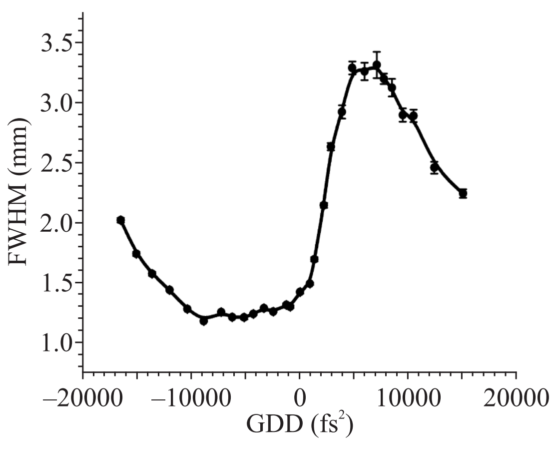

Рис. 5. Зависимость размера пучка (по полувысоте) в плоскости регистрации спектра для 55-й гармоники от величины ДГЗ генерирующего импульса

Использование фазово-модулированного генерирующего излучения позволяет управлять не только спектральными свойствами излучения гармоник, но и пространственными, что особенно важно для дальнейших приложений созданного источника. Так, на рис. 4k–m приведены двумерные карты, соответствующие распределению спектра гармоник в плоскости регистрации. Видно, что внесение ДГЗ приводит к изменению пространственного распределения интенсивности гармоник, вызванной, по всей видимости, разделением вкладов в спектр от коротких и длинных квантовых траекторий генерирующего электрона [9]. На рисунке 5 приведена зависимость размера пучка 55-й гармоники, формируемого в плоскости регистрации, в зависимости от величины вносимой ДГЗ. Видно, что внесение отрицательной фазовой добавки способствует повышению направленности излучения гармоник, что опять же связано с разделением вкладов в спектр от коротких и длинных квантовых траекторий генерирующего электрона [9].

Дополнительно стоит отметить, что влияние фазовой самомодуляции и других эффектов распространения излучения в среде генерации должно проявляться особенно явно при увеличении длины среды генерации [10]. Поэтому можно ожидать, что в этом случае внесение фазовой модуляции должно приводить к еще более выраженной оптимизации условий генерации. Кроме того, увеличение частоты отсечки может быть реализовано также путем выбора газа с большим потенциалом ионизации, а также за счет использования генерирующего излучения с большей длиной волны [11]. При этом плавное управление частотой отсечки может быть достигнуто путем перестройки длины волны генерирующего излучения, что, однако, обеспечивают только те источники, которые работают на основе эффекта параметрического усиления. Плавное изменение частоты отсечки за счет изменения типа газовой среды не представляется возможным в силу дискретности потенциалов ионизации атомов существующих газовых сред. На фоне этого, представленные в текущей работе результаты показывают, что плавное изменение частоты отсечки может быть обеспечено путем квадратичной фазовой модуляции генерирующего излучения, что доступно для любых газовых сред и любых длин волн генерирующего излучения.

Более того, как показывают теоретические расчеты [12], более сложная фазовая модуляция генерирующего излучения может приводить к более существенному увеличению ширины плато и повышению эффективности генерации. Также расширение плато гармоник может быть осуществлено за счет уменьшения спектрально-ограниченной длительности генерирующего излучения – как свидетельствуют результаты работы [13], в случае длины волны в окрестности 1.24–1.3 мкм переход от длительности 110 фс к 35 фс должен дать увеличение отсечки с 69 эВ до примерно 100 эВ.

Заключение. Таким образом, в данной работе впервые реализован источник когерентного рентгеновского излучения (энергия фотонов до 83 эВ, соответствующая длина волны 14.9 нм) с накачкой хром-форстеритовым лазером. Оптимизация давления газа и использование фазово-модулированных импульсов позволило получить генерацию потока фотонов в диапазоне 45–83 эВ на уровне $\sim 1.1 \cdot 10^9$ фотонов/с. Показано, что внесение квадратичной фазовой модуляции генерирующего импульса для компенсации фазовой самомодуляции в среде генерации позволяет повысить эффективность генерации в широком диапазоне генерируемых гармоник, начиная от низкочастотного и заканчивая высокочастотным краем плато. Кроме того, для гармоник у края плато такая модуляция позволяет управлять расходимостью излучения гармоник, а также частотой отсечки. Дальнейшее использование инертных газов с меньшим числом оболочек (неон или гелий) должно позволить дополнительно увеличить частоту отсечки в сторону больших энергий фотонов за счет увеличения потенциала ионизации и снижения влияния плазмы на процесс генерации. Особый научный интерес также представляет возможность реализации двухцветного лазерного воздействия с использованием в качестве второго импульса сильного (на уровне 1–10 МВ/см) терагерцевого поля, что до сих пор является экспериментально неисследованной областью в силу трудностей в получении мощного терагерцевого излучения. Уникальную возможность для экспериментов такого класса предоставляет именно лазерная система на кристалле хром-форстерита, поскольку длина волны генерируемого ею излучения позволяет реализовать эффективное фазовое согласование в органических кристаллах DAST, DSTMS, OH1 и BNA, что позволяет получать относительно высокую эффективность преобразования на уровне 2 % и получать предельно короткие терагерцевые импульсы с высокой пиковой мощностью [14, 15].

Финансирование работы. Работа поддержана грантом Российского научного фонда # 25-22-00084. Оборудование, использованное в данной работе, приобретено при поддержке Программы Развития Московского Государственного Университета и Национального Проекта “Наука и Университеты”. Румянцев Б. В. является стипендиатом фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” и некоммерческого фонда развития науки и образования “Интеллект”.

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

1. Y. Pertot, C. Schmidt, M. Matthews, A. Chauvet, M. Huppert, V. Svoboda, A. von Conta, A. Tehlar, D. Baykusheva, J.-P. Wolf, and H. J. Wörner, Science **355**(6322), 264 (2017).
2. M. Tanksalvala, C. L. Porter, Y. Esashi et al. (Collaboration), Sci. Adv. **7**(5), eabd9667 (2021).
3. T. Popmintchev, M.-C. Chen, D. Popmintchev et al. (Collaboration), Science **336**(6086), 1287 (2012).
4. В. В. Стрелков, В. Т. Платоненко, А. Ф. Стержантов, М. Ю. Рябикин, Успехи физических наук **186**(5), 449 (2016).
5. Б. В. Румянцев, А. В. Пушкин, Ф. В. Потёмкин, Письма в ЖЭТФ **118**(4), 270 (2023); https://journals.rcsi.science/0370-274X/article/view/141955.
6. A. Pushkin, E. Migal, D. Suleimanova, E. Mareev, and F. Potemkin, Photonics **9**(2), 90 (2022).
7. E. Constant, D. Garzella, P. Breger, E. Mével, C. Dorrer, C. Le Blanc, F. Salin, and P. Agostini, Phys. Rev. Lett. **82**(8), 1668 (1999).
8. H. C. Kapteyn, Y. Esashi, M. Tanksalvala, J. L. Knobloch, C.-T. Liao, C. Bargsten, J. S. Petersen, M. M. Murnane, D. Hickstein, K. Dorney, *Photon Sources for Lithography and Metrology*, ed. by V. Bakshi, SPIE (2023); ISBN: 978-1-5106-5371-9; DOI:10.1117/3.2638242.ch21; URL: https://www.spiedigitallibrary.org/eBooks/PM/Photon – Sources – for – Lithography – and – Metrology/Chapter21/Coherent – EUV – Light – Sources – Based – on – High-Order-Harmonic-Generation/10.1117/3.2638242.ch21.
9. S. Petrakis, M. Bakarezos, M. Tatarakis, E. Benis, and N. Papadogiannis, Sci. Rep. **11**(1), 23882 (2021).
10. J. R. Sutherland, E. Christensen, N. Powers, S. Rhynard, J. Painter, and J. Peatross, Opt. Express **12**(19), 4430 (2004).
11. G. Cirmi, C.-J. Lai, E. Granados, S.-W. Huang, A. Sell, K.-H. Hong, J. Moses, P. Keathley, and F. X. Kärtner, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **45**(20), 205601 (2012).
12. А. А. Силаев, О. В. Мешков, М. Ю. Емелин, Н. В. Введенский, М. Ю. Рябикин, Квантовая электроника **45**(5), 393 (2015).
13. T. Popmintchev, M.-C. Chen, A. Bahabad, M. Gerrity, P. Sidorenko, O. Cohen, I. P. Christov, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, Proceedings of the National Academy of Sciences **106**(26), 10516 (2009).
14. Б. В. Румянцев, А. В. Пушкин, Д. З. Сулейманова, Н. А. Жидовцев, Ф. В. Потёмкин, Письма в ЖЭТФ **117**(8), 571 (2023).
15. Б. В. Румянцев, Н. А. Жидовцев, А. В. Пушкин, Е. А. Лобушкин, П. А. Шулындин, Д. З. Сулейманова, А. Б. Савельев-Трофимов, Ф. В. Потёмкин, Письма в ЖЭТФ **118**(11), 802 (2023).