

ИСТОЧНИК ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО РАЗРЯДА

© 2012 г. А. Б. Трещалов, канд. физ.-мат. наук; А. А. Лисовский, Ph. D

Институт физики Тартуского университета, г. Тарту, Эстония

E-mail: atr@fi.tartu.ee

Исследован импульсный сильноточный скользящий разряд по поверхности сапфира, используемый для возбуждения газов (Ar, Kr) при давлении до 25 атм. Измерена пространственно-временная динамика развития скользящего разряда. Проанализированы спектрально-временные зависимости его свечения и обсуждены процессы, влияющие на излучение плазмы в вакуумной ультрафиолетовой области. Возможности скользящего разряда для прямой накачки газовых лазеров продемонстрированы для ХеСl- и КгF-экимерных лазеров с энергией генерации 0,15 и 0,12 мДж соответственно и частотой следования импульсов до 1 кГц без циркуляции газа.

Ключевые слова: ВУФ, континуум, эксимерный лазер, спектроскопическая диагностика, сильноточный скользящий разряд, сапфир.

Коды OCIS: 300.6540, 280.5395, 140.2180

Поступила в редакцию 14.03.2012

Введение

В настоящее время исследованию и разработке эффективных источников света в ультрафиолетовой (УФ) и особенно в вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) области спектра уделяется большое внимание. Компактные ВУФ излучатели необходимы для развития новых направлений, таких как, например, низкотемпературная фотохимическая обработка поверхностей (очистка, наноструктурирование, фотоосаждение). Так называемые вторые континуумы димеров инертных газов (Ne_2^* – 83 нм, Ar_2^* – 127 нм, Kr_2^* – 146 нм, Xe_2^* – 172 нм) являются хорошо известными источниками ВУФ свечения, у которых радиационные переходы происходят с нижних колебательных уровней связанного возбужденного электронного состояния $^1\Sigma_u^+$ димеров на отталкивательный потенциал в основном состоянии [1]. Отсутствие самопоглощения на связанно-свободных молекулярных переходах и малые энергетические потери в цепочке плазмохимических реакций, ведущих к образованию эксимеров, являются основными факторами, обуславливающими высокую эффективность таких источников. Так, например, в слаботоочном диэлектрическом барьерном разряде эффективность преобразова-

ния в ВУФ излучение (172 нм) для Хе достигает 60% от энергии, вложенной в разряд [2]. Такие высокие значения получены, однако, только для давления газа значительно ниже атмосферного. При повышенных давлениях разряд в инертных газах имеет тенденцию к контрагированию и получение однородной электро-разрядной плазмы в таких условиях является технически непростой задачей. Для ее решения обычно используют импульсные (наносекундные) объемные разряды с малоиндуктивными контурами накачки и мощной предыонизацией [3–7].

Альтернативным вариантом является создание квазиоднородной плазмы с помощью скользящего разряда (СР) по поверхности диэлектрика. На практике сильноточный СР используется в основном как предыонизатор для мощных электроразрядных CO_2 -лазеров, а также эксимерных лазеров на галогенидах инертных газов [8]. Кроме того, СР применяется для прямой накачки N_2 , Ar, Хе [9] и HF [10] лазеров и эксимерных ламп [11]. Основное преимущество СР состоит в том, что он, легко зажигаясь при повышенных давлениях различных газов, позволяет создавать квазиоднородную плазму, состоящую из множества диффузных частично перекрытых каналов на

большой площади. Спектр излучения такой плазмы имеет максимум в УФ-ВУФ диапазоне и возможно простирается до области мягкого рентгеновского излучения [12].

В данной работе представлены результаты исследования сильноточного СР по поверхности сапфира для возбуждения газов высокого давления. Такой разряд является компактным, высокоресурсным и эффективным источником ВУФ с высокой пиковой мощностью излучения и большой частотой следования импульсов, при этом спектр и длительность свечения могут регулироваться выбором различных газов и давлений.

Эксперимент

В классической конфигурации СР (рис. 1а) импульс высокого напряжения подается на иницирующий электрод, находящийся на диэлектрической пластине. Заземленный электрод расположен на краю диэлектрика и, что очень важно, продолжается вдоль обратной стороны пластины. В такой геометрии при умеренных амплитудах высоковольтного напряжения в области контакта иницирующего электрода с диэлектриком и газом формируется резко неоднородное электрическое поле большой напряженности с преобладанием нормальной составляющей к поверхности диэлектрика [12–14]. Это поле приводит к мощной ионизации газа и образованию плазмы в приповерхностном слое. В данной работе в качестве диэлектрика использовалась пластина 80×250 мм из монокристаллического сапфира, отшлифованная до толщины 0,6 мм. Сапфир обладает высокими диэлектрической прочностью и эрозионной стойкостью в жестких условиях контакта с сильно ионизованной плазмой. Вы-

сокая диэлектрическая постоянная сапфира ($\epsilon = 9,5$) в сочетании с очень малым тангенсом угла потерь на высоких частотах делает этот материал идеальным для применения в наносекундном импульсно-периодическом режиме СР. Хорошая теплопроводность сапфира обеспечивает эффективное охлаждение газа. Возможности практического применения СР определяются в первую очередь пространственной однородностью создаваемой плазмы. При этом весьма важным параметром является крутизна фронта нарастания импульса высокого напряжения на иницирующем электроде. Чем больше dU/dt , тем больше плотность частично-перекрытых диффузных каналов в плазме СР [12, 13].

Для иницирования СР использовалась компактная электрическая схема, коммутируемая тиратроном (рис. 1а) [15, 16]. Накопительная емкость $C = 2$ нФ перезаряжалась на обострительную при коммутации тиратрона. Роль малоиндуктивного обострителя выполняла распределенная емкость плоского конденсатора, состоящего из сапфировой пластины, зажатой между заземленным и высоковольтным электродом. Данная схема позволяет создавать импульс с большой скоростью нарастания напряжения ($\approx 3 \times 10^{11}$ В/с) на иницирующем электроде. Частота следования импульсов выбиралась в зависимости от условий в пределах 1–25 Гц и ограничивалась мощностью высоковольтного блока питания. Для эффективной передачи энергии, накопленной в конденсаторе, в плазму разряда необходимо стремиться к согласованию генератора накачки с плазменной нагрузкой. Для сильноточных объемных разрядов в инертных газах это условие выполнить сложно. Активное сопротивление плазмы при пробое быстро становится меньше

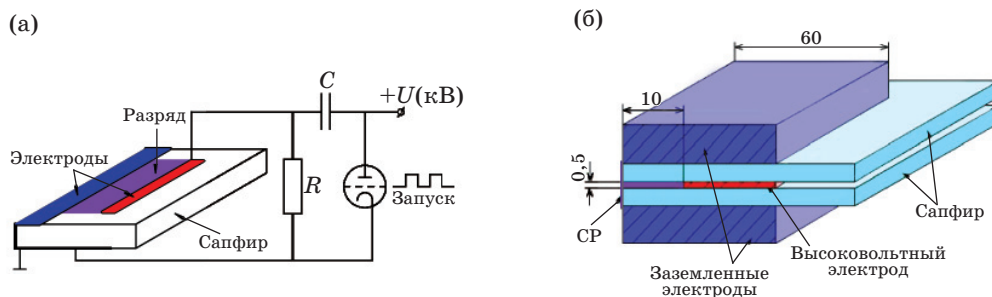


Рис. 1. Конфигурация электродов и электрическая схема возбуждения СР: а – одна пластина сапфира; б – две сапфировые пластины и центральный высоковольтный электрод зажаты между заземленными электродами (поперечное сечение).

критического сопротивления контура накачки и реализуется несогласованный многоимпульсный режим накачки [7]. В случае СР распределенное сопротивление тонкого слоя плазмы остается достаточно высоким, стабилизируя разряд и позволяя осуществлять согласованный вклад энергии в одиночном импульсе возбуждения.

На рис. 2 показана схема установки для спектроскопической диагностики излучения разряда. ВУФ излучение (110–300 нм) детектировали вдоль длинной оси разряда через окно из MgF_2 с помощью вакуумного монохроматора M12 (Vemo) с вогнутой дифракционной решеткой 1200 штр/мм и фотоумножителем R1080 Hamamatsu (фронт нарастания $\approx 2,5$ нс) с 500 МГц-цифровым осциллографом TDS 3054B (Tektronix). Разряд и запуск осциллографа были синхронизованы с помощью управляемого компьютером генератора импульсов DG-535 (Stanford Research Systems Inc.) с суммарным временным разбросом ± 1 нс. Для измерения напряжения на иницирующем электроде использовали высоковольтный 75 МГц пробник P 6015 (Tektronix). Качество разряда и его пространственно-временное поведение наблюдали с помощью ICCD-камеры Istar-740 с наносекундной временной экспозицией. Подробности фотографирования разряда в ВУФ и видимом диапазонах изложены в [7, 17–19].

Разрядная камера объемом около 5 литров из нержавеющей стали откачивалась турбомолекулярным насосом до $\approx 10^{-5}$ мбар и заполнялась газами чистотой 99,9998% (Ar) и 99,998% (Kr). Максимальное давление газа,

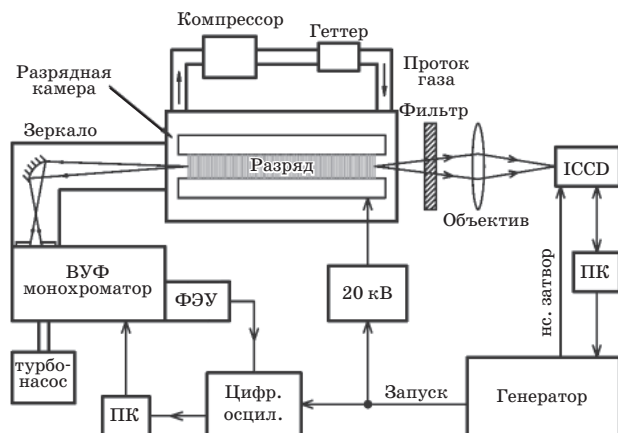


Рис. 2. Схема установки для спектроскопической диагностики излучения скользящего разряда.

при котором исследовался СР, было 25 атм и определялось механической прочностью камеры. Известно, что наличие газообразных примесей сильно снижает эффективность ВУФ излучения эксимеров инертных газов. Несмотря на высокую чистоту использованных в данной работе газов, постоянное газовыделение из конструктивных материалов внутри разрядной камеры приводит к накоплению примесей после заполнения камеры чистым газом. Для решения этой проблемы во время экспериментов газ в объеме разрядной камеры постоянно прокачивался с помощью компрессора через нагреваемый геттерный очиститель Omni III 200 (NuPure). Согласно техническим характеристикам, очиститель удаляет примеси H_2O , O_2 , CO , CO_2 , N_2 и CH_4 в инертных газах до уровня $\approx 10^{-9}$.

Пространственно-временные характеристики СР

С помощью ICCD-камеры исследовалась пространственно-временная динамика распространения разряда вдоль поверхности сапфира. На рис. 16 показана схема расположения электродов СР (поперечное сечение). Иницирующий электрод из никелевой фольги толщиной 0,5 мм, шириной 50 мм и длиной 210 мм, к которому подводился импульс высокого напряжения отрицательной полярности, был зажат заземленными электродами между двух сапфировых пластин. Расстояние от иницирующего электрода до края сапфира 10 мм. Такое расположение электродов было выбрано для исследования возможности получения генерации для различных газовых смесей вдоль длинной оси разряда. Плазма СР состояла из двух светящихся слоев размером $10 \times 210 \times 0,1$ мм. На рис. 3 приведены фотоснимки разряда в аргоне при 4 атм, полученные в видимом свете в разные моменты времени (за начало отсчета взят момент появления свечения). Изображение получено с помощью объектива Юпитер 37А и фильтра СЗС-21 с областью пропускания 340–600 нм. Для оценки интенсивности свечения использована псевдоцветовая шкала.

Согласно наблюдаемой динамике свечения плазмы можно выделить три фазы развития СР [15]. Первая фаза: распространение вдоль поверхности сапфира прямой волны возбуждения от иницирующего электрода в сторону заземленного электрода (5–40 нс). Эта слаботочная предпробойная фаза обусловлена то-

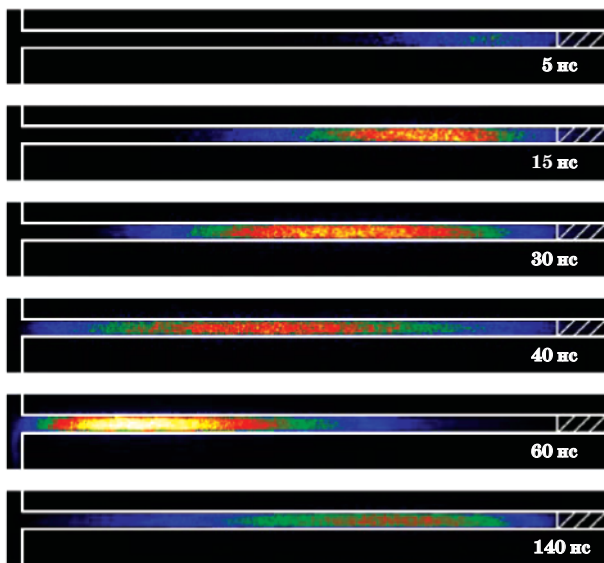


Рис. 3. Пространственно-временное развитие завершеного СР в аргоне при давлении 4 атм. Изображение свечения плазмы получено с торца разряда в разные моменты времени от начала разряда. Экспозиция – 4 нс. Иницирующий электрод заштрихован. Границы сапфировых пластин выделены белыми линиями.

ками смещения зарядки добавочной емкости двух плазменных слоев во время нарастания напряжения. В этой стадии напряженность электрического поля на фронте распространяющихся стримеров высока, поэтому рождающиеся электроны имеют высокую энергию (несколько эВ) и интенсивно ионизируют газ у поверхности диэлектрика. По мере распространения в сторону заземленного электрода, прямая волна возбуждения постепенно теряет способность ионизовать газ (падает энергия электронов в головках стримеров). Если зарядное напряжение недостаточно высоко, прямая волна может вообще затухнуть, не дойдя до заземленного электрода. В таком случае можно говорить о незавершеном СР.

При достаточно высоком зарядном напряжении прямая волна возбуждения доходит до заземленного электрода и начинается вторая фаза разряда (60–140 нс) – сильноточная, когда быстрая волна возбуждения распространяется в обратном направлении – от заземленного электрода к иницирующему. При этом первую фазу разряда можно считать очень интенсивной и однородной предыонизацией. Сильноточная фаза, которая характеризуется максимальной плотностью энерговклада, черпает

энергию из двух малоиндуктивных плоских конденсаторов на основе сапфировых пластин. Емкость каждого из них при нашей геометрии составляет около 1,5 нФ при удельной распределенной емкости 14 пФ/см².

После разрядки этих емкостей через плазму СР наступает третья фаза, когда остаток энергии из накопительного конденсатора вкладывается в разряд через высокоимпедансный тиратронный контур. Эта стадия характеризуется низкой энергией электронов и малой плотностью энерговклада, поэтому желательно ее избегать. Подбирая соотношение накопительной и обстреливающей емкостей, можно добиться их полной перезарядки и исключения третьей стадии СР.

Было установлено [15], что скорость распространения прямой волны возбуждения в первой фазе возрастает с ростом зарядного напряжения и сильно уменьшается с ростом давления газа. На рис. 4 показаны измеренные скорости распространения прямой волны в зависимости от давления газа (гелия) и зарядного напряжения. Эти скорости примерно равны для разных инертных газов. Так, например, для Ar (4 атм) скорость распространения прямой волны возбуждения равнялась 2×10^7 см с⁻¹ при зарядном напряжении 8 кВ. Было показано [15], что скорость распространения обратной волны возбуждения во второй фазе примерно в 3 раза выше чем в первой. Использование малоиндуктивного разрядника в качестве коммутатора позволяет укоротить фронт нарастания

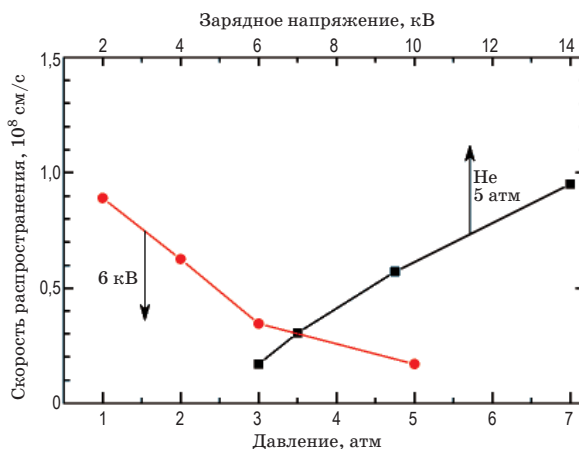


Рис. 4. Скорость распространения прямой волны возбуждения СР при различных давлениях гелия и ее зависимость от зарядного напряжения при давлении гелия 5 атм.

тания напряжения, что приводит к росту скорости волны в первой фазе примерно в 2 раза по сравнению с тиратронным коммутатором и к созданию более однородной плазмы СР.

ВУФ спектры свечения и их временные зависимости

При нашей схеме возбуждения (рис. 1) визуальная однородность СР (множество диффузных перекрытых каналов) слабо зависела от давления газа, что позволило исследовать разряд при давлениях инертных газов до 25 атм. Естественно, из-за роста энергозатрат на создание высокопроводящей плазмы СР, при повышении давления приходится увеличивать зарядное напряжение, а также накопительную емкость С. Для диагностики процессов в плазме во время пробоя и на стадии послесвечения регистрировалось спонтанное свечение ВУФ и видимого континуумов [7, 16]. На рис. 5 приведены интегрированные во времени ВУФ спектры свечения завершеного СР в Ar (25 атм) и Kr (5 атм). Спектры не исправлены на спектральную чувствительность регистрирующей системы. Следует отметить, что, начиная с давления газа около двух атмосфер, спектры Ar и Kr мало меняются с повышением давления и состоят преимущественно из вторых континуумов. Небольшое плечо первого континуума детектируется в спектре Kr, наблюдается также узкий провал, вызванный реабсорбцией излучения на резонансной линии Xe 147 нм (в используемом газе Kr присутствовало незначительное количество Xe). Наблюдаемая полуширина спектров второго континуума (10 нм для Ar и 12 нм для Kr) указывает на быструю колебательную релаксацию эксимеров, а также на незначительный нагрев газа во время импульса возбуждения.

На рис. 6 приведена кинетика свечения второго континуума Kr при различных давлениях газа. Поскольку сигнал ВУФ свечения сильно возрастает с ростом давления, для одновременной демонстрации кривых свечения при разных давлениях выбрана единая логарифмическая шкала. Несмотря на то, что пробойное напряжение растет с увеличением давления, форма импульса возбуждения завершеного СР сохраняется примерно одинаковой для всех давлений (полуширина импульса ≈ 20 нс). Согласно классическому представлению о плазмохимических реакциях, ведущих к образованию Kr_2^* эксимерных молекул, после импульса

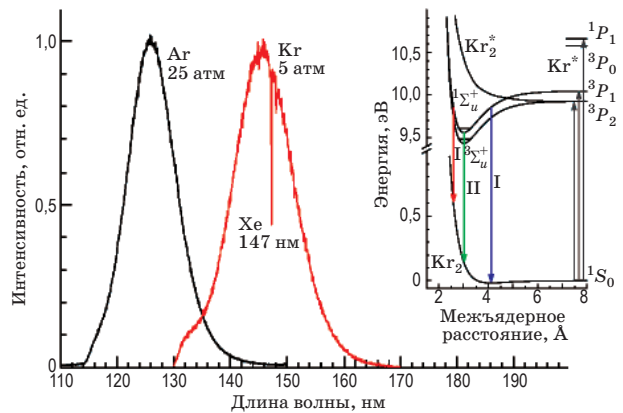


Рис. 5. Интегрированные по времени ВУФ спектры свечения СР в аргоне и криптоне. На вставке показана схема Kr_2^* уровней и радиационных переходов Kr_2^* эксимеров – первый (130 и 170 нм) и второй (146 нм) континуумы.

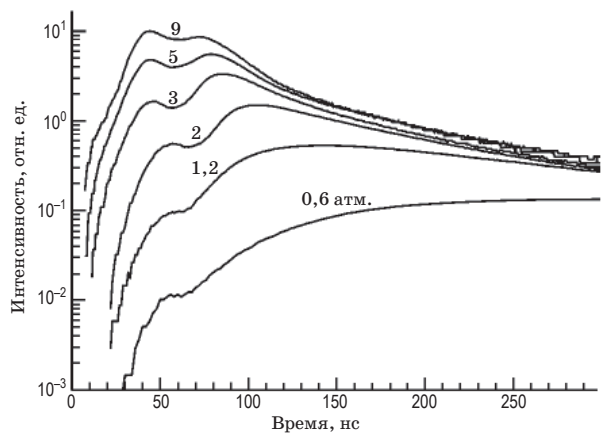
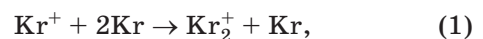


Рис. 6. Временные зависимости свечения второго континуума криптона (146 нм) при различных давлениях газа. Шкала интенсивности одинакова для всех кривых.

накачки последовательно происходят следующие ключевые процессы:

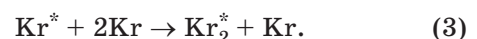
димеризация Kr^+ ионов



диссоциативная рекомбинация Kr_2^+ ионов



образование $(^3\Sigma_u^+)_v$ и $(^1\Sigma_u^+)_v$ Kr_2^* молекул



Первая и последние реакции должны ускоряться квадратично с давлением и уже при

4 атм, согласно известным константам этих реакций [20], будут иметь характерные времена около 0,4 нс (реакция 1), 4 нс для триплетных и 25 нс для синглетных эксимеров соответственно. В эксперименте наблюдается значительное ускорение кинетик ВУФ свечения с ростом давления от 0,6 до 4 атм. При дальнейшем повышении давления все кинетики позднего послесвечения выходят на одинаковое поведение с постоянной затухания около 180 нс.

Для детального понимания процессов, отвечающих за ВУФ излучение Kr_2^* эксимеров, рассмотрим в качестве примера кинетику свечения на разных длинах волн для завершеного СР в Кр при давлении в 7 атм (рис. 7). Наряду с первым и вторым континуумом, кинетика которых связана с образованием и релаксацией Kr_2^* молекул, показана и кинетика свечения на 200 нм. Этот сигнал отражает свечение континуума в диапазоне 180–700 нм. Согласно интерпретации, предложенной в [7, 19], данный широкий континуум является по своей природе фоторекомбинационным: $\text{Kr}^+ + e \rightarrow \text{Kr}^* + h\nu$. Как механизм исчезновения электронов в плазме, фоторекомбинация не играет значимой роли, поскольку ее вероятность мала по сравнению с диссоциативной рекомбинацией. Интенсивность континуума пропорциональна n_e^2 , а временное поведение близко по форме к импульсу электроразрядной накачки. Полезная диагностическая функция видимого континуума связана с “визуализацией” плотности электронов n_e .

Согласно рис. 7, ВУФ свечение первого и второго континуума начинается на фронте нарастания напряжения (фаза незавершен-

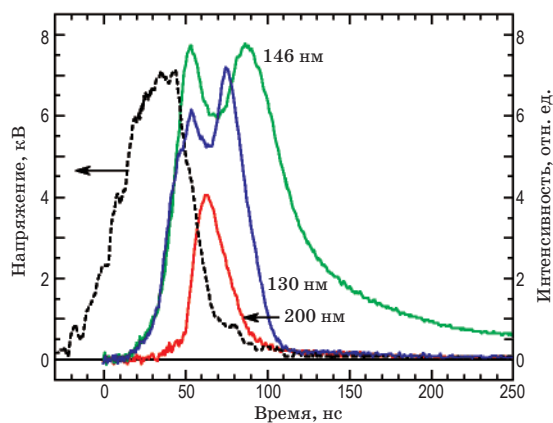


Рис. 7. Временные зависимости межэлектродного напряжения и свечения на различных длинах волн для СР в криптоне при 7 атм.

ного СР), при этом фронт нарастания свечения ускоряется с ростом давления. На данной фазе (плотность электронов мала, а их энергия велика) происходит интенсивное заселение Kr^* , Kr^{**} и Kr^+ состояний прямым электронно-столкновительным возбуждением и ионизацией атомов Кр, причем нижние Kr^* состояния заселяются гораздо сильнее чем высокие Kr^{**} и тем более ионизованные Kr^+ состояния. Такая высокоомная фаза разряда очень эффективна для инициирования ВУФ излучения, поскольку именно Kr^* атомы являются основными прекурсорами образования Kr_2^* эксимеров (реакция 3), а рекомбинация плазмы с ее неизбежными потерями энергии исключается. При переходе к завершающей фазе разряда прямые процессы возбуждения-ионизации сменяются ступенчатыми и наибольшая плотность электронов в плазме достигается во время спада напряжения. При этом энергия электронов уменьшается и резко растет интенсивность фоторекомбинационного свечения (рис. 7). В то же время на кривых ВУФ свечения наблюдается провал, поскольку резервуар Kr^* состояний сильно опустошается при ступенчатых процессах. Провал быстро восстанавливается за счет рекомбинационного возвратного потока (реакция 2), скорость которого пропорциональна n_e^2 .

Для описания кинетик ВУФ свечения была разработана модель [7, 21], включающая основные реакции, протекающие в электроразрядной плазме высокого давления. Модельные расчеты для Ar показывают, что после мощного импульса возбуждения температура электронов стабилизируется на уровне примерно 0,7 эВ и держится несколько сот наносекунд. По аналогии с Ar, в Кр после мощного импульса разряда также происходит стабилизация электронной температуры в результате достижения энергетического баланса между реакциями, ведущими к нагреву электронов (пеннинговская ионизация: $\text{Kr}^* + \text{Kr}^* \rightarrow \text{Kr}^+ + \text{Kr} + e$, $\text{Kr}_2^* + \text{Kr}_2^* \rightarrow \text{Kr}_2^+ + 2\text{Kr} + e$, $\text{Kr}_2^* + \text{Kr}^* \rightarrow \text{Kr}^+ + 2\text{Kr} + e$ и удары второго рода: $\text{Kr}^* + e \rightarrow \text{Kr} + e$) и реакциями, связанными с охлаждением электронов (неупругие: $\text{Kr}^* + e \rightarrow \text{Kr}^+ + 2e$, $\text{Kr}_2^* + e \rightarrow \text{Kr}_2^+ + 2e$ и упругие: $\text{Kr} + e \rightarrow \text{Kr} + e$ соударения). В результате процессы рекомбинации плазмы затягиваются во времени.

Учитывая разницу в радиационных временах распада триплетных ($^3\Sigma_u^+$)_{v=0} и синглетных ($^1\Sigma_u^+$)_{v=0} Kr_2^* эксимеров, составляющих соответственно 263 и 3,3 нс [20], можно ут-

верждать, что за сигнал ВУФ свечения отвечают в основном синглетные эксимеры. Следует отметить, что каналы заселения $Kr_2^* (^1\Sigma_u)$ уровней, ответственных за излучения первого и второго континуума, различны. Излучение первого континуума происходит исключительно в процессе прямого образования $Kr_2^* (^1\Sigma_u)_{(v)}$ эксимеров (реакция 3). Заселение же самого нижнего колебательного уровня состояния $Kr_2^* (^1\Sigma_u^+)$ возможно по двум каналам. Первый из них обусловлен колебательной релаксацией после прямого образования $Kr_2^* (^1\Sigma_u)_{(v)}$ эксимеров. При давлении 4 атм и выше характерное время колебательной релаксации лежит в субнаносекундном диапазоне, так что временное поведение свечения второго континуума, обусловленного данным механизмом заселения, практически совпадает с первым континуумом. Действительно, согласно рис. 7, фронты нарастания свечения этих континуумов совпадают. Второй канал связан с перемешиванием колебательно-релаксированных синглетных $(^1\Sigma_u^+)_{(v=0)}$ и триплетных $(^3\Sigma_u^+)_{(v=0)}$ состояний Kr_2^* при столкновении с электронами. Согласно модельному расчету, именно второй канал дает основной вклад в сигнал второго континуума в максимуме свечения и на более поздних стадиях. На хвостах кинетик (после момента времени ≈ 120 нс на рис. 7), когда основная часть электронов, произведенных во время импульса возбуждения, рекомбинировала, свечение первого континуума почти прекращается, поскольку иссякает поток образования эксимеров. После этого момента излучение второго континуума происходит преимущественно при перекачке Kr_2^* эксимеров из долгоживущего триплетного резервуара в быстро излучающее синглетное состояние посредством столкновений с оставшимися электронами. Процессы перемешивания определяют эффективное время затухания излучения второго континуума и дают постоянную времени около 180 нс на хвостах кинетик (рис. 6). Механизм электронного перемешивания позволяет опустошать триплетный резервуар, в идеале приближаясь к максимально возможному балансу населенностей между синглетными и триплетными эксимерами как 1:3 в пользу триплетных. Для эффективного перемешивания в стадии послесвечения, электронов должно оставаться достаточно много и поэтому их пиковая концентрация в импульсе возбуждения должна быть соответственно высока. Однако при слишком большой концентрации элект-

тронов становятся существенными некоторые нежелательные реакции: эффективность реакции образования эксимеров падает, в то время как скорости реакций разрушения (ионизация и диссоциация эксимеров) увеличиваются. Модель для разряда в Ar при 10 атм показывает [7], что при пиковой концентрации электронов в коротком импульсе возбуждения, превышающей 10^{17} см⁻³, должно наблюдаться насыщение максимальной интенсивности, а также растягивание во времени ВУФ послесвечения Ar_2^* эксимеров. В экспериментальных условиях приходится подбирать оптимальную мощность накачки для получения максимального (пикового или интегрированного во времени) ВУФ свечения. Мы полагаем, что механизмом насыщения можно объяснить экспериментальные результаты, полученные в [22], где после очень мощного разрядного импульса возбуждения при 9 атм криптона пик спонтанного ВУФ свечения эксимеров Kr_2^* и лазерная генерация на 148 нм наблюдались с задержкой около 2 мкс после пробоя.

СР как источник накачки активных сред УФ-ВУФ лазеров

Возможности СР для прямой накачки газовых лазеров продемонстрированы на примере галогенидов инертных газов [15]. Используя конфигурацию СР с двумя сапфировыми пластинами (рис. 16) и длину активной среды 21 см, была получена энергия генерации 0,15 и 0,12 мДж для XeCl (308 нм) и KrF (248 нм) эксимерных лазеров соответственно с частотой следования импульсов до 1 кГц. Резонатор лазера состоял из плоской MgF₂ пластины с коэффициентом отражения около 8% и плоского глухого зеркала. Газовая смесь с гелием в качестве буферного газа при 2 атм эффективно охлаждалась на поверхности сапфировых пластин в результате быстрого расширения газа после импульса возбуждения, поэтому никакой специальной циркуляции газа не требовалось вплоть до частоты следования импульсов 1 кГц. Для газовых смесей XeCl и KrF эксимерных лазеров, где присутствуют такие агрессивные добавки, как HCl и F₂, на поверхности сапфира не обнаружено следов эрозии, по крайней мере, в течение $\approx 10^7$ импульсов.

Что касается димеров инертных газов, малое сечение усиления на спектрально-широких полосах связанно-свободных переходов затрудняет получение генерации, и лазерный эффект

достигается только при накачке электронным пучком [23–25]. Существует единственная публикация о получении генерации для Kr_2^* эксимеров при очень мощной электроразрядной накачке в объемном разряде [22]. Наблюдавшаяся при этом крайне низкая эффективность генерации является предметом научных дискуссий и не объяснена до сих пор.

Согласно нашей оценке усилительных свойств активной среды длиной в несколько десятков сантиметров и состоящей из эксимерных молекул $\text{Ar}_2^{*1\Sigma_u^+ (v=0)}$, для достижения порога генерации с реалистичным коэффициентом усиления $0,05 \text{ см}^{-1}$, требуется концентрация эксимеров около $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [7]. При этом учитывались разумные абсорбционные потери в активной среде и на коммерчески доступных зеркалах резонатора. Данное усиление очень близко к реальным экспериментальным значениям, полученным в существующих Ar_2^* эксимерных лазерах, накачиваемых электронным пучком [25]. Аналогичная оценка для $\text{Kr}_2^{*1\Sigma_u^+ (v=0)}$ эксимеров дает такую же величину

пороговой концентрации. Эти вполне разумные значения должны достигаться при мощных однородных импульсных разрядах и давлениях около 10 атм [7]. Используя сильноточный СР с конфигурацией на рис. 16 и длиной активной среды 21 см, нами были предприняты попытки получения генерации на Ar_2^* (126 нм) и Kr_2^* (146 нм) эксимерах. Резонатор состоял из двух плоских MgF_2 зеркал с алюминий-диэлектрическим покрытием с коэффициентами отражения около 80% и пропусканием около 3%. Эксперименты проводились для СР при давлениях газа до 25 атм для аргона и 12 атм для криптона, однако генерации получить не удалось. Аналогичная попытка с использованием возбуждения импульсным сильноточным объемным разрядом в аргоне при 10 атм также не увенчалась успехом, что свидетельствует о недостаточной мощности накачки в конкретно реализованных схемах обоих типов разряда.

Данная работа частично поддержана Грантами Эстонского научного фонда № 6549 и 7971.

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. Эксимерные лазеры / Под ред. Роудза Ч. М.: Мир, 1981. 245 с.
2. *Merbahi N., Ledru G., Sewraj N., Marchal F.J.* Electrical behavior and vacuum ultraviolet radiation efficiency of monofilamentary xenon dielectric barrier discharges // *Appl. Phys.* 2007. V. 101. № 12. Art. № 123309. 9 p.
3. *Ninomiya H., Nakamura K.* Ar_2^* emission from a pulsed electric discharge in a pure Ar gas // *Opt. Commun.* 1997. V. 134. № 1–6. P. 521–528.
4. *Lam S.K., Lo D., Zheng C.E., Yuan C.L., Shangguan C., Yang T.L., Kochetov I.V.* Parametric study of Xe_2^* dimer in high-pressure electrical discharge // *Appl. Phys. B: Lasers and Optics.* 2002. V. 75. № 6–7. P. 723–730.
5. *Hong S.K., Hayashi N., Ihara S., Satoh S., Yamabe C., Wee S.B.* The discharge electrode for Ar_2^* excimer laser using plasma cathode // *Opt. Commun.* 2005. V. 256. № 1–3. P. 149–157.
6. *Трещалов, А.Б., Лисовский А.А.* Спектроскопическая диагностика импульсного разряда в аргоне высокого давления // *Квантовая электроника.* 2010. Т. 40. №. 3. С. 234–240.
7. *Treshchalov A., Lissovski A.* VUV-VIS spectroscopic diagnostics of a pulsed high-pressure discharge in argon // *Journal of Physics D: Applied Physics.* 2009. V. 42. № 24. Art. № 245203. 14 p.
8. *Zaroslov D.Yu., Kuz'min G.P., Tarasenko V.F.* Sliding discharge in excimer lasers // *Radio Eng. Electr. Phys.* 1984. V. 29. № 7. P. 1–22.
9. *Atanasov P.A., Serafetinides A.A.* Tea lasers excited by a sliding discharge along the surface of a dielectric // *Opt. Commun.* 1989. V. 72. № 6. P. 356–360.
10. *Tsikrikas G.N., Serafetinides A.A., Papayannis A.D.* Development of a sliding discharge pumped HF laser // *Opt. Commun.* 1996. V. 132. № 3–4. P. 295–301.
11. *Borisov V.M., Vodchiz V.A., Eltsov A.V. et. al.* Powerful highly efficient KrF lamp excited by surface and barrier discharge // *Sov. J. Quantum Electron.* 1998. V. 25. № 4. P. 308–314.
12. *Beverly III R.E.* Electrical, gasdynamic, and radiative properties of planar surface discharges // *J. Appl. Phys.* 1986. V. 60. № 1. P. 104–124.

13. *Lagarkov A., Rutkevich I.* Ionization Waves in Electrical Breakdown of Gases // N.Y.: Springer-Verlag, 1993. P. 195–207.
 14. *Arad B., Gazit Y., Ludmirsky A.* A sliding discharge device for producing cylindrical shock waves // J. Phys. D: Appl. Phys. 1987. V. 20. № 3. P. 360–367.
 15. *Treshchalov A.B., Bashkin V.K.* Spectroscopic diagnostics of sliding discharge as an efficient excitation source for high-pressure gas mixtures // Proc. of Inter. Symp. on High Pressure Low Temperature Plasma Chemistry HAKONE VI Cork Irelenad, 1998. P. 29–34.
 16. *Treshchalov A., Jalviste E., Smerechuk A., Gerasimov G., Hallin R., Arnesen A.* VUV emission of Kr₂ molecules under high-current sliding discharge excitation // Proc. of Intern. Symp. on High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry HAKONE VIII. Univ. of Tartu, Estonia, 2002. P. 291–295.
 17. *Lissovski A., Treshchalov A.* VUV-VIS imaging of high-pressure pulsed volume discharge in argon // IEEE Transactions on Plasma Science. 2008. V. 36. № 4. P. 958–959.
 18. *Treshchalov A., Lissovski A.* VUV-VIS imaging of high-pressure pulsed discharge in argon // Proceedings of SPIE: Atomic and molecular pulsed lasers. VII. 2006. P. 69380Y-1–69380Y-10.
 19. *Lissovski A., Treshchalov A.* Emission of the third continuum of argon excited by a pulsed volume discharge // Physics of Plasmas. 2009. V. 16. № 12. Art. № 123501. 9 p.
 20. *Eckstrom D.J., Nakano H.H., Lorents D.C., Rothem T., Betts J.A., Lainhart M.E., Triebes K.J., Dakin D.A.J.* Characteristics of electron beam excited Kr₂^{*} at low pressures as a vacuum ultraviolet source // Appl. Phys. 1988. V. 64. № 4. P. 1691–1695.
 21. *Treshchalov A., Lissovski A.* Dye laser absorption probing of high-current pulsed volume discharge in argon // Proceedings of SPIE: Atomic and molecular pulsed lasers. VII. 2006. P. 62630L-1–62630L-8.
 22. *Sasaki W., Shirai T., Kubodera S.* Observation of vacuum-ultraviolet Kr₂^{*} laser oscillation pumped by a compact discharge device // Opt. Lett. 2001. V. 26. № 8. P. 503–505.
 23. *Hughes W.M., Shannon J., Hunter R.* 126.1-nm molecular argon laser // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 24. № 10. P. 488–490.
 24. *Wrobel W.-G., Röhr H., Steuer K.-H.* Tunable vacuum ultraviolet laser action by argon excimers // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. № 2. P. 113–115.
 25. *Neeser S., Schumann M., Langhoff H.* Improved gain for the Ar₂^{*} excimer laser at 126 nm // Appl. Phys. B: Lasers and Optics. 1997. V. 63. № 2. P. 103–105.
-