

Субпикосекундный рентгеновский лазер с $\lambda = 41.8$ нм в плазме, образованной при взаимодействии фемтосекундной лазерной накачки с потоком кластеров ксенона

Е.П.Иванова

Проведен модельный расчет коэффициента усиления спонтанного излучения на переходе $4d5d (J = 0) - 4d5p (J = 1)$ с длиной волны 41.8 нм в Pd -подобном ионе ксенона в плазме, образованной при взаимодействии фемтосекундной лазерной накачки с потоком кластеров ксенона. Обсуждены условия создания рентгеновского лазера с ультракороткой (~ 1 пс) длительностью импульса.

Ключевые слова: моделирование рентгеновских лазеров, атомно-кинетический расчет, Pd -подобный ион ксенона.

1. Введение

В настоящее время ведется интенсивный поиск путей получения голографических дифракционных изображений с высоким пространственно-временным разрешением для визуализации быстро изменяющихся нанобъектов. Так, современные рентгеновские лазеры (РЛ) на свободных электронах с длиной волны излучения $\lambda = 1 - 10$ нм и длительностью импульса $t_{\text{las}} = 15$ фс позволяют регистрировать голографические изображения промежуточных состояний нанобъектов за время, сопоставимое с временем атомных движений [1, 2]. В работах [1, 2] показана возможность наблюдения динамики фазовых переходов в твердых телах: образования трещин, зарождения фаз и их разделения, быстрых флуктуаций в жидких телах и биологических клетках. Мощные РЛ с субпикосекундной длительностью импульса могут эффективно использоваться для диагностики очень быстро изменяющейся лазерной плазмы в области ее критической плотности.

Для многих применений возможно использование компактных РЛ с достаточно малыми длинами волн излучения и длительностью импульса менее 1 пс. Принципиальным требованием является получение изображений нанобъектов за один импульс, для чего необходимо, чтобы количество выходящих фотонов составляло не менее 10^{12} в каждом импульсе РЛ.

Фундаментальные предпосылки для создания РЛ, генерирующих ультракороткие импульсы, были разработаны в [3–8], где для получения плазмы использовался лазерный предимпульс, за которым следовал ультракороткий импульс, создающий большую инверсию населенностей рабочих уровней. В данной схеме могут применяться импульсы от двух лазеров; однако наиболее эффективным оказалось использование импульса на частоте высокой гармоники (ВГ) с длиной волны, близкой к длине волны излучения РЛ (ВГ может быть образована при

нелинейном преобразовании фемтосекундного лазерного излучения на переходе специально подобранного атомарного газа). Длительность выходного импульсного излучения РЛ определяется параметрами накачки и плотностью плазмы.

В 2002 г. с использованием сверхбыстрой стрик-камеры были выполнены измерения разрешенного во времени энергетического выхода излучения РЛ с $\lambda = 13.9$ нм на переходе $4d (J = 0) - 4p (J = 1)$ Ni -подобного иона серебра (Ag^{19+}) [3]. При оптимальных условиях накачки временная ширина импульса РЛ на полувысоте была равна 1.9 ± 0.7 пс, а его энергия достигала 2–6 мкДж. Задержка между длинным предимпульсом (300 пс, $\sim 10^{12}$ Вт/см²) и основным импульсом (1.3 пс, 1.1×10^{15} Вт/см²) составила 200 пс. В [3] было установлено, что максимальный энергетический выход РЛ (E_{out}) достигался раньше, чем максимальная температура электронов плазмы. Исходя из этого факта, а также из результатов временных спектроскопических измерений, был сделан вывод о том, что затухание усиления происходило за счет ионизации рабочего иона Ag^{19+} в состояния с более высокой кратностью ионизации (Ag^{20+} , Ag^{21+} и т. д.).

В 2009 г. с использованием сверхбыстрой стрик-камеры временная ширина импульса РЛ была оценена в 1.13 ± 0.47 пс [9]. В [9] исследовался РЛ ($\lambda = 32.6$ нм) на Ne -подобном ионе титана, где рабочая среда создавалась тремя последовательными импульсами накачки: предимпульсом с энергией 10 мДж и длительностью 120 пс, следовавшим за ним через 5 нс вторым предимпульсом с энергией ~ 350 мДж (оба предимпульса фокусировались почти вдоль нормали к поверхности титановой мишени), и третьим разогревающим импульсом с энергией 0.9 Дж и длительностью 6.7 пс, направленным под углом скользящего падения 23° . В результате формировалась рабочая плазма для усиления на $\lambda = 32.6$ нм в Ne -подобном ионе титана, концентрация которой составляла $\sim 10^{20}$ см⁻³. Оставшаяся часть излучения Ti :сапфирового лазера использовалась для генерации излучения 25-й гармоники, которое направлялось в активную среду под углом 9° . Длина волны этой гармоники, генерировавшейся в газообразном аргоне, практически совпадает с рабочей длиной волны $\lambda = 32.6$ нм. Ее взаимодействие с излучением РЛ привело к значительному повышению когерентности излучения РЛ [9].

Е.П.Иванова. Институт спектроскопии РАН, Россия, Московская обл., 142190 Троицк, ул. Физическая, 5; e-mail: eivanova@isan.troitsk.ru

Поступила в редакцию 3 июля 2012 г., после доработки – 4 октября 2012 г.

Аналогичная схема использовалась в [6], где было достигнуто насыщение усиления на длине РЛ на Ni-подобных ионах молибдена ($\lambda = 18.9$ нм) и серебра ($\lambda = 13.9$ нм). Оба РЛ индуцировались ВГ на соответствующих длинах волн. Были получены интенсивные короткие импульсы излучения РЛ с чрезвычайно высокой пространственной когерентностью и малой расходимостью. Кроме того, благодаря малой спектральной ширине таких импульсов достигалось также сужение спектра импульса ВГ, т.е. улучшение его временной когерентности.

Принципиальная возможность достижения полной пространственной когерентности излучения РЛ с использованием импульса ВГ была продемонстрирована в [4]. Основная задача состояла в достижении высокого оптического качества пучка ВГ. Исследовался РЛ на переходе $4d (J = 0) - 4p (J = 1)$ Ni-подобного иона криптона с $\lambda = 32.8$ нм в плазме, образованной при ионизации оптическим полем (ИОП) газообразного криптона. Задержка импульса ВГ подбиралась такой, чтобы он фокусировался в рабочий объем плазмы в момент достижения в ней максимального усиления.

Образование плазмы методом ИОП происходит при продольной накачке мишени; в рабочей среде возникает большой градиент коэффициента преломления вследствие более низкой концентрации электронов у края плазмы. В связи с этим разрабатываются различные схемы волноводов в плазме РЛ для повышения ее однородности и уменьшения расходимости выходного коротковолнового излучения. Так, в работе [10] было достигнуто 400-кратное увеличение энергетического выхода излучения РЛ на ионах Kг IX с $\lambda = 32.8$ нм благодаря использованию аксикона для создания волновода.

В последние годы развивается новое направление исследований РЛ, основанное на ИОП потока кластеров криптона (Kг IX, $\lambda = 32.8$ нм [10, 11]) и ксенона (Xe IX, $\lambda = 41.8$ нм [12]). При этом не создавались РЛ с ультракоротким импульсом излучения, однако полученные результаты могут быть использованы для их разработки. Так, экспериментально [11] была разработана оригинальная схема, в которой при распространении усиленного спонтанного излучения Kг IX с $\lambda = 32.8$ нм происходит его взаимодействие с излучением ВГ с той же длиной волны, распространяющейся в том же направлении. В [11] поток кластеров криптона формировался с помощью щелевого сопла, накачка плазмы проводилась облучением кластеров в направлении вдоль щели. Параметры плазмы были следующими: длина $L = 8$ мм, диаметр $d = 25$ мкм, концентрация ионов $n_i = 1.6 \times 10^{19}$ см⁻³, концентрация электронов $n_e \approx 10^{20}$ см⁻³. Накачка плазмы осуществлялась тремя последовательными импульсами Ti:сапфирового лазера (10 ТВт, 38 фс, 810 нм, 10 Гц). Первый импульс (235 мДж, 38 фс) с циркулярной поляризацией излучения использовался для подготовки методом ИОП плазмы, в которой доминируют рабочие ионы Kг IX. Через 2.5 нс за ним следовали два других импульса – «воспламенитель» (45 мДж, 38 фс, линейная вертикальная поляризация) и «нагреватель» (270 мДж, 160 пс, линейная горизонтальная поляризация), которые использовались для формирования волновода в плазме. Временной интервал между ними составлял 200 пс. Для фокусировки излучения была разработана оптическая схема, включающая в себя аксикон для формирования волновода в плазме [10]. В созданном таким образом РЛ индуцировалось пространственно однородное распределение плотности плазмы. При этом

длина волны 25-й гармоники излучения Ti:сапфирового лазера, генерировавшейся в потоке нейтрального аргона, с хорошей точностью совпадает с длиной волны излучения РЛ. Оптимальное время задержки импульса ВГ относительно начала генерации РЛ было равно 2 пс. Указанные параметры импульсов обеспечивали максимальный выход фотонов 10^{11} фотон./имп. Использование 25-й гармоники привело к уменьшению расходимости излучения РЛ в 4.5 раза. При этом измерения пространственной когерентности с помощью двухщелевого интерферометра Юнга показали, что она повысилась в ~ 4 раза. Использование ВГ увеличивало выход фотонов на 10%.

Стимуляция излучения РЛ при резонансном взаимодействии ВГ фемтосекундного лазерного излучения с инвертированным рабочим переходом является уникальным инструментом для измерения времени существования усиления в РЛ. Этот метод был продемонстрирован в [13], где разработана процедура измерения коэффициента усиления излучения РЛ как функции времени. При изменении задержки между моментом формирования среды РЛ и приходом импульса ВГ можно проследить эволюцию коэффициента усиления для РЛ с временным разрешением в несколько фемтосекунд. В [13] измерены зависящие от времени факторы усиления в Xe⁸⁺ (Pd-подобный ион ксенона, $\lambda = 41.8$ нм). Плазма создавалась методом ИОП газообразного ксенона. Временные зависимости коэффициентов усиления приведены для давлений газообразного ксенона 5–25 Тор (рис.2–4 в [13]); при этом время существования усиления в РЛ уменьшалось от 34.1 до 5.5 пс.

Развитая в [13] методика эффективна для проверки теоретических моделей и погрешностей значений используемых атомных данных. Результаты этой работы хорошо согласуются с результатами наших расчетов временной эволюции коэффициента усиления в Xe⁸⁺, которые были выполнены в [14, 15] до проведения эксперимента [13]. Из наших расчетов [14–17] следует, что затухание усиления для РЛ обусловлено ионизацией Xe⁸⁺ в состоянии с более высокой кратностью ионизации (Xe⁹⁺, Xe¹⁰⁺). Длительность импульса излучения РЛ уменьшается с увеличением концентрации электронов как $\sim 1/n_e$, что также подтверждается экспериментом [13].

Заметим, что резонансное взаимодействие ВГ с излучением рабочего перехода в РЛ может приводить к увеличению ее интенсивности. Так, в эксперименте [6] измерялись параметры излучения РЛ ($\lambda = 13.9$ нм) на Ni-подобном ионе серебра. Повышение когерентности излучения РЛ с $\lambda = 13.9$ нм индуцировалось 59-й гармоникой Ti:сапфирового лазера, полученной в неоне, энергетический выход которой также измерялся. В [6] было зарегистрировано 400-кратное увеличение энергии импульса ВГ (до 75 нДж) после взаимодействия с излучением РЛ.

Идея создания РЛ с ультракороткой длительностью импульса основывается на том, что с увеличением концентрации электронов длительность этого импульса становится меньше 1 пс. При этом среднее значение коэффициента усиления может составлять несколько сотен обратных сантиметров, так что произведение gL (g – усредненный по времени коэффициент усиления, L – длина плазменного шнура) будет достаточным для того, чтобы обеспечить высокий квантовый выход фотонов РЛ уже при $L \approx 300$ мкм. Увеличение концентрации электронов приводит к увеличению скорости возбуждения верхнего рабочего уровня, инверсии и коэффициента усиления, при этом увеличивается и скорость ионизации рабочего иона.

С другой стороны, с увеличением плотности плазмы усиливается реабсорбция фотонов на нижний рабочий уровень, поэтому скорость его опустошения уменьшается, что приводит к уменьшению (исчезновению) инверсии.

В настоящей работе рассчитывается энергетический выход для РЛ на ионах Xe^{8+} при различных параметрах плазмы с целью определения оптимальных схем РЛ с субпикосекундной длительностью импульса. Предлагаемая схема основана на использовании одного импульса накачки, аксикона и ВГ. Заметим, что схемы РЛ в описанных выше экспериментах [3–8] имеют весьма низкую эффективность вследствие использования, как правило, нескольких предимпульсов накачки с большой энергией.

2. Предпосылки для создания РЛ с ультракороткой длительностью импульса в плазме, образованной при взаимодействии лазерной накачки с потоком кластеров ксенона

Перспектива создания РЛ с субпикосекундной длительностью импульса обусловлена, прежде всего, аномально большим сечением возбуждения верхнего рабочего уровня $4d5d$ ($J = 0$) в Xe^{8+} . Зависимость скорости возбуждения этого уровня электронным ударом от температуры приведена в нашей работе [16]. Эта скорость примерно на три порядка превышает скорости возбуждения верхнего рабочего уровня $2p^53p$ ($J = 0$) Ne-подобного иона аргона (Ar^{8+}).

В первом эксперименте по созданию РЛ на ионах Xe^{8+} были получены большие значения произведения gL (~ 10) и длительности импульсов $t_{\text{las}} \geq 20$ пс [18]. Накачка плазмы проводилась ИОП газообразного ксенона в кювете. Еще большие значения gL были достигнуты в последующих аналогичных экспериментах [19].

В эксперименте [12] при использовании щелевого сопла для формирования потока кластеров и накачки единственным импульсом (без предимпульса) наблюдалось интенсивное излучение на $\lambda = 41.8$ нм. Для накачки плазмы методом ИОП применялась Ti:сапфировая лазерная система (10 ТВт, 55 фс, 810 нм). Ширина фокального пятна на полувысоте составляла 25 мкм, в нем содержалось 85% энергии накачки. Пиковая интенсивность $I_{\text{pump}}^{\text{max}} = 7 \times 10^{17}$ Вт/см² при энергии накачки 350 мДж. Длина плазмы – диаметр потока кластеров – была фиксирована: $L = 1.7$ мм. Максимальный выход (95×10^{-9} Дж) наблюдался при $n_i = 7.5 \times 10^{17}$ см⁻³ и $n_e \approx 6 \times 10^{18}$ см⁻³ (см. рис.3 в [12]).

Импульсы излучения РЛ были зарегистрированы при атомной концентрации, изменяющейся в 300 раз: $1.1 \times 10^{17} \leq n_i \leq 3.3 \times 10^{19}$ см⁻³. Давление ксенона в камере изменялось в диапазоне 0.013–4 МПа (0.13–40 атм), а средний размер кластера при этом увеличивался от 50 до 500 Å.

Приведем основные предпосылки для создания РЛ на потоках кластеров:

- Возможность более чем 90%-ного поглощения энергии накачки; это было показано, например, в эксперименте [20] для потоков кластеров благородных газов при пиковой интенсивности накачки менее 10^{17} Вт/см².

- Слабое отражение пучка накачки от потока кластеров и отсутствие осколков в плазме.

- Возможность достижения энергий электронов в несколько килоэлектронвольт [21]. В других ранних экспериментах [22] было установлено, что высокие температуры электронов T_e достигаются при облучении достаточ-

но больших кластеров: $T_e > 1$ кэВ при диаметре кластера 150 Å и интенсивности $\sim 10^{16}$ Вт/см², а $T_e \sim 10$ кэВ при повышении интенсивности до 5×10^{16} Вт/см² (см. рис.9 в [22]).

- Возможность контроля плотности и температуры плазмы, а также ионизационного баланса.

- При высокой скорости потока кластеров частота следования импульсов РЛ может составлять ~ 125 кГц [23].

Большое число параметров, характеризующих а) плазму и ее геометрию, б) сопло, давление в камере с газом и размер кластеров, в) импульс лазерной накачки, должно быть согласовано с помощью теоретической модели. Тогда активная среда может быть создана одним основным импульсом накачки. Это возможно, если модель адекватно воспроизводит результаты эксперимента.

В работе [16] была выполнена интерпретация экспериментальных результатов [12] с целью определения электронной температуры для каждой экспериментальной атомной концентрации; величина T_e подбиралась такой, чтобы воспроизвести экспериментальную кривую на рис.3 в [12]. Определенная таким образом зависимость T_e от концентрации приведена в [16] на рис.4, из которого видно, что при увеличении атомной концентрации от 10^{17} до 8×10^{18} см⁻³ температура T_e увеличивалась от 300 до 1000 эВ. При более высоких концентрациях выход для РЛ был слишком мал [12].

Размер кластера имеет важнейшее значение для образования высокотемпературной плазмы при взаимодействии ультракороткого импульса накачки с потоком кластеров. Длительность пьедестала импульса обычно составляет несколько наносекунд; в процессе взаимодействия пьедестала импульса с кластером происходят разогревание, вылет электронов с поверхности и расширение кластера. Наибольшее значение T_e достигается, когда в наноплазме кластера $n_e = 3n_{\text{cr}}$ ($n_{\text{cr}} = \pi c^2 m_e / (e^2 \lambda^2)$); при этом происходит резонансный вклад энергии в плазму [20–22]. Для достижения максимального энерговыклада длительность и интенсивность пьедестала должны соответствовать размеру кластера: если кластер слишком маленький (быстро расширяется до $n_e \sim 3n_{\text{cr}}$), его развал происходит слишком быстро (до прихода основного интенсивного импульса) и температура T_e невысока. Если кластер слишком большой (расширяется слишком долго), его развал происходит после прохождения интенсивного импульса и температура T_e также невысока. Для кластера нужного размера n_e достигает $3n_{\text{cr}}$ в момент прихода основного фемтосекундного импульса, в этом случае T_e имеет максимальное значение.

Зависимости размеров кластеров от давления и температуры газа в исходной камере, а также от геометрии клапана, хорошо изучены для конусообразных клапанов с круглым отверстием, для которых количество атомов в кластерах благородных газов обычно определяется методом рэлеевского рассеяния с использованием эмпирической формулы [24]. Недавно начались исследования зависимости размеров кластеров от давления газа в исходной камере для щелевого сопла. Так, в [25] показано, что щелевое сверхзвуковое сопло обеспечивает значительно более высокое число атомов в кластере по сравнению с конусообразным соплом. Это обстоятельство объясняет полученный в [12] интенсивный импульс РЛ при использовании одиночного импульса накачки и щелевого сопла.

Зависимости энергий электронов и ионов плазмы от размера кластера исследовались во многих экспериментальных работах, например в [21, 26]. В [21] поток класте-

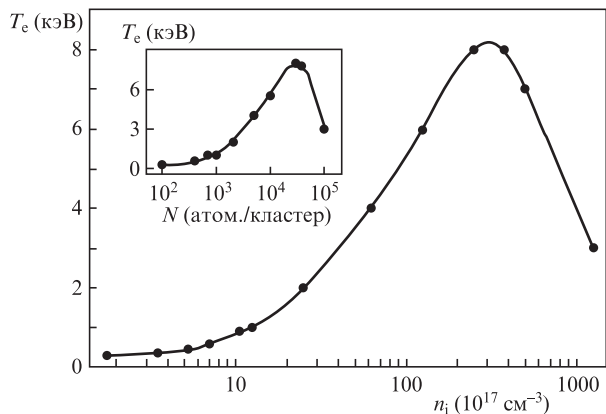


Рис.1. Зависимость температуры электронов T_e в плазме от концентрации Xe^{8+} (n_i). Начальная часть кривой, до $n_i \sim 6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, рассчитана в [16], остальная часть определена с использованием экспериментальных и теоретических данных работы [26]. На вставке – зависимость температуры электронов в плазме от количества атомов N в кластере (от размера кластера).

ров ксенона облучался лазерным излучением с пиковой интенсивностью 10^{16} Вт/см^2 . В этой работе показано, что кластеризация атомов ксенона с повышением давления в исходной камере начинается при давлении ~ 1 бар. С увеличением давления размер кластера увеличивается, что приводит к быстрому увеличению электронной температуры плазмы (см. рис.2 в [21]). Зависимость T_e от концентрации качественно совпадает с полученной в [16]. Для экстраполяции этой зависимости в область больших концентраций ионов плазмы ($n_i \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что соответствует размеру кластеров не менее 10^3 атом./кластер) воспользуемся рис.4 из работы [26]. Получающаяся при этом зависимость T_e от n_i показана на рис.1. На вставке к рис.1 представлена соответствующая зависимость T_e от размера кластера. Эта зависимость будет использована нами при расчете коэффициента усиления $g(t)$.

3. Субпикосекундный лазер с $\lambda = 41.8$ нм на ионах Xe^{8+}

Модель для расчета генерации РЛ использовалась в наших предыдущих работах [14–17], где приведены ссылки на детальное описание теоретического подхода. В расчетах полагалось, что плазма – однородный цилиндр диаметром $d = 25$ мкм, а T_e и T_i постоянны в процессе усиления (T_i – температура ионов). Концентрация Pd-подобных ионов ксенона Xe^{8+} сразу после ИОП составляет 0.9 от полного числа ионов n_i при интенсивности лазерного излучения накачки $10^{16} - 10^{17} \text{ Вт/см}^2$ [18]. В [18] было установлено, что в результате туннельной ионизации атома ксенона происходит отрыв внешних 5l-электронов и практически 100% ионов оказываются в состоянии с заполненной оболочкой $4d^{10}$. В нашей работе [16] концентрация ионов Xe^{8+} в начальный момент времени определялась по экспериментальным зависимостям квантовых выходов от длины плазменного шнура [18, 19]. Кроме того, в [16] определялся также эффективный диаметр плазмы. Расчеты [16] показали, что начальная концентрация Xe^{8+} в экспериментах [18, 19] составляла ~ 0.9 и 0.85 соответственно. ИОП газообразной мишени обеспечивает низкую температуру ионов T_i [13, 18, 19], так что ее влияние на ширину линии лазерного перехода ничтожно мало; в этом случае T_e может быть равна $100 - 300$ эВ [13, 18, 19]. При исполь-

зовании потока кластеров в качестве мишени плазма нагревается в результате взрыва ионизованного кластера; в начальный момент после взрыва $T_i \gg T_e$, однако термализация электрон-ионных компонентов при высокой концентрации плазмы ($n_i \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$) происходит за время, не превышающее 100 фс. Поэтому в настоящем расчете мы полагаем $T_e = T_i$; это условие существенно сказывается на доплеровском вкладе в ширину линии лазерного перехода; тем не менее при высоких концентрациях ($n_i \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$) уширение линий, обусловленное электрон-ионными столкновениями, превышает доплеровское.

Для сопоставления результатов нашего расчета $g(t)$ с результатами эксперимента [13], где плазма создавалась методом ИОП атомарного ксенона в кювете, приведен рис.2. На нем показаны зависимости от времени коэффициентов усиления g для линии с $\lambda = 41.8$ нм в Xe^{8+} . Расчет, как и эксперимент [13], выполнен для $T_e = 300$ эВ и различных давлений атомарного газа ксенона ($T_i \ll T_e$). В нашем расчете диаметр плазмы $d = 25$ мкм, при этом его изменение в пределах $20 - 50$ мкм существенно не влияет на результат. Сопоставление рис.2,а настоящей работы с рис.4 из [13] показывает очень близкое совпадение длительностей импульсов, максимальных значений $g(t)$, а также формы кривых. Предварительные расчеты $g(t)$ были представлены нами в [15]. Приведенные результаты подтверждают наш вывод о длительности t_{las} импульса излучения РЛ, сделанный в наших предыдущих работах [14–17]: t_{las} уменьшается с увеличением концентрации плазмы как $\sim 1/n_i$.

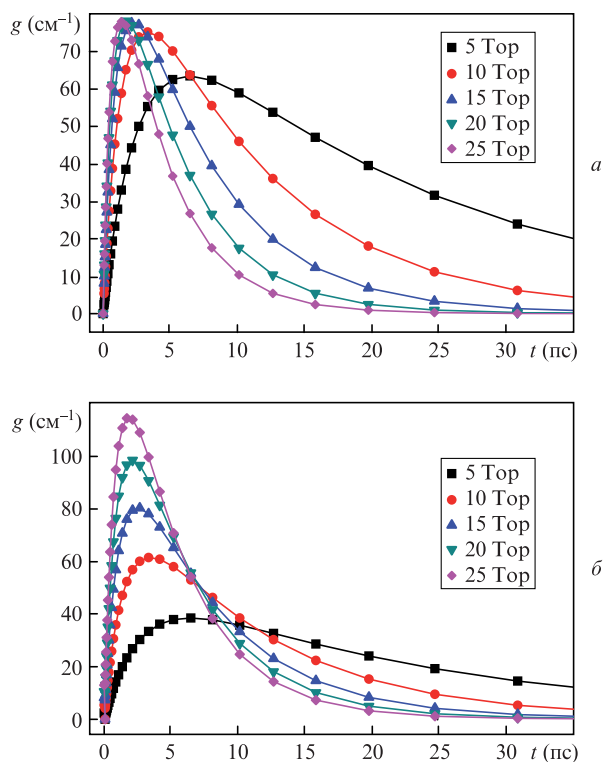


Рис.2. Временные зависимости коэффициентов усиления на переходе иона Xe^{8+} с $\lambda = 41.8$ нм в плазме, образованной методом ИОП газообразного ксенона, при $T_e = 300$ эВ, давлениях газа 5, 10, 15, 20 и 25 Торр и концентрациях ионов $n_i = 1.75 \times 10^{18}$, 3.5×10^{18} , 5.25×10^{18} , 7.0×10^{18} и $8.25 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ соответственно (а), а также в плазме, образованной методом ИОП в потоке кластеров ксенона, при тех же давлениях и электронных температурах $T_e = 300, 350, 450, 600$ и 750 эВ соответственно (б).

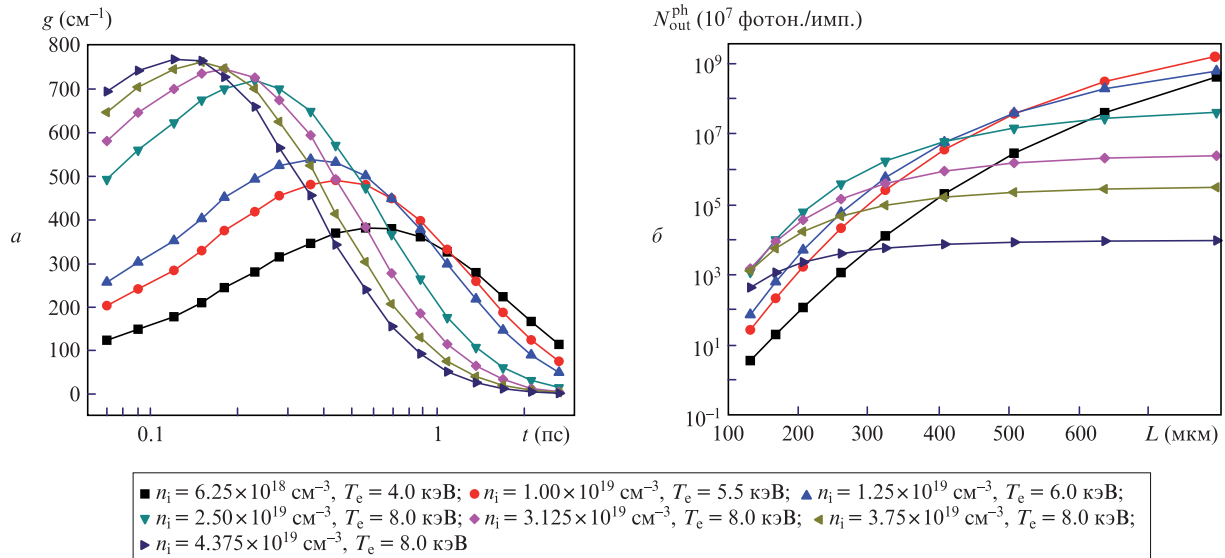


Рис.3. Временные зависимости коэффициентов усиления (a) и зависимости от длины плазмы выхода фотонов (b) для РЛ с $\lambda = 41.8 \text{ нм}$ и ультракороткой длительностью импульса при различных концентрациях n_i и температурах T_e .

На рис.2,б показаны результаты аналогичного расчета величин $g(t)$, выполненного при тех же атомных концентрациях, что и для рис.2,а, однако здесь предполагается, что плазма образована в результате ИОП потока кластеров ксенона. Температура T_e определяется согласно рис.1, а $T_i = T_e$. Изменения в виде зависимостей на рис.2,б по сравнению с зависимостями на рис.2,а обусловлены двумя факторами: увеличением ширины линии за счет усиления доплеровского эффекта и увеличением инверсии населенностей и коэффициента усиления за счет увеличения T_e с ростом n_i . При малых концентрациях плазмы ($n_i \leq 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T_e \leq 1000 \text{ эВ}$) преобладает эффект уширения линии, поэтому зависимость $g(t)$ лежит ниже соответствующих кривых на рис.2,а. При больших концентрациях ($n_i \geq 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T_e \geq 5000 \text{ эВ}$) преобладает эффект быстрого заселения верхнего рабочего уровня, в результате чего коэффициент $g(t)$ в максимуме превышает соответствующие значения на рис.2,а.

Зависимости, приведенные на рис.3,а, рассчитаны для плазмы с высокой концентрацией $((6.25-43.75) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 4-8 \text{ кэВ}$) в предположении ультракороткого импульса накачки ($t_{\text{pump}} < 100 \text{ фс}$). Видно, что при $n_i \geq 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ время затухания равно $\sim 1 \text{ пс}$, а длина мишени L может составлять $\sim 300 \text{ мкм}$; это обусловлено энергией и условиями накачки, а также желаемым t_{las} . Квантовые выходы фотонов с $\lambda = 41.8 \text{ нм}$ ($N_{\text{out}}^{\text{ph}}$) в зависимости от длины мишени представлены на рис.3,б. Заметим, что все кривые выходят на постоянные асимптоты, поскольку радиационные потери при столь малых временах не учитываются. Параметры плазмы, соответствующие максимальному выходу $N_{\text{out}}^{\text{ph}} \approx 1.7 \times 10^{13} \text{ фотон./имп.}$ при $t_{\text{las}} \approx 1 \text{ пс}$ таковы: $L \approx 300 \text{ мкм}$, $n_i = 2.5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 8 \text{ кэВ}$. На рис.4 показаны зависимости от n_i выхода фотонов $N_{\text{out}}^{\text{ph}}$ за время 1 пс из объема плазмы $V = \pi(d/2)^2 L \approx 1.5 \times 10^{-8} \text{ см}^3$. Видно, что оптимальные условия для субпикосекундного лазера при использовании метода ИОП кластеров ксенона соответствуют довольно узкому диапазону атомных концентраций: $(2.25-2.75) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Очевидно, что для отсекающего послесвечения через 1 пс после начала генерации излучения с $\lambda = 41.8 \text{ нм}$ необходимо разработать затвор на выходе из плазмы.

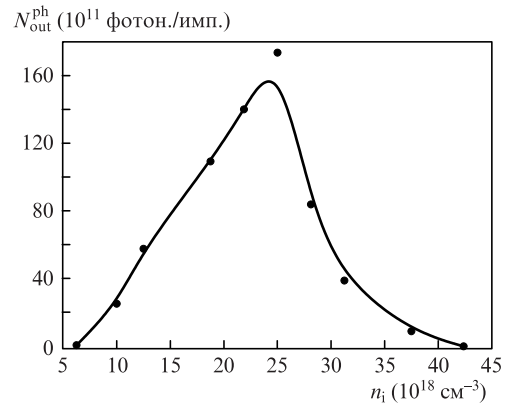


Рис.4. Квантовый выход для РЛ с длительностью импульса $\sim 1 \text{ пс}$ в зависимости от концентрации ионов.

4. Заключение

Выполнение трех принципиальных условий лежит в основе схемы РЛ на Xe^{8+} с ультракороткой длительностью импульса при $\lambda = 41.8 \text{ нм}$: быстрое возбуждение верхнего рабочего уровня $4d^9 5d$ ($J = 0$) из основного состояния $4d^{10}$; быстрая ионизация Xe^{8+} в состоянии с более высокими кратностями ионизации (Xe^{9+} , Xe^{10+}); большой коэффициент усиления g , усредненный на временном интервале 1 пс .

Ионизационный баланс определяется интенсивностью излучения лазера накачки; так, для получения плазмы, в которой доминируют ионы Xe^{8+} , достаточно интенсивность $10^{16}-10^{17} \text{ Вт/см}^2$. Обычные фемтосекундные лазеры генерируют предимпульс длительностью несколько наносекунд, которая должна быть коррелирована с размером кластера для достижения максимального энерговклада основного фемтосекундного импульса. Для получения высокотемпературной плазмы средний размер кластера должен быть равен $\sim 500 \text{ \AA}$, такой кластер содержит не менее 5×10^4 атом./кластер [26]. Наиболее эффективный способ формирования кластеров большого размера – использование щелевого сверхзвукового сопла [25] с шириной щели 500 мкм ; поперечное сечение потока кла-

стеров имеет форму прямоугольника. Заметим, что в настоящее время разрабатываются способы дополнительного разогрева плазмы кластера во время его расширения с использованием вспомогательных импульсов [27]. Распределение кластеров по размеру, и доля атомарного ксенона в потоке кластеров представляют собой отдельную проблему. Распределение кластеров по размеру нельзя оценить методом рэлеевского рассеяния [24, 25]. В нашем расчете мы полагаемся на многочисленные экспериментальные зависимости температуры электронов плазмы от условий эксперимента.

В обсуждаемом подходе пучок лазерного излучения накачки должен быть направлен перпендикулярно щели, так чтобы длина плазмы $L \approx 300$ мкм. Для объема плазмы $\sim 10^{-8}$ см³ величина $N_{\text{out}}^{\text{ph}} \sim 10^{13}$ фотон./имп. может быть достигнута при $n_i = (2-3) \times 10^{19}$ см⁻³ (см. рис.3,б при $L \sim 300$ мкм) и энергии импульса накачки $\sim 10-20$ мДж.

Достоверность полученных нами коэффициентов усиления $g(t)$ при различных параметрах плазмы и, как следствие, достоверность оценки квантового выхода РЛ подтверждаются сопоставлением с результатами соответствующих экспериментальных измерений временной эволюции $g(t)$ [13]. Заметим, что частично эти данные были представлены в нашей более ранней работе [15].

РЛ на Xe^{8+} с $\lambda = 41.8$ нм при указанных размерах кластеров и плотностях плазмы был описан в самом первом эксперименте по созданию РЛ в плазме, образованной в потоке кластеров лазерной накачкой [12]. Однако в моноимпульсной схеме этой работы не использовались ни аксикон, ни ВГ, так что плазма была существенно неоднородна вдоль радиуса. Лазерный пучок накачки и излучение РЛ сильно дефокусировались при распространении в плазме достаточно большой длины ($L = 1.7$ мм). Энергия РЛ расходовалась на нагрев прилегающих к плазме слоев кластеров. Это можно видеть на вставках к рис.3 из работы [12]. Тем не менее импульс излучения РЛ при максимальных значениях атомной концентрации ($\sim 3.3 \times 10^{19}$ см⁻³) оказался достаточно интенсивным для регистрации.

Мы полагаем, что экспериментальная установка для генерации ультракороткого импульса излучения РЛ на Xe^{8+} должна формировать три импульса излучения Ti: сапфирового лазера. Первый импульс предназначен для накачки плазмы в потоке кластеров, второй должен проходить через линию задержки и использоваться для генерации ВГ, а третий должен проходить через вторую линию задержки для создания ультрабыстрого затвора, поглощающего остаточное излучение через ~ 1 пс после начала генерации РЛ. Для РЛ на Xe^{8+} с $\lambda = 41.8$ нм обычно используется алюминиевый фильтр – фольга толщиной 300–400 нм. Вторая линия задержки обеспечивает импульс излучения для ультрабыстрой ионизации (взрыва) внешней части фольги-фильтра, превращая ее в низкотемпературную плазму, поглощающую оставшуюся часть излучения из активной области плазмы. Современные линии задержки обеспечивают точность порядка нескольких фемтосекунд. (Например, линия задержки в экспери-

менте [13] выполнена с точностью 7 фс для синхронизации импульса излучения ВГ с началом генерации излучения РЛ.) Ультрабыстрый затвор обеспечивает резкий обрыв импульса РЛ.

Из экспериментов [20–23] следует, что плазма образуется в потоке кластеров сразу после ее взаимодействия с импульсом накачки. При высоких плотностях плазмы интенсивность излучения РЛ достигает максимума в течение нескольких сотен фемтосекунд (см. рис.3,а). Таким образом, в рассматриваемой схеме РЛ возможно получение импульса излучения с чрезвычайно крутым передним фронтом и отсутствием пьедестала. Такая форма импульса представляется перспективной для изучения сверхбыстрых процессов. Детальная схема экспериментальной установки будет представлена в одной из наших последующих работ.

1. Barty A. et al. *Nat. Photonics*, **2**, 415 (2008).
2. Marchesini S. *Nat. Photonics*, **2**, 560 (2008).
3. Klisnick A. et al. *Phys. Rev. A*, **65**, 033810 (2002).
4. Zeitoun Ph. et al. *Nature (London)*, **431**, 426 (2004).
5. Wang Y., Granados E., Larotonda M.A., Berrill M., Luther B.M., Patel D., Menoni C.S., Rocca J.J. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 123901 (2006).
6. Wang Y., Granados E., Pedaci F., Alessi D., Luther B., Berrill M., Rocca J.J. *Nat. Photonics*, **2**, 94 (2008).
7. Hasegawa N. et al. *Phys. Rev. A*, **76**, 043805 (2007).
8. Pedaci F. et al. *Opt. Lett.*, **33**, 491 (2008).
9. Wang Y., Berrill M., Pedaci F., Shakya M.M., Gilbertson S., Zenghu Chang, Granados E., Luther B.M., Larotonda M.A., Rocca J.J. *Phys. Rev. A*, **79**, 023810 (2009).
10. Chou M.-C., Lin P.-H., Lin C.-A., Lin J.-Y., Wang J., Chen S.-Y. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 063904 (2007).
11. Lin P.-H., Chou M.-C., Jiang M.-J., Tseng P.-C., Chu H.-H., Lin J.-Y., Wang J., Chen S.-Y. *Opt. Lett.*, **34**, 3562 (2009).
12. Chu H.-H., Tsai H.-E., Chou M.-C., Yang L.-S., Lin J.-Y., Lee C.-H., Wang J., Chen S.-Y. *Phys. Rev. A*, **71**, 061804 (2005).
13. Mocek T., Sebban S., Maynard G., Zeitoun Ph., Faivre G., Hallou A., Fajardo M., Kazamias S., Cros B., Aubert D., de Lachèze-Murel G., Rousseau J.P., Dubau J. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 173902 (2005).
14. Ivanova E.P. *Proc. 8th Int. Conf. on X-ray Lasers* (Melville, NY, AIP, 2002).
15. Иванова Е.П., Иванов А.Л. *Квантовая электроника*, **34**, 1013 (2004).
16. Ivanova E.P. *Phys. Rev. A*, **84**, 043829 (2011).
17. Ivanova E.P., Zinoviev A.N. *Phys. Lett. A*, **274**, 239 (2000).
18. Lemoff B.E., Yin G.Y., Gordon C.L. III, Barty C.P.J., Harris S.E. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 1574 (1995).
19. Sebban S. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 3004 (2001).
20. Ditmire T., Smith R.A., Tish W.G., Hutchinson M.H.R. *Phys. Rev. A*, **78**, 3121 (1997).
21. Shao Y.L., Ditmire T., Tisch J.W.G., Springate E., Marangos J.P., Hutchinson M.H.R. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3343 (1996).
22. Ditmire T., Donnelly T., Rubenchik A.M., Falcone R.W., Perry M.D. *Phys. Rev. A*, **53**, 3379 (1996).
23. Ter-Avetisyan S., Vogt U., Stiel H., Schnürer M., Will I., Nickles P.V. *J. Appl. Phys.*, **94**, 5489 (2003).
24. Hagena O.F., Obert W. *J. Chem. Phys.*, **56**, 1793 (1972).
25. Chen G., Kim B., Ahn B., Kim D.E. *J. Appl. Phys.*, **106**, 053507 (2009).
26. Springate E., Hay N., Tisch J.W.G., Mason M.B., Ditmire T., Hutchinson M.H.R., Marangos J.P. *Phys. Rev. A*, **61**, 063201 (2000).
27. Döppner T., Fennel Th., Diederich Th., Tiggesbäumker J., Meiwes-Broer K.H. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 013401 (2005).