

# Рентгеновский лазер с длиной волны излучения 32.8 нм, образованный в потоке кластеров криптона

Е.П.Иванова, А.Ю.Виноходов

*Выполнена интерпретация известных экспериментальных измерений квантовых выходов рентгеновских лазеров с длиной волны излучения  $\lambda = 32.8$  нм на переходе  $3d^9 4d (J = 0) - 3d^9 4p (J = 1)$  в  $\text{Kr}^{8+}$  с использованием газообразного криптона или потока кластеров криптона. На основе развитой нами модели предложена оригинальная схема рентгеновского лазера с  $\lambda = 32.8$  нм, образованного в потоке кластеров криптона. Показано, что квантовый выход насыщается при длине плазмы  $\sim 300$  мкм, концентрации атомов криптона  $n_{\text{Kr}} \sim (4-9) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и температуре электронов  $T_e \sim 5000$  эВ. Коэффициент конверсии при этом достигает  $\sim 5 \times 10^{-3}$  от энергии импульса накачки. Предлагается детальная схема экспериментальной установки для создания высокоэффективного субпикосекундного рентгеновского лазера, образованного в потоке кластеров криптона.*

**Ключевые слова:** моделирование рентгеновских лазеров, многозарядные ионы.

## 1. Введение

В последнее десятилетие исследуется взаимодействие потоков кластеров с интенсивным лазерным излучением ИК диапазона с целью создания горячей плотной плазмы, которая служит источником излучения в дальней УФ области. Механизм образования такой кластерной плазмы – ионизация оптическим полем (ИОП) кластеров в потоке. Одним из направлений данных исследований является создание рентгеновского лазера (РЛ) с длиной волны излучения  $\lambda = 1-40$  нм. К настоящему времени в потоке кластеров криптона уже создан компактный РЛ с  $\lambda = 32.8$  нм и квантовым выходом  $10^{12}$  фотон./имп., пригодный для многих приложений [1]. Коэффициент конверсии в [1] составляет  $5 \times 10^{-6}$ .

Реализация РЛ в потоке кластеров – этап на пути создания РЛ в твердых наноструктурированных мишенях при условии достаточной интенсивности излучения лазера накачки. Очевидным преимуществом кластерной плазмы является относительная простота изменения параметров плазмы посредством варьирования давления газа в резервуаре, соединенном с соплом. Высокая интенсивность излучения лазера предполагает использование продольной накачки, однако такая накачка сопровождается по мере прохождения пучка накачки сквозь мишень увеличением радиальной неоднородности плазмы, которая приводит к различным значениям коэффициента преломления распространяющегося пучка в различных точках плазмы. Таким образом, чем длиннее плазменный шнур, тем больше его неоднородность вдоль радиуса и, следова-

тельно, тем больше расходямость выходного излучения РЛ, приводящая к нарушению когерентности. К настоящему времени установлено, что достаточная когерентность при продольной накачке может быть получена при длине мишени в несколько миллиметров. В связи с этим разрабатываются методы поддержания когерентности путем создания более однородной плазмы за счет использования дополнительных импульсов накачки. Мы полагаем, что существует другой подход – поиск эффективных РЛ в плазме с ультракороткой длиной, в которой возможно достижение гигантских значений коэффициента усиления за счет ее достаточно высокой концентрации ( $n_i \geq 4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) и температуры (не менее 5 кэВ).

## 2. Формулировка проблемы

В работе [2] представлены три аналогичные схемы РЛ на переходах  $^1S_0 - ^1P_1$  ионов благородных газов:  $\text{Ar}^{8+}$ ,  $\text{Kr}^{8+}$ ,  $\text{Xe}^{8+}$  (рис.1). Для каждого из указанных ионов возможна реализация трехуровневой схемы генерации за счет сильной монополюсной накачки электронным ударом верхнего рабочего уровня  $^1S_0$ , быстрого радиационного опустошения нижнего рабочего уровня  $^1P_1$  и достаточно сильного радиационного перехода с верхнего рабочего уровня на нижний. На рис.1 указаны скорости радиационных переходов, полученные в нашем расчете, а также длины волн основного лазерного перехода. В [2] приведены времена жизни рабочих уровней  $^1S_0$ ,  $^1P_1$ , которые позволяют рассчитать вероятности радиационных переходов с этих уровней.

Вероятности радиационного распада уровня  $^1P_1$  в основном состоянии хорошо согласуются с известными результатами расчетов, полученными в различных приближениях. Согласно нашим расчетам, скорости радиационного перехода  $^1S_0 - ^1P_1$  равны  $4.69 \times 10^9$ ,  $1.64 \times 10^{10}$  и  $1.3 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$  для  $\text{Ar}^{8+}$ ,  $\text{Kr}^{8+}$  и  $\text{Xe}^{8+}$  соответственно. Они значительно меньше известных из литературы скоростей данного перехода, которые также плохо согласуются между собой.

Е.П.Иванова. Институт спектроскопии РАН, Россия, 142190 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5; e-mail: eivanova@isan.troitsk.ru  
А.Ю.Виноходов. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, влад. 12; e-mail: vinikhod@triniti.ru

Поступила в редакцию 9 июля 2013 г., после доработки – 2 октября 2013 г.

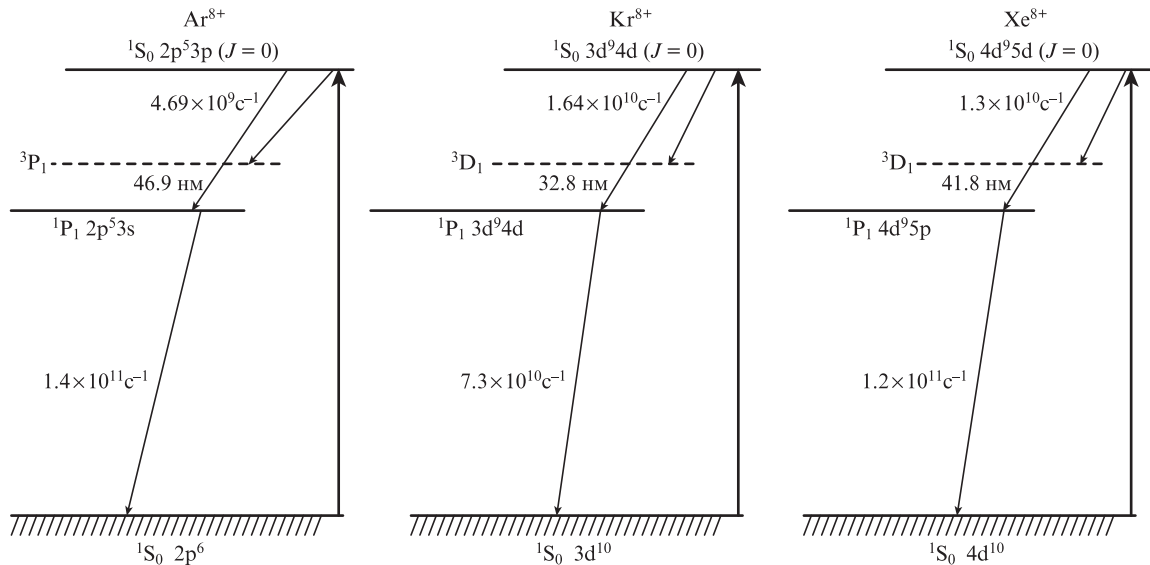


Рис.1. Три схемы РЛ на переходе  $^1S_0 - ^1P_1$  в ионах благородных газов  $Ar^{8+}$ ,  $Kr^{8+}$  и  $Xe^{8+}$ .

Причины рассогласования вероятностей указанного перехода в различных теоретических подходах обсуждаются в [3]. С верхнего рабочего уровня  $^1S_0$  возможны также более слабые и более длинноволновые лазерные переходы на уровень  $^3P_1$  в  $Ar^{8+}$  и на уровень  $^3D_1$  в  $Kr^{8+}$  и  $Xe^{8+}$  (эти уровни показаны на рис.1 штриховыми линиями). Для  $Kr^{8+}$  длина волны такого перехода  $\lambda = 33.5$  нм. Скорость этого радиационного перехода для каждого иона примерно в три раза меньше скорости основного перехода  $^1S_0 - ^1P_1$ .

Надпороговая ионизация атомной системы при взаимодействии ее с интенсивным электромагнитным полем была рассмотрена в рамках классического теоретического подхода в [4]. В работе [2] с использованием формул из [4] оценивалась пороговая интенсивность электромагнитного поля для ионизации восьми электронов в атомах  $Ar$ ,  $Kr$ ,  $Xe$ . Для криптона она составила не менее  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>; для ионизации девятого электрона из оболочки  $3d^{10}$  в  $Kr^{8+}$  необходима в девять раз большая интенсивность. По этой причине в настоящей работе мы полагаем, как и в [2], что сразу после действия фемтосекундного импульса накачки  $\sim 90\%$  ионов находятся в состоянии  $Kr^{8+}$ . Согласно [2, 4] распределение электронов по энергиям в момент отрыва восьми электронов от атома криптона представляет собой восемь  $\delta$ -функций с энергиями от 12 до 1050 эВ. При концентрации ионов  $Kr^{8+}$  не менее  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> термализация (максвеллизация) электронной энергии происходит на субпикосекундном интервале времени (порядка 100 фс при концентрации не менее  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>).

На рис.2 для трех рассматриваемых ионов приведены скорости монополюсного возбуждения электронным ударом из основного состояния рабочего иона в верхнее рабочее состояние  $^1S_0$ . Заметим, что данные рис.2 хорошо согласуются с соответствующими результатами расчетов других авторов. Из рис.2 следует, что скорость монополюсного возбуждения для  $Ar^{8+}$  примерно на два порядка меньше, чем для  $Xe^{8+}$  и на порядок меньше, чем для  $Kr^{8+}$ . Столь малые скорости накачки обеспечивают малую инверсию, так что в плазме  $Ar^{8+}$  максимальные значения коэффициента усиления  $g(t)$  в оптимальных условиях не превышают 1–2 см<sup>-1</sup> [5, 6]. Этого явно недостаточно для создания высокого квантового выхода на длинах взаимодействия порядка нескольких миллиметров.

Модель эффективного РЛ с  $\lambda = 41.8$  нм в Pd-подобном ионе ксенона  $Xe^{8+}$  была развита в работе [7]. Предполагалось, что плазма образована в результате взаимодействия потока кластеров ксенона с фемтосекундным оптическим полем с интенсивностью не менее  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. В [8], также с использованием потока кластеров ксенона, были определены условия накачки для создания субпикосекундного РЛ в  $Xe^{8+}$ : квантовый выход фотонов  $10^{13}$  фотон./имп. возможен из плазмы с длиной  $L = 0.3$  мм и диаметром  $d \sim 20$  мкм при концентрации ксенона  $2.5 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>.

Из рис. 1 и 2 видно, что в  $Kr^{8+}$  скорости радиационных переходов и переходов, обусловленных столкновениями с электронами, примерно в два раза меньше, чем в  $Xe^{8+}$ . Почти такое же соотношение скоростей справедливо и для других переходов, определяющих кинетику населенностей возбужденных уровней в  $Kr^{8+}$ . Заметим, что именно это обстоятельство обуславливает уникальные возможности для создания высокоэффективного РЛ с ультракороткой длительностью импульса в  $Kr^{8+}$ .

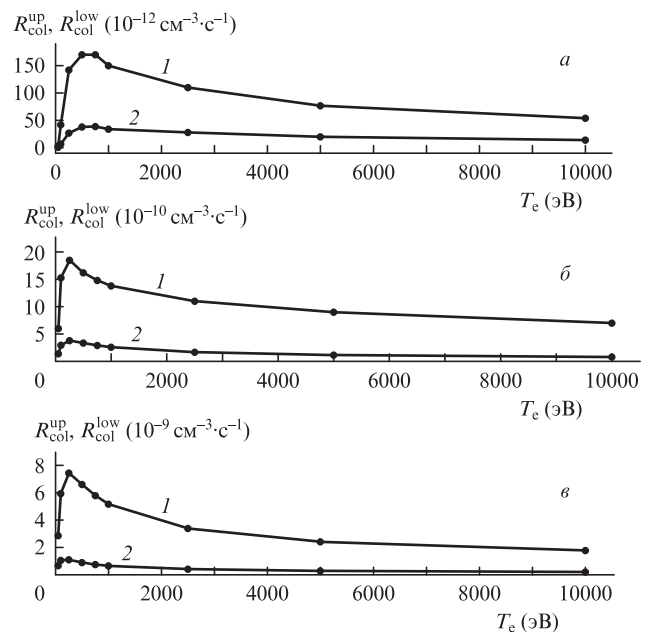


Рис.2. Скорости возбуждения электронным ударом верхних ( $R_{col}^{up}$ ; 1) и нижних ( $R_{col}^{low}$ ; 2) рабочих уровней в ионах  $Ar^{8+}$  (а),  $Kr^{8+}$  (б) и  $Xe^{8+}$  (в).

В настоящей работе выполнен атомно-кинетический расчет спектров излучения Ni-подобного иона криптона. В кинетике населенностей уровней, помимо основного, учитываются 54 возбужденных уровня энергии конфигураций  $3d^9 4l$  ( $l = s, \dots, f$ ) и 13 уровней конфигураций  $3p^5 3d^{10} 4s$ ,  $3p^5 3d^{10} 4p$ , находящихся ниже потенциала ионизации, т.е. всего 68 уровней. Учет последних 13 высоковозбужденных уровней не является принципиальным и проводился для проверки стабильности расчета по числу учтенных состояний.

В расчетах предполагается, что:

1. Плазма образуется в виде цилиндра диаметром  $d$  и длиной  $L$  в результате распространения лазерного пучка сквозь пучок кластеров толщиной  $L$ .

2. Параметры импульса накачки таковы, что сразу после окончания взаимодействия оптического поля с кластерами образуется плазма с температурой электронов  $T_e$ , в которой ионы  $Kr^{8+}$  составляют 90% и находятся в основном состоянии.

3. Температуры электронов ( $T_e$ ) и ионов ( $T_i$ ), а также диаметр плазмы ( $d$ ) однородны по объему и неизменны в течение времени действия РЛ.

4. Распределение электронов и ионов по энергиям – максвелловское, при этом вид распределения не играет существенной роли в расчетах скоростей переходов, индуцированных электрон-ионными столкновениями.

5. Температура ионов в кластерной плазме  $T_i = T_e$ . В плазме, образованной методом ИОП в газообразном криптона,  $T_i = T_e/4$ .

Мы не рассчитываем динамику усиления распространяющегося в плазме спонтанного излучения, одним из возможных подходов к чему является решение уравнений Максвелла–Блоха [9, 10]. Такие расчеты необходимы для определения насыщения коэффициента усиления  $g(t)$  по длине плазмы  $L$ . В рассматриваемом случае (так же как и в подавляющем большинстве экспериментов) усиление наблюдается в режиме ионизации рабочего иона в состоянии с более высокой стадией ионизации. Время жизни рабочего иона в плазме, в принципе, определяет величину  $L$ . В [11] предлагается использовать оценку  $gL \sim 14-15$ , при которой достигается насыщение по длине. Аналогичный подход мы используем при определении длины насыщения, однако в настоящей работе произведение  $gL$  значительно больше.

В расчете выполнено усреднение коэффициента усиления  $g(t)$  по пространственной и временной координатам. Для этого мишень-цилиндр была разбита на слои, длина которых меньше «длины» импульса накачки, тогда в каждом слое элементарные процессы будут происходить идентичным образом, но с задержкой по времени. В этом случае достаточно выполнить лишь усреднение по времени функции  $g(t)$ . Теоретическая модель была рассмотрена в наших предыдущих работах [6–8] (см. также приведенные в них ссылки).

В разд.3 интерпретируются результаты экспериментального наблюдения усиления спонтанного излучения на переходе с  $\lambda = 32.8$  нм в  $Kr^{8+}$  в плазме, образованной при взаимодействии газообразного криптона с оптическим полем накачки [12–14]. В разд.4 интерпретируются результаты экспериментов [15, 16], где активная среда была образована при взаимодействии потока кластеров криптона с полем накачки. Расчеты по модели высокоэффективного РЛ с ультракороткой длительностью импульса и  $\lambda = 32.8$  нм приведены в разд.5, экспериментальная установка для реализации этой модели обсуждается в разд.6.

### 3. Интерпретация экспериментальных результатов по наблюдению рентгеновской лазерной генерации в газообразном криптона

Первый расчет коэффициентов усиления  $g(t)$  в Ni-подобном ионе криптона  $Kr^{8+}$  был выполнен в работе [12], где отмечалась сильная зависимость этих коэффициентов от температуры  $T_e$ . Экспериментальное измерение коэффициента  $g$  было выполнено в [13], где плазма в инверсном состоянии создавалась при продольной лазерной накачке газообразного криптона, находящегося в ячейке. Квантовый выход излучения РЛ с  $\lambda = 32.8$  нм в зависимости от длины ячейки регистрировался ПЗС. Накачка проводилась циркулярно поляризованным фемтосекундным излучением лазера на Ti:сапфире с энергией импульса 760 мДж и его длительностью 30 фс. Фокусировка осуществлялась в точку, на несколько миллиметров отстоящую от входа в ячейку с криптоном. Фактический рабочий диаметр  $d$  в [13] не был определен. Согласно нашим расчетам, он находился в пределах  $40 \geq d \geq 16$  мкм в зависимости от плотности плазмы. На рис.3 для сопоставления с рис.5 из работы [13] приводятся наши теоретические зависимости  $N_{out}^{ph}(L)$  квантового выхода РЛ с  $\lambda = 32.8$  нм от длины плазмы  $L$ . При известных плотности и геометрии плазмы мы подгоняли  $T_e$  таким образом, чтобы максимально точно воспроизвести экспериментальную зависимость квантового выхода от  $L$ . Определенное данным способом значение  $T_e$  составило 90 эВ, что соответствует увеличению квантового выхода на длине от 3 до 4.5 мм на  $\sim 2.5$  порядка. При  $L \sim 4$  мм экспериментальная кривая выходит на насыщение по длине (см. рис.5 в [13]), в то время как наша модельная кривая на рис.3 еще далека от насыщения. Сопоставление указывает на то, что в эксперименте энергии накачки хватило лишь на возбуждение плазмы с  $L \sim 4$  мм. Такое предположение также было сделано в [13] при обсуждении эксперимента. Заметим, что в [13] наблюдалась вторая, более слабая лазерная линия с  $\lambda \approx 33.5$  нм (см. рис.1 настоящей работы, а также рис.2 в [13]).

Для сопоставления с экспериментальной зависимостью квантового выхода  $N_{out}^{ph}$  от атомной плотности криптона  $n_{Kr}$  (при заданных  $T_e$  и  $L$ ), показанной на рис.3 в [13], мы выполнили расчет при  $T_e = 90$  эВ и  $L = 4.5$  мм. Расчетная зависимость представлена на рис.4, где ее максимальное значение нормировано на единицу. Характерно, что максимальное значение  $N_{out}^{ph}(n_{Kr})$  достигается при давлении криптона  $p_{Kr} = 20$  Тор, если  $T_e = 90$  эВ; при иных значениях  $T_e$  максимум  $N_{out}^{ph}(n_{Kr})$  смещается. Хорошее совпадение нашей теоретической кривой на рис.4 и экспериментальной

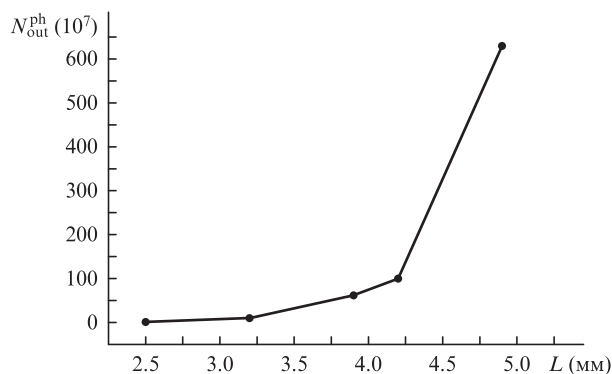


Рис.3. Расчетная зависимость квантового выхода  $N_{out}^{ph}$  от длины плазмы  $L$  для РЛ с  $\lambda = 32.8$  нм в  $Kr^{8+}$ .

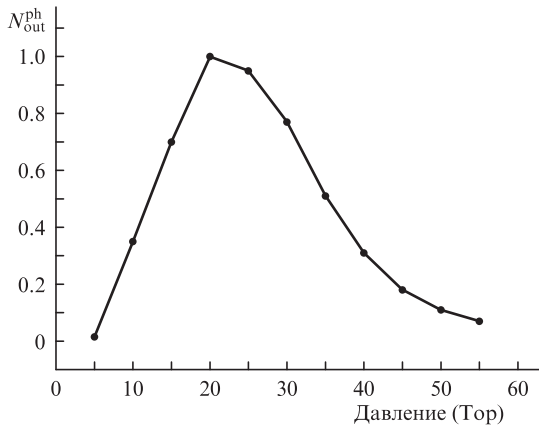


Рис.4. Расчетная зависимость от давления нормированного квантового выхода  $N_{\text{out}}^{\text{ph}}$  для РЛ с  $\lambda = 32.8$  нм в  $\text{Kr}^{8+}$ .

зависимости (см. рис.3 в [13]) достигается, если учесть плавное уменьшение диаметра активной среды от 40 до 16 мкм при изменении  $p_{\text{Kr}}$  от 5 до 20 Тор. При  $p_{\text{Kr}} \geq 20$  Тор диаметр  $d \approx 16$  мкм. Таким образом, значение  $T_e = 90$  эВ было получено при обработке двух независимых экспериментов в [13]. Увеличение  $N_{\text{out}}^{\text{ph}}$  в 200 раз на интервале 3–4 мм соответствует среднему коэффициенту усиления  $G_{\text{av}} \sim 24 \text{ см}^{-1}$ . Временная эволюция  $g(t)$ , рассчитанная с использованием нашей модели, показана на рис.5.

На рис.3 в [13] приведена также аналогичная зависимость  $N_{\text{out}}^{\text{ph}}(n_{\text{Xe}})$ , полученная в эксперименте с ксеноном [14]. Эксперимент в [14] проводился при значительно более низкой интенсивности накачки  $I_{\text{pump}} = 3 \times 10^{16} \text{ Вт/см}^2$ , однако максимальный квантовый выход фотонов был в два-три раза больше, чем в [13], а значение  $T_e$  было определено нами и составило 140 эВ. Более высокая температура обуславливает больший квантовый выход в работе [14]. Для ксенона максимальный квантовый выход наблюдался при давлении газа 15 Тор [14]. Нетрудно понять природу экстремума в зависимости квантового выхода РЛ от давления газа. Допустим, что  $T_e$  фиксировано, тогда при возрастании давления будет возрастать инверсия и  $N_{\text{out}}^{\text{ph}}$ . Однако с увеличением давления усиливается «смешивание» населенностей уровней за счет электрон-ионных столкновений, плазма будет стремиться к равновесному состоянию, инверсия будет уменьшаться. Кроме того, с

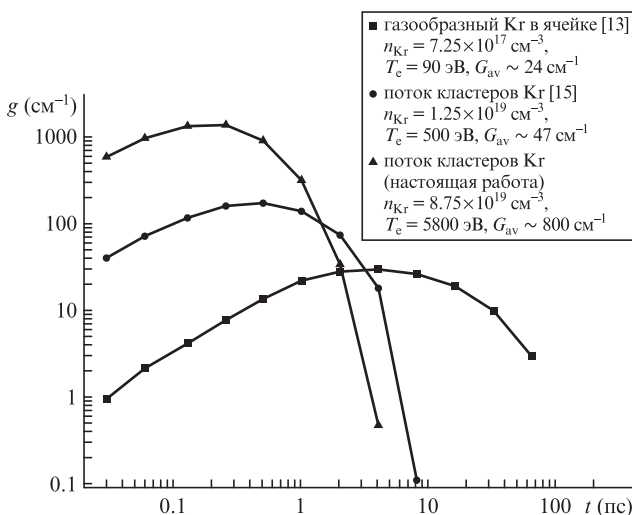


Рис.5. Временные эволюции коэффициентов усиления, рассчитанные для РЛ в криптоне при различных условиях.

увеличением давления за счет электрон-ионных столкновений будет увеличиваться скорость ионизации  $\text{Kr}^{8+}$  в состоянии  $\text{Kr}^{9+}$ ,  $\text{Kr}^{10+}$  и т.д., при этом концентрация рабочих ионов (инверсия) будет уменьшаться. Максимум зависимости  $N_{\text{out}}^{\text{ph}}$  от давления плазмы соответствует сбалансированности этих процессов. При дальнейшем увеличении давления столкновительное перемешивание уровней и ионизация  $\text{Kr}^{8+}$  доминируют, при этом инверсия и  $N_{\text{out}}^{\text{ph}}$  уменьшаются. Положение максимума  $N_{\text{out}}^{\text{ph}}(p_{\text{Kr}})$  для  $\text{Kr}^{8+}$  при большем давлении, чем для  $\text{Xe}^{8+}$ , объясняется тем, что скорости перемешивания населенностей уровней в  $\text{Kr}^{8+}$  примерно в два раза меньше, чем в  $\text{Xe}^{8+}$ .

Заметим, что для  $\text{Xe}^{8+}$  [14] регистрация лазерной линии возможна при наименьшей длине  $L = 1.5$  мм, в то время как для  $\text{Kr}^{8+}$  лазерная линия заметна лишь при  $L = 3$  мм. Это объясняется тем, что при  $L < 3$  мм лазерная линия для  $\text{Kr}^{8+}$  «тонет» в фоновом излучении плазмы.

Слабое усиление лазерной линии в плазме  $\text{Kr}^{8+}$  убедительно свидетельствует в пользу существенно меньшего значения  $T_e$ , полученного в результате ИОП атомов криптона, чем предсказывает теория [4]. Согласно расчетам, проведенным в [2, 13], из формулы (3) работы [4] следует, что в результате взаимодействия атома Kr с циркулярно поляризованным светом после отрыва восьми электронов их средняя энергия должна составлять  $\sim 600$  эВ, что сильно расходится со значением 90 эВ, достигнутым в эксперименте [13]. Из интерпретации результатов экспериментов [13, 14] следует, что атомные электроны с более высоким потенциалом ионизации требуют более высокой интенсивности оптического поля и имеют более низкую кинетическую энергию после отрыва. Первое утверждение является очевидным, второе противоречит выводам [2, 13, 14], полученным из классических принципов в работе [4]. Мы полагаем, что одноэлектронное приближение для расчета энергии взаимодействия внешней оболочки атомов благородных элементов с электромагнитным полем может быть справедливо лишь для ИОП первого электрона, поскольку его первое возбужденное состояние находится достаточно высоко. Энергия взаимодействия других электронов из внешней оболочки с электромагнитным полем не может быть учтена в рамках классического одноэлектронного приближения, поскольку требуется учет довольно плотного спектра сильно коррелированных состояний.

#### 4. Предварительные эксперименты по наблюдению рентгеновского лазерного излучения с $\lambda = 32.8$ нм в потоке кластеров криптона

Первый эксперимент по наблюдению излучения РЛ в  $\text{Kr}^{8+}$  при взаимодействии потока кластеров криптона с излучением накачки был выполнен в работе [15]. В ней использовался Ti:сапфировый лазер с пиковой мощностью излучения 10 ТВт (45 фс, 235 мДж, 810 нм, 10 Гц), фокусируемого в пятно диаметром  $d = 10$  мкм, что соответствовало интенсивности  $4 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ . Импульс накачки был циркулярно поляризован, эллиптичность поляризации варьировалась моторизованной пластиной  $\lambda/4$ . Поток кластеров формировался в щелевом клапане, длина мишени (плазмы) составляла 9 мм. Импульс накачки распространялся вдоль щели. Эксперимент проводился в двух вариантах: создание плазмы посредством одного импульса накачки либо облучение плазмы через 2.5 нс после импульса накачки

«импульсом поджига» (45 фс, р-поляризация, 45 мДж) и через 80 пс – «импульсом разогрева плазмы» (45 фс, s-поляризация, 300 мДж). Последние два импульса образовывали так называемый волновод – квазиоднородная плазма в активном состоянии, обеспечивающая распространение импульса излучения РЛ с малой угловой расходимостью. Все пучки накачки проходили через аксикон.

Без использования такого волновода максимальный квантовый выход  $N_{\text{out}}^{\text{ph}} = 1.5 \times 10^8$  фотон./имп. при  $n_{\text{Kr}} = 6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; расходимость выходного пучка РЛ составляла 15 мрад. С использованием волновода  $N_{\text{out}}^{\text{ph}} = 8 \times 10^{10}$  фотон./имп. при  $n_{\text{Kr}} = 1.6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , что соответствовало коэффициенту конверсии  $2 \times 10^{-6}$ ; расходимость была равна 5.6 мрад. Из рис.3 работы [15] следует, что при достигнутом в этой работе  $T_e$  большой выход РЛ возможен и при  $n_{\text{Kr}} > 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Заметим, что в этом эксперименте после воздействия первого импульса накачки со слишком большой интенсивностью плазма содержала ионы  $\text{Kr}^{9+}$  и  $\text{Kr}^{10+}$ . Далее в течение 2.5 нс плазма рекомбинировала, расширялась и охлаждалась за счет радиационных потерь, достигая состояния, в котором доминировали ионы  $\text{Kr}^{8+}$ , при этом в рабочей области плазма становилась более однородной. Без использования вторичных (разогревающих) импульсов усиление происходило в режиме охлаждения, при низких  $T_e$ . Соответствующая зависимость  $N_{\text{out}}^{\text{ph}}$  от  $n_{\text{Kr}}$  показана белыми кружками на рис.3 в [15]. При использовании вторичных импульсов накачки плазма, рекомбинирующая до состояния, где доминировали ионы  $\text{Kr}^{8+}$  в основном состоянии, вновь разогревалась за счет обратного тормозного поглощения фотонов. Очевидно, что в последнем случае  $T_e$  было значительно больше, при этом оптимальное значение  $n_{\text{Kr}}$  увеличивалось до  $\sim 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . На рис.5 настоящей работы показана зависимость  $g(t)$ , рассчитанная нами для параметров плазмы, взятых из [15].

В последующей работе [16] экспериментальный метод по наблюдению излучения РЛ в кластерной плазме криптона был усовершенствован путем использования высокой (25-й) гармоники (ВГ) Ti:сапфирового лазера, генерирующей в газообразном аргоне и имеющей ту же длину волны, что и излучение РЛ. Проходя через активную среду, эта ВГ также усиливается. В этом случае в РЛ усиливается излучение суперпозиции двух волн, оказывающих влияние друг на друга. Одна из них (ВГ) имеет высокую степень когерентности и ультракороткую длительность. Влияние ВГ на линию излучения РЛ достаточно велико. Оно приводит к уменьшению длительности импульса РЛ и расходимости усиленного излучения, а также к увеличению его когерентности.

Когерентность выходного излучения РЛ измерялась в [16] двухщелевым интерферометром Юнга. Установлено, что пространственная когерентность излучения РЛ при использовании ВГ увеличивается примерно в четыре раза по сравнению с таковой без использования ВГ. В [16] квантовый выход  $N_{\text{out}}^{\text{ph}} = 10^{11}$  фотон./имп., расходимость пучка РЛ на полувысоте составляла 1.1 мрад. В недавней работе [1] использовалась такая же схема РЛ, как и в [15, 16], но энергия основного импульса накачки в [1] была равна  $\sim 1$  Дж. В [1] было установлено, что интенсивность накачки  $\sim 2 \times 10^{17} \text{ Вт/см}^2$  при взаимодействии с потоком кластеров криптона размером  $\sim 500 \text{ \AA}$  (более  $10^4$  ат./кластер) обеспечивает плазму, в которой доминируют ионы в состоянии  $\text{Kr}^{8+}$ .

## 5. Модельный расчет параметров излучения РЛ с $\lambda = 32.8$ нм в кластерной плазме криптона

В экспериментах с кластерной плазмой [1, 15, 16] решалась принципиальная задача – достижение высокой степени когерентности в относительно длинной плазме с  $L \sim 1$  см. При этом плазма с температурой  $\sim 10$  кэВ охлаждалась за время рекомбинации (2.5 нс), достигая состояния, в котором доминирует рабочий ион  $\text{Kr}^{8+}$ . Таким образом, практически вся вложенная энергия излучалась за время рекомбинации. Наша основная идея состоит в том, что высокий коэффициент конверсии и высокая степень когерентности могут быть получены в чрезвычайно малом объеме плазмы  $V \sim 10^{-8} \text{ см}^3$  за счет использования чрезвычайно высоких значений  $T_e$  и  $n_{\text{Kr}}$ . Приведем основные предпосылки для создания высокоэффективных РЛ в потоках кластеров:

1. Поглощение более чем 90% энергии накачки; это было показано, например, в эксперименте [17] для потоков кластеров благородных газов при пиковой интенсивности накачки плазмы  $\sim 10^{17} \text{ Вт/см}^2$ .

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

3. Достижение энергий электронов в несколько килоэлектронвольт. Так, в работе [18] было зарегистрировано энергетическое распределение электронов с энергией в несколько килоэлектронвольт в результате облучения потока кластеров ксенона интенсивным лазерным пучком. В других ранних экспериментах [19] было установлено, что высокие электронные температуры достигаются при облучении достаточно больших кластеров криптона и ксенона: при диаметре кластера  $150 \text{ \AA}$  температура  $T_e > 1$  кэВ достигается при интенсивности  $\sim 10^{16} \text{ Вт/см}^2$ , при повышении интенсивности до  $5 \times 10^{16} \text{ Вт/см}^2$  получаем  $T_e \sim 10$  кэВ (см. рис.9 в [19]).

4. Управление плотностью и температурой плазмы, а также ионизационным балансом.

5. При высокой скорости потока кластеров возможна работа РЛ с частотой повторения  $\sim 125$  кГц [20].

Большое количество параметров, характеризующих а) плазму и ее геометрию, б) сопло, давление в резервуаре с газом и размер кластеров, в) импульс лазерной накачки, должны быть согласованы между собой с помощью теоретической модели. Тогда активная среда, в принципе, может быть создана одним основным импульсом накачки. Это возможно, если модель адекватно воспроизводит результаты эксперимента.

Размер кластера имеет важнейшее значение для образования высокотемпературной плазмы при взаимодействии ультракороткого импульса накачки с потоком кластеров. Пьедестал импульса обычно имеет длительность несколько наносекунд; в процессе взаимодействия пьедестала импульса с кластером происходит разогрев кластера, вылет электронов с его поверхности и его расширение. Наибольшее значение  $T_e$  достигается, когда концентрация электронов  $n_e$  в наноплазме кластера составляет  $3n_{\text{crit}}$  ( $n_{\text{crit}} = \pi c^2 m_e / (e^2 \lambda^2)$ ), при этом происходит резонансный вклад энергии лазерного излучения в энергию плазмы [19]. Для достижения максимального энерговклада длительность и интенсивность пьедестала должны соответствовать размеру кластера: если кластер слишком маленький (быстро расширяется, достигая  $3n_{\text{crit}}$ ) – развал кластера происходит слишком быстро (до прихода основного интенсивного импульса) и  $T_e$  плазмы невысока. Если кластер слишком

большой (расширяется слишком долго) – развал кластера происходит после прохождения интенсивного импульса и  $T_e$  плазмы также невысока. Для кластера правильного размера  $n_e = 3n_{crit}$  в момент прихода основного фемтосекундного импульса накачки; в этом случае  $T_e$  плазмы имеет максимально возможное значение.

Изменение размеров кластеров в зависимости от давления и температуры газа в исходной камере, а также от геометрии клапана, хорошо изучено для конусообразных клапанов с круглым отверстием, для которых количество атомов в кластерах благородных газов обычно определяется методом рэлеевского рассеяния с использованием эмпирической формулы из [21]. Недавно начались исследования зависимости размеров кластеров для щелевого сопла от давления газа в исходной камере. Так, в [22] показано, что щелевое сверхзвуковое сопло обеспечивает значительно более высокое число атомов в кластере по сравнению с конусообразным соплом.

Зависимости энергий электронов и ионов в плазме от размера кластера исследовались во многих работах, например в [18, 23]. В [18] поток кластеров ксенона облучался лазерным излучением с пиковой интенсивностью  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>; показано, что кластеризация атомов ксенона начинается при повышении давления в исходной камере до  $\sim 1$  бар. С увеличением давления размер кластера увеличивается, что приводит к быстрому увеличению электронной температуры в плазме (см. рис.2 в [18]). Зависимость  $T_e$  от плотности качественно совпадает с нашим результатом, полученным в [7] и показанным там на рис.4. Для продолжения этой зависимости в область большей концентрации плазмы ( $n_i \geq 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, что соответствует размеру кластеров не менее  $10^3$  ат./кластер) воспользуемся рис.4 из работы [23]. Результирующая зависимость  $T_e$  от  $n_{Kr}$  приведена на рис.6. На вставке к рис.6 представлены зависимости  $T_e$  от размера кластера для Xe и Kr. Эти зависимости будут использованы нами в расчетах коэффициента усиления  $g(t)$ .

Из рис.6 видно, что для кластеров Kr уменьшение  $T_e$  происходит при больших размерах кластера (больших концентрациях атомов  $n_a$ ). Это означает, что в области

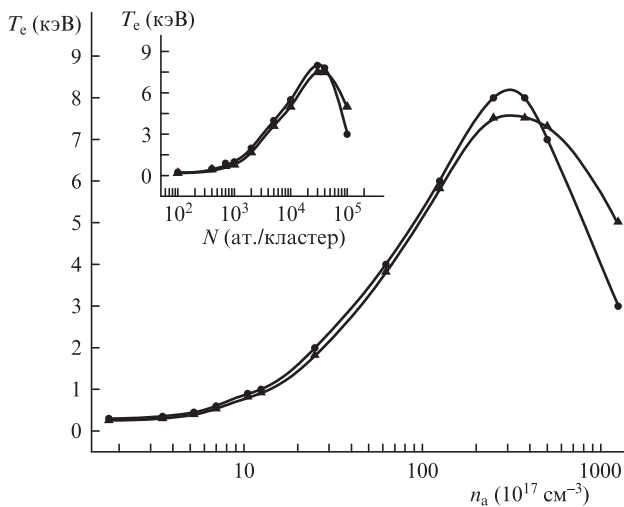


Рис.6. Зависимости температуры электронов  $T_e$  в плазме Xe (●) и Kr (▲) от концентрации атомов  $n_a$ , полученные с использованием наших расчетов [7], а также экспериментальных и теоретических данных работы [23]. На вставке – зависимости температуры электронов в плазме от количества атомов  $N$  в кластере.

высоких значений концентрации в  $Kr^{8+}$  возможно создание более эффективного РЛ, чем в  $Xe^{8+}$ .

Модель для расчета РЛ использовалась в наших предыдущих работах [6–8], где приведены ссылки на статьи, в которых теоретический подход описан детально. Краткое изложение теоретического подхода дано в разд.2. При использовании потока кластеров в качестве мишени нагрев плазмы происходит в результате взрыва слабоионизованного расширившегося кластера; в начальный момент после взрыва  $T_i \gg T_e$ , однако выравнивание электрон-ионных температур при высокой концентрации плазмы ( $n_i \geq 10^{19}$  см<sup>-3</sup>) происходит при  $t \leq 100$  фс. Поэтому в расчете мы используем равенство  $T_e = T_i$ , что существенно сказывается на доплеровском вкладе в ширину линии лазерного перехода; тем не менее при высоких концентрациях ( $n_i \geq 10^{19}$  см<sup>-3</sup>) уширение линий, обусловленное электрон-ионными столкновениями, превышает доплеровское.

Определим оптимальные параметры плазмы, используя зависимости  $T_e$  и  $T_i$  от атомной концентрации  $n_{Kr}$  (рис.6). Временная эволюция  $g(t)$  для оптимальных параметров  $n_{Kr} = 8.75 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e = 5800$  эВ,  $d = 12$  мкм показана на рис.5. Значение  $g(t)$  в максимуме составляет более  $1000$  см<sup>-1</sup>. Усредненный за время  $t = 1$  пс коэффициент усиления  $G_{av} \approx 800$  см<sup>-1</sup>. Для сопоставления на этом же рис.5 приведены зависимости  $g(t)$  и указанные значения  $G_{av}$  для РЛ, образованного ИОП газообразного криптона [13], где усреднение выполнено за время  $t \approx 20$  пс. На рис.5 показана также эволюция  $g(t)$  в кластерной плазме [15], которая после охлаждения разогревалась вторичными импульсами накачки (усреднение выполнено за время  $t \approx 10$  пс). Заметим, что  $t = 10$  пс соответствует пространственному масштабу ослабления импульса РЛ порядка 3 мм. Распространение импульса с таким пространственным масштабом наблюдалось в [24], где экспериментальные условия были идентичны условиям работы [15].

Квантовый выход за время  $t = 1$  пс рассчитаем для цилиндра с  $L = 300$  мкм,  $d = 12$  мкм (объем  $V = 3.4 \times 10^{-8}$  см<sup>3</sup>), его зависимость от концентрации показана на рис.7. Видно, что  $N_{out}^{ph} > 10^{14}$  фотон./имп. для широкого интервала концентраций:  $n_i \approx (4-9) \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Это соответствует  $n_e \approx (3-8) \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. В предположении, что  $n_i = 4 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>,  $n_e = 3 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, поглощенная энергия накачки в объеме  $V$  должна составлять  $\sim 8 \times 10^{16}$  эВ.

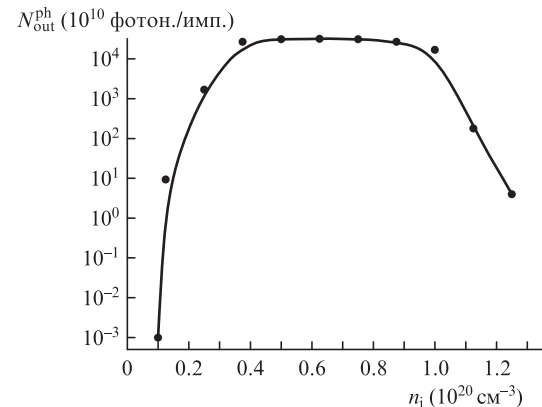


Рис.7. Квантовый выход, полученный в расчете для РЛ с  $\lambda = 32.8$  нм и длительностью импульса  $\sim 1$  пс из объема  $\sim 10^{-8}$  см<sup>3</sup>, в зависимости от концентрации ионов  $Kr^{8+}$  при  $T_e = 5800$  эВ.

## 6. Экспериментальная установка

Известно [22], что для щелевого клапана зависимость среднего размера кластера от давления является наиболее сильной. Для формирования больших кластеров применение сверхзвукового сопла более эффективно, чем звукового. Мы используем щелевое сверхзвуковое сопло с шириной щели 500 мкм и углом ее открытия  $24^\circ$ . Давление криптона над клапаном варьируется в пределах 35–45 атм. Сопло работает в импульсном режиме. На пути кластерного потока установлены по крайней мере две конусообразные диафрагмы со щелевыми отверстиями (скиммеры). Диафрагмы формируют кластерный пучок с заданной плотностью, сечение которого представляет собой прямоугольник с шириной 300 мкм и длиной 5 мм. Ширина кластерного пучка определяет длину плазменного шнура  $L$ . Импульсы накачки и ВГ фокусируются в поток кластеров перпендикулярно оси щелевого сопла. При указанных давлениях газовая фаза в потоке кластеров практически отсутствует.

Оптическая схема экспериментальной установки для генерации ультракороткого импульса РЛ в ионах  $\text{Kr}^{8+}$  показана на рис.8. Поток кластеров криптона  $I$  имеет в сечении прямоугольную форму и направлен перпендикулярно плоскости рис.8, так что сфокусированное накачивающее лазерное излучение касается нижнего края прямоугольного сечения потока кластерообразных кластеров. Это сделано для того, чтобы минимизировать потери излучения кластерной плазмы за счет поглощения его в направлении, перпендикулярном оптической оси РЛ 2. Для накачки плазмы и создания фемтосекундных затворов используется система на основе  $\text{Ti}$ :сапфирового лазера (810 нм), которая генерирует четыре независимых лазерных импуль-

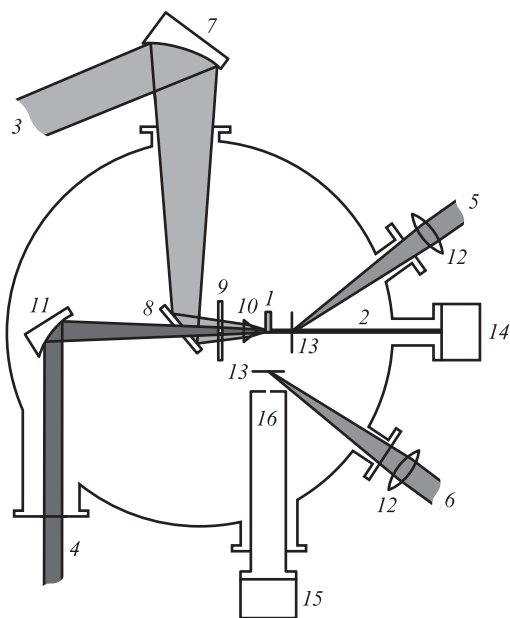


Рис.8. Схема установки для получения ультракороткого импульса РЛ: 1 – поток кластеров криптона; 2 – ось РЛ; 3 – основной импульс накачки; 4 – импульс ВГ после первой линии задержки; 5 и 6 – импульсы после второй и третьей линий задержки (ультрабыстрые плазменные затворы); 7 – внеосевое параболическое зеркало; 8 – плоское поворотное зеркало; 9 – поляризатор; 10 – аксикон; 11 – многослойное параболическое зеркало; 12 – линзы; 13 – алюминиевые фильтры; 14 – спектрометр скользящего падения с CCD-камерой; 15 – камера-обскура; 16 – зона высокого вакуума измерительного канала.

са: основной (3) и три вспомогательных (4, 5 и 6), задержанных относительно основного. Основной импульс с интенсивностью  $\sim 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> ионизирует кластеры криптона, образуя плазму, в которой доминируют ионы  $\text{Kr}^{8+}$ . Первый вспомогательный лазерный импульс 4 с энергией  $\sim 1$  мДж, взаимодействуя с газообразным аргоном, генерирует 25-ю гармонику (ВГ), которая поступает в кластерную плазму  $I$  с задержкой  $\sim 100$  фс относительно основного импульса накачки 3. Излучение ВГ уменьшает расходимость пучка и длительность импульса РЛ, а также увеличивает пространственную когерентность пучка. Второй (5) и третий (6) вспомогательные импульсы создают ультрабыстрые плазменные затворы, использующиеся при регистрации параметров плазмы и излучения РЛ.

Энергия основного лазерного импульса равна 10 мДж, а его длительность – 50 фс, временной контраст составляет более  $10^7$  при  $t \sim 10$  нс, более  $10^6$  при  $t \sim 50$  пс и более  $10^4$  при  $t \sim 1$  пс. Диаметр фокального пятна лазерного излучения на поверхности потока кластеров равен 10 мкм.

Точное совпадение длин волн РЛ и ВГ достигается с помощью настройки «чирпов» при генерации ВГ. Длина ячейки с аргоном оптимизирована и составляет 6.5 мм, давление аргона равно  $\sim 22$  Тор. Для фокусировки основного лазерного импульса в поток кластеров криптона используется внеосевое параболическое зеркало 7, после которого импульс отражается от плоского поворотного зеркала 8, проходит через поляризатор 9 и с помощью аксикона 10 образует удлиненную каустику с бесселевым распределением интенсивности в сечении потока кластеров.

Импульс ВГ с помощью многослойного параболического зеркала 11 ( $\lambda = 32.8$  нм) также фокусируется в поток кластеров криптона соосно с основным импульсом, пройдя предварительно через поляризатор 9 и центральные отверстия в зеркале 8 и аксиконе 10. Эллиптичность поляризации обоих импульсов оптимизируется поляризатором 9. Импульс ВГ поступает в кластерную плазму через  $\sim 100$  фс после окончания основного импульса накачки. Вспомогательные импульсы 5 и 6 проходят соответственно через вторую и третью линии задержки для образования ультрабыстрых затворов, поглощающих остаточное излучение через время  $t \leq 1$  пс после начала излучения РЛ. Импульсы 5 и 6 линзами 12 фокусируются на алюминиевых фольгах 13 толщиной 300–400 нм, которые обычно используются в качестве фильтров при регистрации излучения в области 30–40 нм. Эти лазерные импульсы обеспечивают ультрабыструю ионизацию (взрыв) внешней части фольг-фильтров, превращая их в низкотемпературную плазму, поглощающую послесвечение активной области плазмы. В период настройки и синхронизации установки осуществляется механическая смена фильтра перед каждым лазерным импульсом для обеспечения воспроизводимости условий плазмообразования фольг.

Для диагностики параметров плазмы и излучения РЛ используются два канала: в одном регистрируются параметры вдоль оптической оси РЛ (14), в другом – перпендикулярно ей (15). При этом в канале 15, для того чтобы спектр РЛ не расплывался, измерительный канал 16 максимально приближен к кластерной плазме и откачан до давления  $10^{-8}$  Тор (при фоновом давлении криптона в вакуумной камере  $10^{-5}$  Тор). Зона высокого вакуума отделена от зоны низкого вакуума алюминиевым фильтром. Диагностические приборы могут располагаться на фланцах измерительных каналов в различных комбинациях.

Длины волн РЛ и ВГ регистрируются спектрометром скользящего падения с CCD-камерой. Для измерения профиля линии используется интерферометрический метод. Это связано с тем, что благодаря большим коэффициентам усиления спектры импульсов выходного излучения РЛ и ВГ будут представлять собой чрезвычайно узкие линии шириной  $\sim 1$  мÅ, профили которых не могут быть разрешены дифракционным спектрометром. Абсолютная энергия излучения и, следовательно, КПД РЛ измеряются с помощью калиброванного фотодиода AXUV-100G (фирма IRD) 14, расположенного на оси РЛ. Для этого с учетом чувствительности фотодиода и коэффициента пропускания алюминиевого фильтра по измеренному спектру излучения вычисляется доля энергии излучения, прошедшего через этот фильтр. Для регистрации пространственных характеристик излучающей плазмы используется камера-обскура и CCD-камера. Эволюция распространения усиливающегося импульса вдоль плазменного шнура регистрируется в поперечном направлении. Время начала регистрации спектра этой камерой синхронизовано с моментом прихода основного импульса накачки в поток кластеров. CCD-камера, расположенная на оси плазменного шнура, измеряет расходимость излучения РЛ. Первые эксперименты планируется проводить без использования ВГ и аксикона для оптимизации эллиптичности поляризации и параметров кластеров в потоке.

## 7. Заключение

Детальный расчет показал, что из трех аналогичных схем для генерации излучения РЛ методом ИОП, представленных в [2] и на рис. 1, наиболее эффективной является схема для  $\text{Kr}^{8+}$ . Генерация излучения высокоэффективного РЛ с ультракороткой длиной активной области, образованного в потоке кластеров криптона, основана на возможности достижения температуры  $T_e \geq 5$  кэВ при концентрации  $n_{\text{Kr}}^{\text{opt}} = (4-8) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , которая является оптимальной. Заметим, что  $n_{\text{Xe}}^{\text{opt}}$  значительно меньше для создания РЛ в кластерной плазме на переходе с  $\lambda = 41.8$  нм в  $\text{Xe}^{8+}$  [7], где в оптимальных условиях длительность импульса равна  $\sim 5$  пс и  $L \geq 1.5$  мм. Высокая эффективность РЛ в  $\text{Kr}^{8+}$  обусловлена выполнением трех принципиальных условий:

1. Быстрое возбуждение верхнего рабочего уровня  $3d^9 4d^1 S_0$  ( $J = 0$ ) из основного состояния  $4d^{10}$ .
2. Быстрая ионизация  $\text{Kr}^{8+}$  в более высокие стадии ионизации  $\text{Kr}^{9+}$  и  $\text{Kr}^{10+}$  за счет электрон-ионных столкновений.
3. Большое значение коэффициента усиления  $G_{\text{av}}$ , усредненного за время  $t = 1$  пс.

Укажем, что для субпикосекундного РЛ в  $\text{Kr}^{8+}$  возможно достижение квантового выхода, примерно на два порядка большего, чем в  $\text{Xe}^{8+}$  [8]. Это объясняется тем, что для криптона возможно продвижение в область более высокой концентрации  $n_{\text{Kr}}$  при создании высокотемпературной плазмы с  $T_e \sim 5000$  эВ (см. рис. 6). Кроме того, смешивание уровней за счет электрон-ионных столкновений в  $\text{Kr}^{8+}$  (переход в равновесное состояние) происходит примерно в два раза медленнее, чем в  $\text{Xe}^{8+}$ . Важно также, что ионизация  $\text{Kr}^{8+}$  в субпикосекундном временном интервале происходит в более плотной плазме, чем плазма  $\text{Xe}^{8+}$ .

Ионизационный баланс контролируется изменением интенсивности лазерного излучения накачки; так, для получения плазмы, в которой доминируют ионы  $\text{Kr}^{8+}$ , достаточна интенсивность  $\sim (1-2) \times 10^{17} \text{ Вт/см}^2$ . Излучение обычных фемтосекундных лазеров имеет предымпulse дли-

тельностью в несколько наносекунд, которая определяет размер кластера для достижения максимального энерго-вклада основного фемтосекундного импульса накачки.

Возможность создания РЛ в  $\text{Kr}^{8+}$  с коэффициентом конверсии  $5 \times 10^{-3}$  от полной энергии накачки косвенно подтверждается недавними экспериментами [1, 24], где относительно большой ( $5 \times 10^{-6}$ ) коэффициент конверсии для РЛ в  $\text{Kr}^{8+}$  наблюдался в плазменном шнуре с длиной  $L \sim 0.9$  см, диаметром  $d = 12$  мкм и  $n_{\text{Kr}} \sim 1.6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  при  $I_{\text{pump}} \sim 4 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ . При такой высокой интенсивности в начальный момент в плазме доминировали ионы с более высокой кратностью ионизации, чем  $\text{Kr}^{8+}$ . В начальный момент  $T_e$  составляло  $\sim 10$  кэВ; нетрудно оценить, что через 2.5 нс, после рекомбинации и излучения, столь плотная плазма теряла практически всю вложенную в нее энергию. В нашей модели предлагается использовать эту энергию на излучение РЛ за счет увеличения плотности ионов и достижения гигантских значений  $G_{\text{av}}$  при субмиллиметровой длине плазменного шнура.

Из экспериментов [15, 16] следует, что плазма образуется в потоке кластеров сразу после воздействия импульса накачки. Излучение с  $\lambda = 32.8$  нм во время расширения кластера ничтожно мало. При высоких плотностях плазмы интенсивность излучения РЛ достигает максимума в течение 100 фс (см. рис. 5). Таким образом, в рассматриваемом проекте РЛ возможно получение импульса выходного излучения с чрезвычайно крутым передним фронтом и отсутствием пьедестала; выходной импульс также характеризуется резким задним фронтом. Такая форма импульса представляется перспективной для изучения ультрабыстрых процессов.

Авторы благодарят Г.Н.Макарова и С.В.Чекалина за внимание к работе и полезные обсуждения.

1. Chen B.K. et al. *Appl. Phys. B*, **106**, 817 (2012).
2. Lemoff B.E., Barty C.P.J., Harris S.E. *Opt. Lett.*, **19**, 569 (1994).
3. Ivanov L.N., Ivanova E.P., Knight L.V. *Phys. Lett. A*, **206**, 89 (1995).
4. Corkum P.B., Burnett N.H., Brunel F. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 1259 (1989).
5. Rocca J.J., Clark D.P., Chilla J.L.A., Slyaptsev V.N. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1476 (1996).
6. Иванова Е.П., Зиновьев Н.А. *Квантовая электроника*, **27**, 207 (1999).
7. Ivanova E.P. *Phys. Rev. A*, **84**, 3829 (2011).
8. Иванова Е.П. *Квантовая электроника*, **42**, 1100 (2012).
9. Larroche O., Ros D., Klisnick A., Sureau A., Möller C., Guennou H. *Phys. Rev. A*, **62**, 043815 (2000).
10. Kim C.M., Janulewicz A., Kim H.T., Lee J. *Phys. Rev. A*, **80**, 053811 (2009).
11. Zhang J. et al. *Science*, **276**, 1097 (1997).
12. Ivanova E.P., Zinoviev N.A. *J. Phys. IV. France*, **11**, Pr2-151 (2001).
13. Sebban S. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 253901 (2002).
14. Sebban S. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 3004 (2001).
15. Chou M.-C. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 063904 (2007).
16. Lin P.H. et al. *Opt. Lett.*, **34**, 3562 (2009).
17. Ditmire T., Smith R.A., Marjoribanks R.S., Kulcsar G., Hutchinson M.H.R. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 166 (1997).
18. Shao Y.L., Ditmire T., Tisch J.W.G., Springate E., Marangos J.P., Hutchinson M.H.R. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3343 (1996).
19. Ditmire T., Donnelly T., Rubenchik A.M., Falcone R.W., Perry M.D. *Phys. Rev. A*, **53**, 3379 (1996).
20. Ter-Avetisyan S., Vogt U., Stiel H., Schnürer M., Will I., Nickles P.V. *J. Appl. Phys.*, **94**, 5489 (2003).
21. Hagen O.F., Obert W. *J. Chem. Phys.*, **56**, 1793 (1972).
22. Chen G., Kim B., Ahn B., Kim D.E. *J. Appl. Phys.*, **106**, 053507 (2009).
23. 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).
24. Chou M.-C., Lin P.-H., Hung T.-S., Lin J.-Y., Wang J., Chen S.-Y. *Phys. Rev. A*, **74**, 023804 (2006).