

# Излучение ксенона в спектральном диапазоне 120–800 нм при возбуждении диффузным и искровым разрядами

А.Н.Панченко, Д.В.Белоплов, В.В.Кожевников, М.И.Ломаев, Д.А.Сорокин, В.Ф.Тарасенко

*Исследовано излучение ксенона в спектральном диапазоне 120–800 нм при возбуждении субнаносекундными импульсами напряжения. Возбуждение осуществлялось диффузным и искровым разрядами в неоднородном электрическом поле при давлении ксенона от 0.3 до 3 атм. Показано, что при возбуждении ксенона серией последовательных импульсов напряжения длительностью 0.7 нс, проходящих с интервалом 30 нс, интенсивность излучения второго континуума ко второму и последующим импульсам напряжения уменьшается, а в послесвечении первого – возрастает. Подтверждено, что в импульсном диффузном разряде второй континуум димеров ксенона, который используется для получения лазерного и спонтанного излучений в ВУФ области спектра, вносит наибольший вклад в энергию излучения. Установлено, что широкополосное излучение в видимой области спектра ( $\lambda > 400$  нм) возникает при контрагировании разряда. Полученные результаты указывают на то, что из-за влияния динамического тока смещения на рin-диод в статьях В.И.Барышникова с соавторами, в которых при однородном разряде малой длительности излучение второго континуума ксенона не регистрировалось, была допущена ошибка при измерениях.*

**Ключевые слова:** излучение ксенона, второй континуум, ВУФ диапазон, диффузный и искровой разряды.

## 1. Введение

Излучение вторых континуумов димеров ксенона широко применяется для создания источников лазерного [1–3] и спонтанного излучения [4–6] с длиной волны 172 нм. Для возбуждения используются различные режимы однородных разрядов [4–8] и пучки электронов [1–3, 9]. Мощное излучение димеров ксенона, криптона и аргона было зарегистрировано в импульсных диффузных разрядах, формируемых в неоднородном электрическом поле убегающими электронами [6, 7, 10]. В частности в работе [6] получены импульсы излучения с максимумом на длине волны 172 нм, длительностью на полувысоте 8 нс и мощностью в полный угол  $\sim 1$  МВт при объеме разряда в Хе около  $1 \text{ см}^3$  и давлении 12 атм. С другой стороны, при возбуждении ксенона в искровом разряде было установлено, что основной вклад в спектр вносит рекомбинационное излучение [11]. Также отметим, что из области разряда в ксеноне при больших удельных энерговкладах (искровой и дуговой режимы горения) регистрируется планковское излучение равновесной плазмы [12–14].

В недавно опубликованных работах [15, 16] приведены амплитудно-временные и спектральные характеристики излучения ксенона, которые принципиально отличаются от данных, полученных ранее при возбуждении ксенона в диффузном разряде с наносекундным импульсом напряжения [5–7, 10]. В работе [16] утверждается, что «... спектр излучения плазмы высоковольтного разряда субнаносекундной длительности с полусферическим ка-

тодом в режиме объемного разряда в ксеноне имеет континуальную форму и может быть аппроксимирован в измеряемом диапазоне длин волн 110–400 нм распределением Планка с максимумом на длине волны 30 нм. Мощность излучения при энергии емкостного накопителя импульсного генератора около 0.3 Дж составляла 12 МВт, а длительность импульса излучения на полувысоте не превышала 1 нс. При этом характеристики спектра излучения практически не меняются при изменении давления рабочего газа в диапазоне 0.1–3 атм».

Создание компактного источника излучения с мощностью 12 МВт и максимумом спектрального распределения на  $\lambda = 30$  нм при энергии импульсов возбуждения всего 0.3 Дж очень перспективно для различных применений. Однако непонятно, почему авторы [15, 16] не регистрировали излучение димеров ксенона, которое наблюдается из однородной плазмы, формируемой пучками электронов или разрядами, во всех известных нам публикациях (см., напр., работы [2–4] и ссылки в них). В наших исследованиях [5–7, 10] при возбуждении ксенона наносекундными импульсами напряжения также наблюдалась интенсивная полоса второго континуума димеров ксенона.

Вторая особенность результатов работ [15, 16] состояла в наблюдении планковского излучения в однородном разряде при меньшей удельной мощности энерговклада по сравнению с энерговкладом в канальной стадии разряда. Разряд с каналами, как можно понять из [16], был получен при увеличении емкости конденсаторов в импульсном генераторе. Известно, что искровой разряд в ксеноне генерирует мощное рекомбинационное или планковское излучение в видимой и УФ областях спектра (см., напр., [11–14]), а в однородном разряде наблюдается излучение димеров ксенона [4–8, 10].

Также не совсем понятно, почему в приведенных выше работах (см. один и тот же рис.3 в [15] и рис.5 в [16]) амплитуда сигнала с быстрого рin-диода FDUK-1UVSKM остается практически постоянной при измене-

А.Н.Панченко, Д.В.Белоплов, В.В.Кожевников, М.И.Ломаев, Д.А.Сорокин, В.Ф.Тарасенко. Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, 634055 Томск, просп. Академический, 2/3; e-mail: alexei@loi.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 2 марта 2021 г., после доработки – 8 апреля 2021 г.

нии давления ксенона более чем на порядок. Хорошо известно, что с увеличением давления в диапазоне 0.3–3 атм интенсивность излучения димеров  $\text{Xe}_2^*$  из однородной плазмы, формируемой в ксеноне как пучком электронов, так и разрядом, возрастает.

Цель настоящей работы заключается в подробных исследованиях излучательных характеристик диффузного и контрагированного разрядов в ксеноне при давлении 0.3–3 атм, формируемых импульсами напряжения длительностью 0.7 нс, и в сравнении полученных результатов с данными работ [15, 16].

## 2. Экспериментальная установка и методики измерений

Для исследования излучательных и вольт-амперных характеристик разряда использовалась камера, схема которой приведена на рис.1. Камера имела два окна из  $\text{CaF}_2$ , перед которыми устанавливались вакуумный монохроматор, спектрометр, фотоэлемент ФЭК-22СПУ или фотоаппарат. Для формирования диффузного разряда при малых межэлектродных зазорах с наибольшим запаздыванием до момента формирования искры лучше всего использовать оба электрода с малыми радиусами кривизны. Как было установлено ранее [17], полярность импульсов напряжения не оказывала существенного влияния на формирование диффузного разряда, а при отрицательной полярности электрода с малым радиусом кривизны можно было легко зарегистрировать пучок убегających электронов [10, 18]. Поэтому в настоящей работе оба электрода были изготовлены из отрезков швейных игл длиной 5.6 мм с диаметрами оснований 0.75 мм и радиусами закруглений кончиков 40 мкм. Один электрод крепился к конусу, который переходил в цилиндр диаметром 6 мм, а второй – к плоскому заземленному фланцу. Применение двух электродов из игл с

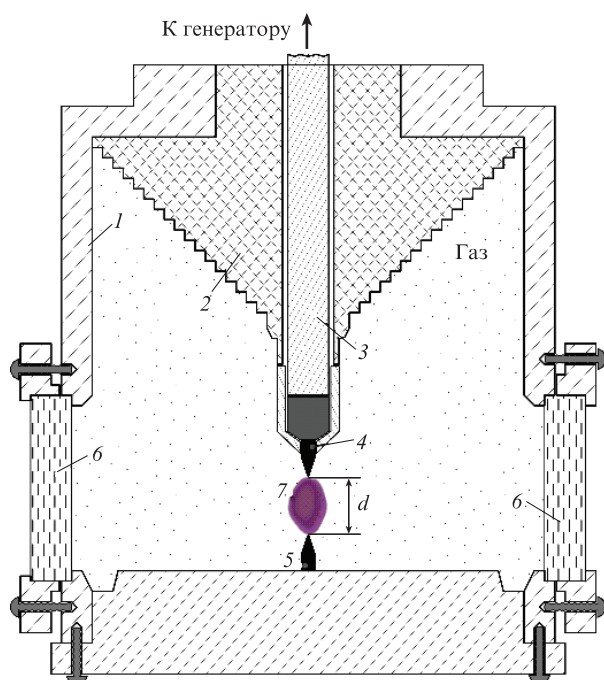


Рис.1. Конструкция разрядной камеры: 1 – корпус камеры; 2 – изолятор; 3 – высоковольтный ввод; 4, 5 – катод и анод в виде игл; 6 – окна из  $\text{CaF}_2$ ; 7 – область разряда;  $d$  = 4 мм – межэлектродный зазор.

малым расстоянием между ними позволяло уменьшить возбуждаемый объем как диффузного, так и контрагированного разрядов, и, соответственно, увеличить удельную вкладываемую энергию.

Свечение разряда фотографировалось цифровым фотоаппаратом. Спектры излучения регистрировались в области 200–800 нм с помощью спектрометра EPP2000C-25 (StellarNet-Inc.) с известной спектральной чувствительностью, а в области 120–540 нм для этого служил вакуумный монохроматор VM-502 (Acton Research Corp.). Временные характеристики излучения в отдельных спектральных диапазонах измерялись с помощью ФЭУ (ЕМ1 9781 В), который разрешал передний фронт сигнала длительностью  $\sim 3$  нс и задний фронт длительностью  $\sim 30$  нс, и фотодиода ФЭК-22СПУ с временным разрешением  $\sim 1$  нс. Для регистрации оптических сигналов, а также импульсов напряжения генератора применялся осциллограф TDS-3034 с шириной полосы 0.3 ГГц (2.5 Гц/с). Импульсы напряжения генератора регистрировались также цифровым осциллографом KeySight MSOS804A (6 ГГц, 20 Гц/с).

В экспериментах использовался генератор ГИН-55-01 [19], формирующий импульсы отрицательной полярности с амплитудой в падающей волне до 38 кВ и длительностью на полувывоте  $\tau_{0.5} \approx 0.7$  нс при длительности фронта  $\tau_{0.1-0.9} \approx 0.7$  нс. В результате амплитуда напряжения на разрядном промежутке в отсутствие пробоя могла достигать 76 кВ. Импульсы напряжения на электроды подавались по кабелю длиной 3 м с волновым сопротивлением 75 Ом и регистрировались емкостным делителем, который располагался вблизи разрядного промежутка или на расстоянии 1 м от него. На рис.2 показаны волны напряжения – падающая на разрядный промежуток и отраженная от него – в режиме холостого хода.

Подача импульсов напряжения на разрядный промежуток по кабелю длиной 3 м позволяла в течение первых 30 нс регистрировать излучение разряда, формируемого импульсом напряжения с длительностью на полувывоте 0.7 нс. Далее на промежуток приходили отраженные импульсы. В предварительных экспериментах длина межэлектродного зазора варьировалась от 1 до 10 мм. При его увеличении росло время запаздывания пробоя, который мог наблюдаться не в первом импульсе. При малых зазорах диффузный разряд возникал на фронте импульса напряжения, а время до его контрагирования уменьшалось.

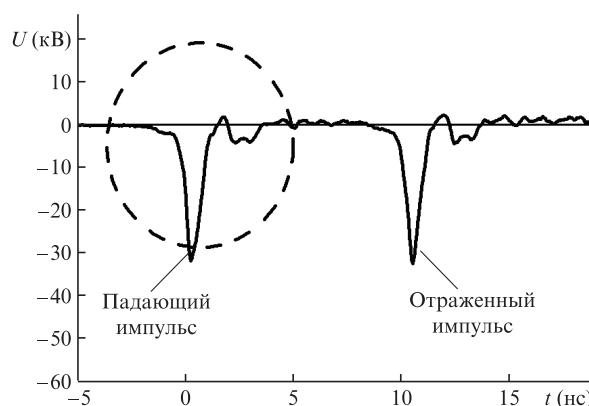


Рис.2. Осциллограммы падающей и отраженной волн напряжения в условиях холостого хода. Расстояние от емкостного делителя до камеры 1 м, амплитуда импульса напряжения на выходе генератора 32 кВ.

При больших зазорах контрагирование разряда отсутствовало. Данные, приведенные ниже, получены при межэлектродном зазоре  $d = 4$  мм и частоте следования импульсов 10 Гц. При этом переход диффузного разряда в искровой режим наблюдался во время прихода отраженных импульсов.

### 3. Результаты экспериментов

При  $d = 4$  мм и давлении ксенона 0.3–3 атм пробой промежутка наблюдался при напряжении в падающей волне 32 кВ с задержкой не более  $\sim 1$  нс. На рис.3 приведены импульсы напряжения, зарегистрированные емкостным делителем, установленным на расстоянии 9.5 см от разрядного промежутка. При пробое сопротивление плазмы разряда в ксеноне за доли наносекунды становилось существенно меньше волнового сопротивления кабеля. Поэтому часть импульса напряжения до пробоя (в режиме холостого хода) отражалась от разрядного промежутка с той же полярностью и амплитудой, а после пробоя – с противоположной полярностью. Волновое сопротивление генератора после формирования импульса напряжения менее чем за 15 нс становится существенно меньше, чем сопротивление кабеля. Соответственно импульсы напряжения и их отдельные части отражались от генератора с обратной полярностью. В результате первая часть импульса (до пробоя) приходила на промежутки с изменением полярности, а вторая часть импульса, вслед-

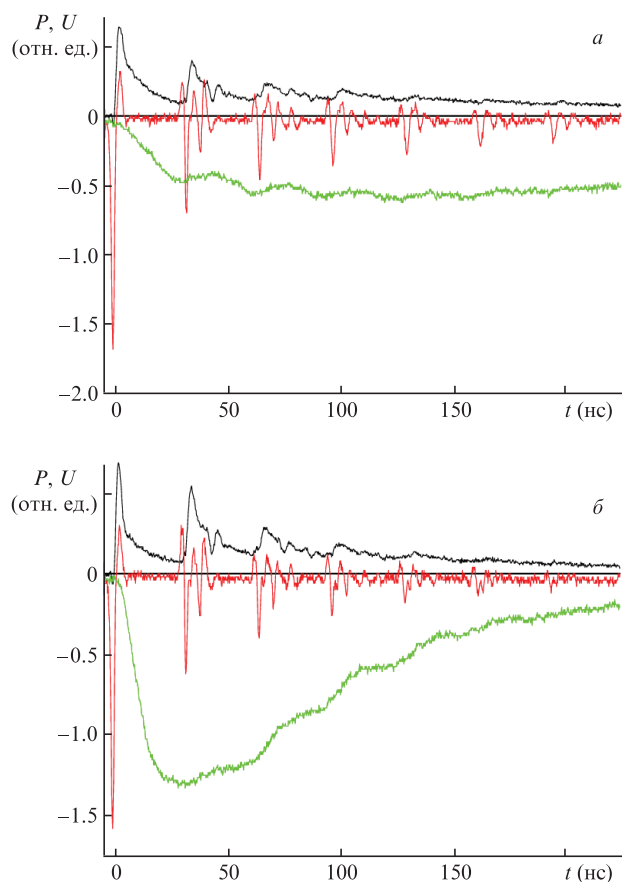


Рис.3. Осциллограммы импульсов напряжения ( $U$ , красная линия), мощностей излучения димеров ксенона на  $\lambda = 172$  нм ( $P$ , зеленая линия) и излучения, регистрируемого ФЭК-22 в области длин волн 200–600 нм ( $P$ , черная линия), синхронизированные во времени. Давление ксенона 0.6 (а) и 1.8 атм (б).

ствие быстрого пробоя и уменьшения сопротивления промежутка и генератора до малых значений, – без изменения полярности. Поэтому основная часть второго импульса имела ту же полярность, что и первый импульс.

Положительный выброс на рис.3 хорошо виден в втором импульсе. Кроме того, при последующих отражениях хорошо видны отрицательные импульсы. Число отраженных импульсов и их амплитуды зависели от сопротивления плазмы ксенона в промежутке. С ростом давления сопротивление плазмы увеличивалось, и число отраженных импульсов уменьшалось. Влияние сопротивления генератора и потери в кабеле были малыми. При сопротивлении промежутка, равном волновому сопротивлению кабеля, регистрировался только один импульс с длительностью на полувысоте 0.7 нс.

Данная установка позволяла в течение первых 30 нс наблюдать излучение ксенона при его возбуждении только импульсом напряжения с длительностью на полувысоте 0.7 нс. Вряд ли в работах [15, 16] импульсы напряжения были короче, что следует из приведенной в [16] схемы установки, в которой для генерации импульсов использовался ГИН с двумя разрядниками.

Наличие нескольких возбуждающих импульсов с интервалом между ними 30 нс, обусловленным наличием кабеля между генератором и разрядной камерой, позволяло нам получать дополнительную информацию о характеристиках излучения ксенона. Так, из рис.3 видно, что после прихода отраженных импульсов мощность излучения ксенона начинает расти, что можно объяснить дополнительным энерговкладом от данных импульсов. Аналогично ведет себя и мощность излучения разряда в видимой и УФ областях спектра.

Исследования показали, что при данных длительности импульса напряжения и межэлектродном зазоре в излучении разряда в ксеноне при давлении 0.3–1 атм второй континуум излучения димеров  $\text{Xe}_2^*$  с максимумом на  $\lambda = 172$  нм всегда имел наибольшую спектральную плотность энергии излучения  $Q$  в области 120–520 нм (рис.4).

Доминирование излучения второго континуума димеров ксенона указывает на формирование диффузного разряда в промежутке во время первого импульса напряжения. В приведенном спектре в области 200–400 нм видны излучение третьего континуума, который состоит из двух полос и наблюдается при различных способах возбуждения [7], а также широкая полоса в области длин волн, превышающих 400 нм. Эту полосу можно отнести к рекомбинационному излучению ксенона, которое фор-

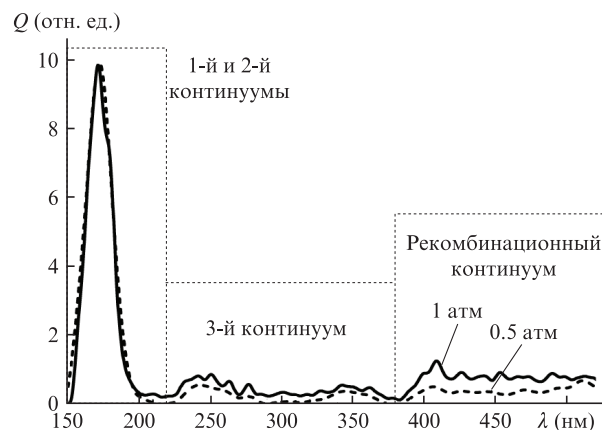


Рис.4. Излучение ксенона при давлениях 0.5 и 1 атм.

мируется в искровых разрядах [11]. С увеличением давления ксенона мощность излучения второго континуума возрастает, а длительность импульса на полувывсоте уменьшается (см. рис.3). Поэтому на рис.4 энергия излучения димеров ксенона при давлениях 0.5 и 1 атм остается постоянной. Спектральные плотности энергии излучения третьего континуума и рекомбинационного излучения с ростом давления ксенона увеличиваются.

Подчеркнем, что максимум распределения спектральной плотности энергии излучения второго континуума димеров ксенона наблюдается на  $\lambda = 172$  нм, и это излучение доминирует в области 150–520 нм. Вторые континуумы в данных экспериментах регистрировались во всем исследованном диапазоне давлений, как и третьи континуумы ксенона в области 250–400 нм. Интенсивность широкой полосы рекомбинационного излучения в области длин волн более 400 нм увеличивалась с ростом давления, что можно объяснить более быстрым переходом диффузного разряда в искровой.

Интегральная фотография разрядного промежутка и спектры излучения ксенона из различных областей разряда представлены на рис.5. При давлении 1 атм у катода видна область диффузного разряда диаметром около 2.5 мм и более яркое излучение искрового канала, которое имеет большую интенсивность у электродов. Диаметр данного яркого канала в этих условиях был около 0.7 мм. Как видно из рис.5,б, интенсивности свечения континуума с максимумом на длинах волн вблизи 500 нм и отдельных линий ксенона и материала электродов из плазмы существенно возрастают вблизи игл (электродов).

Полученные данные хорошо совпадают с нашими предыдущими результатами, полученными при формиро-

вании разряда импульсами напряжения с амплитудой 220 кВ и длительностью на полувывсоте в согласованном режиме 2 нс при использовании генератора РАДАН-220 [6, 7]. При увеличении давления амплитуда импульсов излучения второго континуума димеров ксенона возрастала, а их длительность сокращалась.

Излучение в области 200–520 нм имеет две основные компоненты (см. рис.3, 4). Первую, с малым временем высвечивания, можно отнести к излучению третьих континуумов ксенона в области 200–400 нм [7]. Вторая компонента принадлежит рекомбинационному излучению из контрагированного разряда [11]. Приход отраженных импульсов напряжения на разрядный промежуток вызывает увеличение интенсивности излучения третьих континуумов и рекомбинационного излучения, но на интенсивность второго континуума существенно не влияет (см. рис.3).

#### 4. Анализ основных результатов работ [15, 16]

В работах [15, 16] утверждается, что спектральное распределение излучения плазмы объемного высоковольтного разряда субнаносекундной длительности в Хе при давлении 0.1–3 атм может быть аппроксимировано планковским распределением с максимумом на  $\lambda = 30$  нм. При этом длительность импульса излучения и энерговыклад в плазму разряда не превышали 1 нс и 0.3 Дж. Однако оценки показывают, что такой энерговыклад недостаточен для нагрева возбуждаемого количества ксенона в работе [16] до указанной температуры  $1.1 \times 10^5$  К. Оценка проводилась по известному соотношению [20]:

$$q = CM(T_2 - T_1), \quad (1)$$

где  $q$  – количество теплоты;  $C$  – удельная теплоемкость;  $M$  – масса газа;  $T_2, T_1$  – конечная и начальная температуры соответственно. Согласно [21], теплоемкость при изохорном нагреве ксенона (в [16] указана длительность импульса напряжения 0.2 нс) составляет  $\sim 18.8$  Дж·моль<sup>-1</sup>·град<sup>-1</sup>. Количество ксенона в молях оценивалось исходя из давления и возбуждаемого объема ксенона (0.5–1 см<sup>3</sup>) в работе [16] (рис.6).

При давлении ксенона 1 атм энергозатраты на нагрев указанного объема ксенона до температуры  $1.1 \times 10^5$  К составляют 46–92 Дж, что существенно превышает энергозапас генератора. Кроме того, как отмечается в работе [14], характерные температуры плазмы мощных газоразрядных источников спонтанного излучения не превышают  $\sim 4$  эВ. Дальнейший рост температуры плазмы при

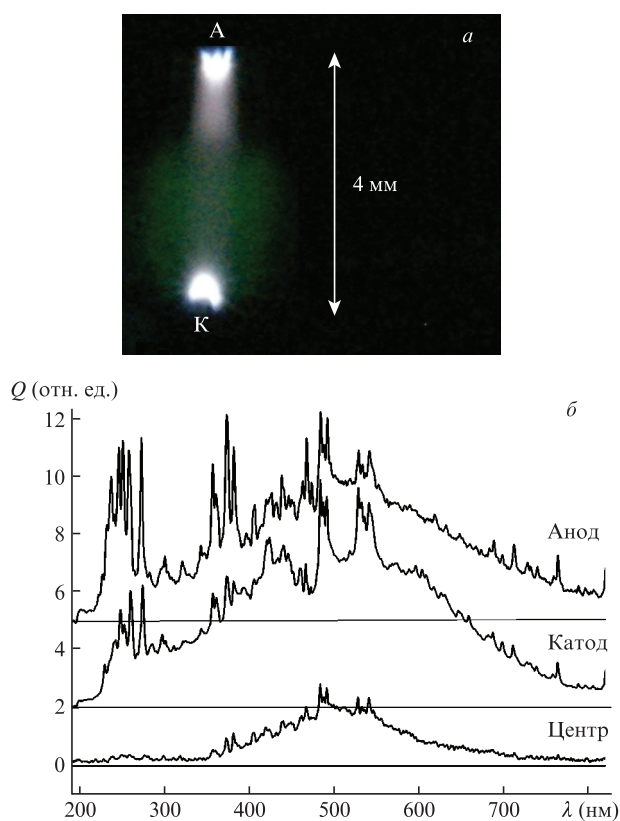


Рис.5. Интегральная фотография разряда в Хе (а), а также спектры излучения из центра разрядного промежутка и приэлектродных областей (б) при давлении ксенона 1 атм.

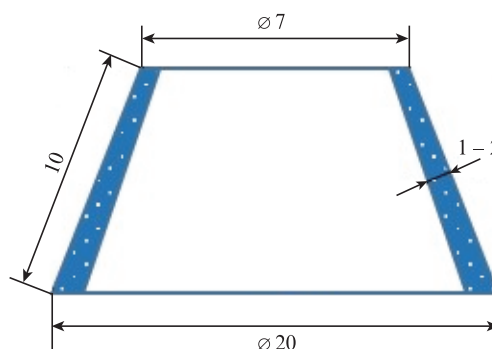


Рис.6. Оценочные размеры (в мм) области, возбуждаемой импульсным разрядом в режиме объемного горения в работе [16].

омическом нагреве в открытых разрядах без ограничения теплового расширения разрядной области неэффективен из-за уменьшения скорости передачи энергии от электронов к ионам. Дискуссионными также представляются полученные в работе [16] результаты, связанные, во-первых, с отсутствием влияния давления ксенона в диапазоне 0.1–3 атм на интенсивность излучения плазмы (рис.5 в работе [16]), а во-вторых, с длительностью импульса излучения плазмы разряда в режиме объемного горения, не превышающей 1 нс. Как известно, изменение давления приводит к изменению сопротивления плазмы, что вызывает изменение вкладываемой в плазму разряда энергии и, следовательно, интенсивности излучения. Характерную длительность импульса излучения остывающей равновесной плазмы, нагретой изначально до температуры  $T_{\max}$ , можно оценить на основе закона Стефана–Больцмана  $R = \sigma T^4$ , где  $R$  – энергетическая светимость,  $T$  – температура абсолютно черного тела,  $\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана. Оценим характерную длительность импульса излучения плазмы, учитывая лишь радиационные потери:

$$dq = mcdT = -\sigma T^4 dt, \quad (2)$$

где  $dq$  – энергопотери плазмы за время  $dt$ ;  $m$  и  $c$  – масса возбуждаемого газа и его удельная теплоемкость соответственно;  $S$  – площадь поверхности плазменного образования. Решение дифференциального уравнения (2) относительно мощности излучения  $P(t) = \sigma T^4$  имеет следующий вид:

$$P(t) = \sigma S \left( \frac{3\sigma S t}{mc} + \frac{1}{T_{\max}^3} \right)^{-3/4}. \quad (3)$$

График функции  $P(t)$  для условий работы [16] приведен на рис.7. Видно, что длительность импульса на полувысоте при мгновенном нагреве составляет  $\sim 7$  нс, что значительно превышает длительность импульса, приведенную в рассматриваемой работе. Кроме того, обращает на себя внимание несоответствие формы спадов импульсов в эксперименте [16] и на рис.7. Из всего сказанного следует, что сделанное в [15, 16] предположение о нагреве плазмы ксенона до температуры  $1.1 \times 10^5$  К и приведенные соответствующие характеристики излучения не подтверждаются простыми оценками параметров плазмы для условий экспериментов в этих работах.

Также в [15, 16] нет конкретных данных о величинах напряжения и тока разряда, а также об их длительностях и формах для условий «режима с объемным разрядом» и «режима со стримерным разрядом». Сообщалось только, что «Конструкция конденсаторов (C1 и C2) генератора Маркса позволяет изменять их емкость, что обеспечивает контроль длительности разрядного импульса». По-видимому, режим со «стримерным» разрядом в работе [16] соответствовал искровому разряду. При этом наблюдались импульсы излучения в видимой и ближней УФ областях спектра сравнительно большой длительности (см. рис.4 в [16]). Эти данные в основном совпадают с данными, полученными нами при исследовании контрагированных разрядов в ксеноне [6, 7].

Как показано в настоящей работе, в условиях диффузного разряда доминирует излучение вторых континуумов димеров ксенона в области 150–520 нм. При этом длительность импульса излучения существенно превышает длительность импульса возбуждения и, как и его ампли-

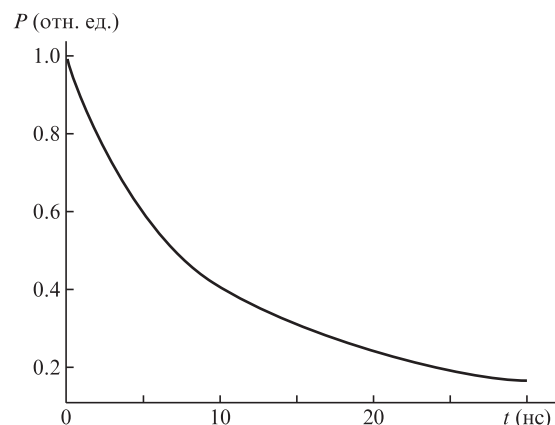


Рис.7. Зависимость от времени мощности излучения  $P$ , рассчитанная согласно (3).

туда, зависит от давления газа. В работе [16] на рис.3 приведен импульс излучения (сигнал с pin-диода при открытом окне в разрядную камеру), имеющий при давлении ксенона 0.3 атм длительность на полувысоте  $\sim 1$  нс. Зависимости амплитуд импульса с pin-диода для УФ и ВУФ областей спектра приведены в [16] на рис.5. Эти данные показывают, что мощность излучения слабо зависит от давления ксенона и существенно увеличивается по амплитуде при открытом окне pin-диода. Однако спектры излучения объемного разряда для диапазона длин волн 30–200 нм в работах [15, 16] отсутствуют.

Мы считаем, что небольшое изменение амплитуды сигнала с pin-диода при изменении давления ксенона, а также малая длительность импульса излучения в ВУФ области спектра указывают на ошибочность проведенных авторами [15, 16] измерений. Известно, что при подаче на разрядный промежуток импульса высокого напряжения с субнаносекундным фронтом коллектор [22], а также фотоприемник [23] через сетчатый анод могут регистрировать динамический ток смещения (ДТС) [24], который возникает при зарядке конденсатора, образованного фронтом плазмы и принимающим электродом коллектора или фотоприемника. При высоких перенапряжениях длительность импульса динамического тока смещения может составлять сотни пикосекунд, а амплитуда – единицы (десятки) ампер [24]. По-видимому, авторы [15, 16] не учли влияние ДТС на pin-диод.

Отсутствие мощных сигналов с pin-диода при разряде в «стримерном» режиме обусловлено ростом длительности фронта импульса напряжения при увеличении емкости конденсаторов в генераторе и, следовательно, уменьшением напряжения пробоя. Рост интенсивности излучения с уменьшением длины волны на рис.4 в [16] можно объяснить вкладом края полосы излучения второго континуума димера ксенона, интенсивность которого существенно превышает интенсивность излучения контрагированного разряда в других спектральных диапазонах, а также излучением третьего континуума ксенона.

## 5. Заключение

В результате исследований излучения ксенона при возбуждении импульсами напряжения с длительностью на полувысоте 0.7 нс установлено, что в спектре диффузного разряда в ксеноне доминирует излучение второго континуума димеров  $\text{Xe}_2^*$ . В диапазоне давлений 0.3–

3 атм его интенсивность увеличивается, а длительность импульса на полувысоте уменьшается. Это позволит при использовании протяженных электродов в виде лезвий создать лазеры на димерах ксенона с возбуждением диффузным разрядом [25]. В области 200–400 нм зарегистрировано излучение третьего континуума ксенона с малой длительностью импульса излучения. Дополнительное возбуждение плазмы ксенона серией импульсов напряжения, отраженных от разрядного промежутка и генератора, может приводить к контрагированию разряда и появлению широкополосного рекомбинационного излучения, на фоне которого видны линии ионов ксенона. Контрагирование разряда начинается вблизи электродов за счет взрывной эмиссии электронов [26]. Отметим, что на установках с протяженными электродами, имеющими малые радиусы кривизны, например в виде лезвий, можно формировать диффузный разряд в различных газах и получать эффективную генерацию в различных областях спектра, в том числе в ВУФ диапазоне [25, 27].

Из полученных спектров излучения и проведенного анализа также следует, что при субнаносекундной длительности импульсов возбуждения и достаточно больших разрядных промежутках планковское излучение не вносит заметного вклада в регистрируемое излучение ксенона. Мы считаем, что при измерениях в работах [15, 16] рpн-диод регистрировал динамический ток смещения [22–24] – сигнал малой длительности, которая, как и амплитуда, слабо зависела от давления ксенона.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИСЭ СО РАН, проект № FWRM-2021-0014.

- Басов Н.Г., Данилычев В.А., Попов Ю.М., Ходкевич Д.Д. *Письма в ЖЭТФ*, **12**, 473 (1970) [*JETP Lett.*, **12**, 329 (1970)]; [http://www.jetpletters.ac.ru/cgi-bin/articles/download.cgi/1735/article\\_26361.pdf](http://www.jetpletters.ac.ru/cgi-bin/articles/download.cgi/1735/article_26361.pdf).
- Koehler H.A., Ferderber L.J., Redhead D.L., Ebert P.J. *Appl. Phys. Lett.*, **21**, 198 (1972); <https://doi.org/10.1063/1.1654342>.
- Excimer Lasers*. Ed. by C.K.Rhodes (Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1979); DOI: 10.1007/978-3-662-11716-3.
- Boyd I.W., Zhang J.-Y., Kogelschatz U., in *Book Photo-Excited processes, Diagnostics and Applications* (Ed. by A.Peled). (The Netherlands: Kluwer Academic Publishers, 2003, p. 161–199).
- Ломаев М.И., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В., Скакун В.С., Ерофеев М.В., Лисенко А.А. *ИТЭ*, **5**, 5 (2006) [*Instruments Experimental Techniques*, **49**, 595 (2006)]; <https://doi.org/10.1134/S0020441206050010>.
- Ломаев М.И., Месяц Г.А., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х. *Квантовая электроника*, **37**, 595 (2007) [*Quantum Electron.*, **37**, 595 (2007)]; <http://dx.doi.org/10.1070/QE2007v037n06ABEH013528>.
- Бакшт Е.Х., Ломаев М.И., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф. *Квантовая электроника*, **36**, 576 (2006) [*Quantum Electron.*, **36**, 576 (2006)]; <http://dx.doi.org/10.1070/QE2006v036n06ABEH013232>.
- Герасимов Г.Н., Крылов Б.Е., Логинов А.В., Щукин С.А. *УФН*, **162**, 123 (1992) [*Sov. Phys. Usp.*, **35**, 400 (1992)]; <http://doi.org/10.1070/PU1992v035n05ABEH002237>.
- Алексеев С.В., Иванов Н.Г., Лосев В.Ф., Месяц Г.А., Михеев Л.Д., Ратахин Н.А., Панченко Ю.Н. *Квантовая электроника*, **49**, 901 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 901 (2019)]; <http://dx.doi.org/10.1070/QEL17050>.
- Bakst E.H., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Rybka D.V., Shulepov M.A., Tarasenko V.F. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42**, 9 (2009); <https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/18/185201>.
- Bakst E.Kh., Boichenko A.M., Galakhov I.V., Zolotovskii V.I., Lomaev M.I., Osin V.A., Rybka D.V., Tarasenko V.F., Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **17**, 782 (2007); <https://doi.org/10.1134/S1054660X0706002397>.
- Маршак И.С., Дойников А.С., Жильцов В.П., Кирсанов В.П., Ровинский Р.Е., Щукин Л.И., Фейгенбаум М.Г. *Импульсные источники света* (М.: Энергия, 1978).
- Камруков А.С., Козлов Н.П., Кузнецов С.Г., Протасов Ю.С. *Квантовая электроника*, **9**, 1429 (1982) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **12**, 910 (1982)]; <http://dx.doi.org/10.1070/QE1982v012n07ABEH005448>.
- Энциклопедия низкотемпературной плазмы*. Под ред. В.Е.Форттова (М.: Наука, МАИК «Наука/Интерпериодика», 2000, т. IV, с. 231–262).
- Baryshnikov V.I., Chirkov V.Y., Paperny V.L. *J. Phys.: Conf. Series*, **1393**, 4 (2019); DOI: 10.1088/1742-6596/1393/1/012037.
- Baryshnikov V.I., Paperny V.L., Chernykh A.A., in *7th Intern. Congr. Energy Fluxes Radiation Effects* (EFRE) (Tomsk, Russia, 2020, pp 107–110); DOI: 10.1109/EFRE47760.2020.9241968.
- Shao Tao, Tarasenko Victor F., Zhang Chen, Bakst Evgeni Kh., Zhang Dongdong, Erofeev Mikhail V., Ren Chenguan, Shut'ko Yuliya V., Yan Ping. *J. Appl. Phys.*, **113**, 10 (2013); <https://doi.org/10.1063/1.4794031>.
- Tarasenko V.F. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **29**, 21 (2020); DOI:10.1088/1361-6595/ab5c57.
- Efanov V.M., Efanov M.V., Komashko A.V., Kriklenko A.V., Yarin P.M., Zazoulin S.V., in *Ultra-Wideband, Short Pulse Electromagnetics 9* (New York: Springer, 2010, p. 301–305); DOI <https://doi.org/10.1007/978-0-387-77845-7>.
- Дубровский И.М., Егоров Б.В., Рябошапка К.П. *Справочник по физике* (Киев: Наукова думка, 1986).
- Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова (Москва: Энергоатомиздат, 1991).
- Beloplotov D.V., Lomaev M.I., Sorokin D.A., Tarasenko V.F. *Phys. Plasmas*, **25**, 7 (2018); <https://doi.org/10.1063/1.5046566>.
- Tarasenko V.F., Bakst E.K., Burachenko A.G., Beloplotov D.V., Kozyrev A.V. *IEEE Transact. Plasma Sci.*, **45**, 76 (2016); DOI:10.1109/TPS.2016.2637570.
- Shao T., Tarasenko V.F., Zhang C., Burachenko A.G., Rybka D.V., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Bakst E.Kh., Yan P. *Rev. Sci. Instrum.*, **84**, 7 (2013); <https://doi.org/10.1063/1.4807154>.
- Panchenko A.N., Sorokin D.A., Tarasenko V.F. *Progr. Quantum Electron.*, **76**, 36 (2021); DOI: 10.1016/j.pquantelec.2020.100314.
- Королев Ю.Д., Месяц Г.А. *Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде* (Новосибирск: Наука, 1982).
- Тарасенко В.Ф., Панченко А.Н., Кожевников В.В. *Квантовая электроника*, **50**, 900 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 900 (2020)]; <http://dx.doi.org/10.1070/QEL17384>.