

УДК 533.9.01

## Ультрафиолетовое излучение импульсно– периодических разрядов высокого давления в ксеноне

Градов В.М.<sup>1,\*</sup>, Желаев И.А.<sup>1</sup>,[\\*gradov@bmsu.ru](mailto:gradov@bmsu.ru)Коробков С.С.<sup>1</sup>, Филиппов М.В.<sup>1</sup><sup>1</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Экспериментально и теоретически исследованы факторы, определяющие эффективность излучения в ультрафиолетовом диапазоне импульсных ксеноновых ламп высокого давления с кварцевой оболочкой. Рассматриваются режимы периодического следования импульсов, в которых лампы работают в составе различного технологического оборудования, применяемого в фотохимии, фотомедицине, наноэлектронике, биологии и т.д. для обеззараживания сред, фотодеструкции молекул отходов, сохранения пищевых продуктов в нетепловых технологиях. Разработана реалистичная математическая модель стабилизированного стенкой разряда в составе внешней электрической цепи. На основе модели и экспериментов получены данные по влиянию параметров источника излучения (диаметра и длины разрядного канала, давления наполнения ксенона, длительности импульса, параметров разрядного контура) на эффективность радиации в области спектра 220–400 нм. Сделаны выводы о возможностях разряда в ксеноне при исключении влияния на результаты оптических свойств кварца, которые меняются от изделия к изделию и зависят от наработки ламп и, кроме того, могут деградировать в течение импульса тока. Полученные результаты расширяют представление о путях оптимизации источников излучения в коротковолновой области.

**Ключевые слова:** ультрафиолетовый диапазон спектра, источник излучения, ксенон, нестационарная плазма, перенос излучения, математическое моделирование

### Введение

Импульсные ксеноновые разрядные источники излучения лампового типа на протяжении многих лет находят широкое применение в различных производствах, оптических технологиях, светотехнике, военном деле, квантовой электронике и многих других отраслях науки и техники. Достоинством данных источников излучения является высокий КПД преобразования электрической энергии в энергию излучения, достигающий до 95%, широкий диапазон спектральных распределений в зависимости от удельной электрической мощности (от селективного спектра при низких мощностях до сплошного при высоких),

надежность конструкции с кварцевой оболочкой и отработанной схемой ввода электродов в колбу и многое другое. Одним из перспективных направлений применения ксеноновых ламп [1-5], а также ультрафиолетовых ламп других типов [6-8] является использование бактерицидного действия УФ-излучения для обеззараживания воздуха в помещениях, воды и продуктов в быту и на производстве. Имеется много данных о зависимости выхода излучения в различных областях спектра рассматриваемых ламп от электрической мощности, вкладываемой в разряд, параметров разрядного контура, геометрии и давления плазмообразующего газа [1, 5, 9-11]. Вместе с тем, существующая информация нуждается в обобщении и систематизации с единых позиций, если ставится вопрос о полноте использования возможности ксеноновых разрядов генерировать мощное излучение в различных областях спектра. Дело в том, что приводимые данные о спектральных распределениях зачастую не сопровождаются достаточно полной характеристикой условий, в которых они были получены: отсутствует полный набор данных по параметрам разрядного контура (индуктивность, емкость, активное сопротивление проводов и других элементов), по оптическим свойствам используемого кварцевого стекла оболочки, нет привязки излучательных характеристик к температуре и рабочему давлению ксенона и т.д. Хорошей основой для указанного анализа и обобщения может служить математическое моделирование процессов, протекающих в лампах непременно в составе разрядного контура при точной фиксации всех входных параметров эксперимента с получением комплекса характеристик плазмы, электрических параметров, температурных полей в оболочке.

В настоящей работе с помощью математической модели, реализованной в соответствующем программно-алгоритмическом комплексе, выполнено исследование влияния различных факторов на эффективность излучения ксеноновых разрядов в коротковолновой области спектра. В экспериментах реальный уровень излучения разряда в УФ-части спектра маскируется поглощением излучения кварцем, у которого как раз при продвижении в коротковолновую часть спектра пропускание начинает быстро падать. Ситуация осложняется тем, что в УФ-области происходит динамическое радиационное окрашивание кварца, что еще больше усугубляет описанную картину.

При моделировании процессов в плазме далее мы будем оперировать радиационными потоками на внутренней поверхности разрядной трубки, фиксировать которые в реальном эксперименте, понятно, невозможно. В результате появляется возможность изучить в чистом виде влияние различных факторов на излучательную способность разряда без искажения результатов кварцевым стеклом.

## **1. Математическая модель разряда**

Рассматривается аксиально- симметричный нестационарный разряд в ксеноне, стабилизированный цилиндрической кварцевой оболочкой. Принимается приближение локального термодинамического равновесия, при этом температуры электронов и тяжелых частиц принимаются совпадающими, а концентрации частиц подчиняющимся уравнению Саха. При расчете состава плазмы учитывается снижение потенциала ионизации. От-

клонения от ЛТР имеются в пристеночных зонах и не сильно сказываются на результатах расчета энергетических, спектральных и электрофизических характеристик разрядов при давлениях плазмы около 0.5 МПа и выше и температурах (7-14)  $10^3$  К. Система дифференциальных уравнений выражает законы сохранения энергии, импульса и массы и записывается в виде [9- 11]

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \left( \varepsilon + \frac{v^2}{2} \right) + (\nabla \nabla) \rho \left( \varepsilon + \frac{v^2}{2} \right) = - \operatorname{div} p \bar{\mathbf{v}} + q + \bar{\mathbf{F}} \bar{\mathbf{v}} - \operatorname{div} \bar{\mathbf{F}}_t, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{\mathbf{v}}}{\partial t} + \rho (\nabla \nabla) \bar{\mathbf{v}} = - \nabla p, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \bar{\mathbf{v}} = 0.$$

где  $\varepsilon, \rho, \bar{\mathbf{v}}, p, q, \bar{\mathbf{F}}_t, \mathbf{F}$  - удельная внутренняя энергия плазмы, плотность среды, скорость плазмы, давление, мощность объемных источников энергии, вектор плотности потока тепла за счет теплопроводности, внешняя сила, соответственно.

Перенос излучения на длине волны  $\lambda$  в настоящей работе рассматривается в диффузионном приближении [11]. Возможно прямое интегрирование интенсивности излучения по пространству в условиях цилиндрической геометрии (например, [12]).

Уравнения разрядного контура с дежурной дугой

$$\frac{dI}{dt} = \frac{1}{L_k} [U_c - (R_k + R_p)I - I_d R_p - U_{ak}] \quad (3)$$

$$\frac{dU_c}{dt} = - \frac{1}{C} I. \quad (4)$$

где  $I, U_c, L_k, R_k, R_p, I_d, U_{ak}$  - электрический ток, напряжение на конденсаторе, индуктивность, активное сопротивление контура и омическое сопротивление разряда, ток дежурной дуги и анодно-катодное падение напряжения, соответственно. В составе разрядного контура присутствует нелинейный элемент – сопротивление разряда, являющееся функцией суммы тока основного разряда и дежурной дуги.

При  $t=0$  задается начальное напряжение на конденсаторе и ток через разрядный промежуток, равный току дежурной дуги.

Оценки и эксперимент показывают, что при длительностях импульса тока 120-150 мкс и выше можно считать, что давление успевает выравниваться по объему разрядного промежутка. Тогда, преобразуя (1) с учетом (2), и, опуская уравнение движения, получим для азимутально симметричного разряда математическую модель в следующем виде

$$\begin{aligned} c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} + c_p \rho \cdot V \frac{\partial T}{\partial r} = \\ = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda(T, p) \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \sigma(T, p) E^2 - \operatorname{div} \mathbf{F} + \frac{dp}{dt}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r V \rho) = 0, \quad (6)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{F} = c \int_0^\infty k'_\lambda(T, p, \lambda) [U_{\lambda p}(T) - U_\lambda] d\lambda, \quad (7)$$

$$\frac{1}{3} \frac{d}{dr} \left( \frac{1}{k'_\lambda} \frac{dU_\lambda}{dr} \right) + k'_\lambda (U_{\lambda p}(T) - U_\lambda) = 0, \quad (8)$$

$$\frac{p^0}{kT^0} = \frac{2}{R^2} \int_0^R n_T(r, p) r dr, \quad (9)$$

$$R_p = \frac{L}{2\pi \cdot \int_0^R \sigma(T, p) r dr}, \quad (10)$$

$$E = IR_p / L, \quad (11)$$

Здесь  $T$  – температурное распределение в плазме;  $\sigma, \lambda, k'_\lambda$  – коэффициенты электро- и теплопроводности и оптического поглощения плазмы на длине волны  $\lambda$  с учетом вынужденного испускания;  $c_p, \rho, p$  – теплоемкость, плотность и рабочее давление в разряде;  $R$  – радиус разрядного канала (внутренний радиус разрядной трубки);  $c$  – скорость света;  $E, F$  – напряженность электрического поля и плотность интегрального по спектру радиального потока излучения в точке с текущей радиальной координатой  $r$ ;  $F_\lambda$  – плотность спектрального потока излучения;  $U_{\lambda p}, U_\lambda$  – равновесная объемная плотность энергии излучения и объемная плотность энергии излучения, устанавливающаяся в плазме;  $p^0, T^0$  – начальные давление наполнения и температура плазмообразующей среды;  $n_T$  – радиальное распределение тяжелых частиц в разряде,  $L, V$  – межэлектродное расстояние и скорость движения плазмы.

Уравнение (9) отражает условие сохранения массы газа в герметичном объеме, (10) – (11) – запись закона Ома.

Дополнительные соотношения к уравнениям (3) – (6) формулируются в следующем виде:

$$t = 0, \quad T(0, r) = T_n(r); \quad U_c = U_0; I = I_0; V = 0;$$

$$r = 0, \quad \frac{dT}{dr} = 0, \quad V = 0; \quad r = R, \quad V = 0, \quad T = T_w,$$

Для уравнения (8) краевые условия следующие

$$r = 0, \quad \frac{dU_\lambda}{dr} = 0,$$

$$r = R, \quad U_\lambda = -\frac{A}{k_\lambda} \cdot \frac{1 + \rho_\lambda}{1 - \rho_\lambda} \frac{dU_\lambda}{dr}$$

где  $T_n(r), U_0, I_0, T_w, \rho_\lambda$  – начальное распределение температурного поля, начальные напряжение на конденсаторе и электрический ток, температура и коэффициент отражения излучения на границе плазменного столба, соответственно.

Выписанная система уравнений решается численными методами [13]. При решении дифференциальных уравнений используется метод конечных разностей. Для (5) интегро-интерполяционным методом строится двухслойная консервативная однородная неявная разностная схема квазилинейного типа с трехдиагональной матрицей, имеющая порядок аппроксимации  $O(\tau + h)$ , где  $\tau$  и  $h$  – шаги по времени и координате. Обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка (8) аппроксимируется на трехточечном шаблоне и сводится также к системе алгебраических уравнений с трехдиагональной матрицей. Получающиеся системы разностных уравнений решаются последовательными прогонками. Для квазилинейных разностных уравнений применяются итерационные процедуры с релаксацией. Краевые условия аппроксимируются на граничном двухточечном шаблоне, включающем крайнюю точку сетки и половинный узел с порядком аппроксимации по пространственной координате, равным 2. Оценки аппроксимации, устойчивости и сходимости разностных решений базировались на [13].

При решении электротехнических уравнений внешней цепи применяются неявные схемы типа схем трапеций или Гира, т.к. данная система уравнений на переднем фронте импульса тока из-за большого омического сопротивления плазменного столба оказывается жесткой.

## 2. Материальные функции плазмы

Использование возможностей разработанной модели и соответствующего программно-алгоритмического комплекса требует весьма серьезной базы данных по термодинамическим, теплофизическим и оптическим свойствам плазмы и по материалам конструкции. В настоящей работе исследования основываются на методическом и программном обеспечении базы данных, созданной в [9,10, 14, 15]. Большая часть характеристик получена расчетным путем, т.к. для моделирования требуется точная привязка всех коэффициентов модели к температуре, давлению и частоте излучения (в случае коэффициента поглощения). Отработка методики расчета свойств плазмы и проверка точности созданных массивов данных выполнена в [9,10, 15] при исследовании источников излучения с широкой номенклатурой плазмообразующих сред (инертно- и металлогазовых смесей).

Вычисления электронных коэффициентов переноса (электропроводности и электронной теплопроводности) выполнены с помощью одного из правил смеси с хорошо установленной точностью на основании метода Фроста. Составляющие коэффициента теплопроводности, связанные с тяжелой компонентой, рассчитываются с учетом ионов, нейтральных частиц и переноса энергии ионизации [16].

Для получения комплекса материальных функций плазмы, необходимых для моделирования, требуется множество данных по сечениям упругих столкновений электронов и тяжелых частиц, ионов и нейтральных атомов, параметрам интегралов столкновений тяжелых частиц, которые заимствуются из большого числа различных источников. Соответствующая библиография приведена в [15, 16].

При расчете коэффициента поглощения учитываются фотоионизация атомов и ионов, торможение электронов в полях нейтралов и ионов, дискретные переходы связанных

электронов [11,14,15]. Данные по энергетической структуре уровней ксенона и номенклатуре линий заимствуются из [17,18]. В случае ЛТР суммарный коэффициент поглощения зависит от длины волны излучения, температуры и давления. Наиболее существенная фотоионизационная составляющая суммарного коэффициента поглощения вычисляется непосредственным суммированием по уровням тонкой структуры. Квантовые дефекты дискретных уровней аппроксимируются методом наименьших квадратов. Свободно - свободные переходы электронов в полях ионов учитываются по Крамерсу с введением фактора Гаунта. Принимается во внимание также поглощение, связанное с обратным тормозным эффектом в полях нейтральных частиц. Линейчатый спектр образуется в результате перекрытия крыльев линий, уширенных различными механизмами – резонансным, доплеровским, вандерваальсовским, а также штарковскими электронами и ионами. Ударные ширины линий электронами, обусловленные эффектом Штарка, вычисляются в соответствии с нестационарной теорией Собельмана - Вайнштейна. Для ряда линий существенно квазистатическое уширение ионами. В связи с узостью спектральных линий и их большим количеством перенос излучения в линиях сильно осложняет решение задач лучистого теплообмена. В настоящей работе выполняется прямое интегрирование спектров по частоте. При этом количество спектральных интервалов доходит до 800-900. Профиль линии рассчитывается как фойхтовский.

### 3. Обсуждение результатов расчета и экспериментов

Экспериментальная часть работы выполнялась на стенде, оборудование которого позволяет измерять в течение импульса зависимости от времени тока разряда, напряжения на конденсаторе и на разрядном промежутке (рис.1), спектры излучения в диапазоне 250-1025 нм, временной ход температуры внешней поверхности оболочки и энергетические потери на стенке. В исследованиях использовалось следующее измерительное оборудование стенда [19]:

спектрально-диагностический комплекс Спектр-01К,  
спектрометр Solar TiiS150-2-3648,  
делитель напряжения ДНПИНТЕКНVP-39pro  
пояс Роговского (N =135 витков,  $d_{\text{вн}}=2$  см., кабель РК50,  $l=250$ см. )  
токовый шунт T&M Research Products, IncSDN-001  
цифровой осциллограф TDS-2004C/TDS1002B  
мостовой измеритель LRC импеданса UT -612 (UNI-T)  
мультиметр Mastech MY65.

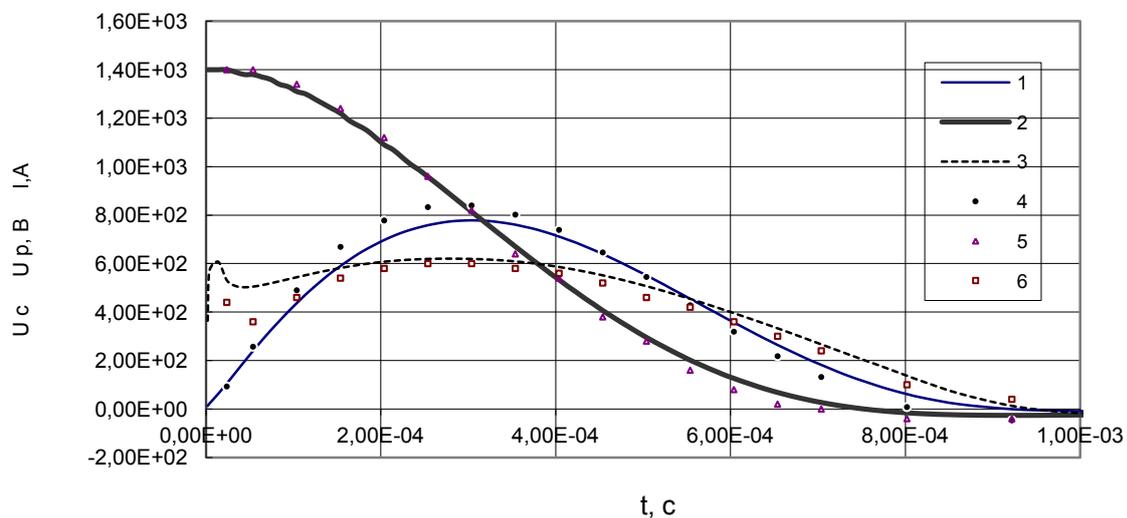
В состав комплекса Спектр-01К входят 6- канальный приемно-преобразовательный блок (ППБ), блок обработки и сопряжения (БОС) и персональный компьютер. Основу ППБ комплекса составляют фотоэлектрические приёмники излучения, четыре из которых обладают узкими спектральными характеристиками в различных спектральных диапазонах от УФ до ближнего ИК, пятый измеряет мощность излучения в диапазоне от УФ до среднего ИК и регистрирует интегральную энергию излучения в полосе прозрачности воздуха, шестой - пироэлектрический датчик. Спектрометр Solar представляет собой циф-

ровое устройство на основе ПЗС матрицы, предназначенное для преобразования светового сигнала в цифровой двоичный код и вывода массива данных в виде зависимости интенсивности источника излучения от длины волны (в относительных единицах). В составе спектрометра используются 2 независимых спектральных канала: первый канал – 200-390 нм, второй – 400-680 нм. Спектральное разрешение каналов 0,07 нм. Методика измерений и подробные технические характеристики приборов описаны в [19].

Изменение электрических характеристик в течение импульса демонстрирует рис.1.

Средняя по времени импульса удельная электрическая мощность, соответствующая условиям рис.1, равна  $\langle w \rangle = 97 \text{ кВт/см}^3$ . Величина  $\langle w \rangle = W_0 / (V_p \tau_{0.35})$ , где  $W_0$ ,  $\tau_{0.35}$ ,  $V_p$  - энергия, запасенная в конденсаторе, длительность токового импульса на уровне 0.35 от максимального значения и объем разрядного промежутка.

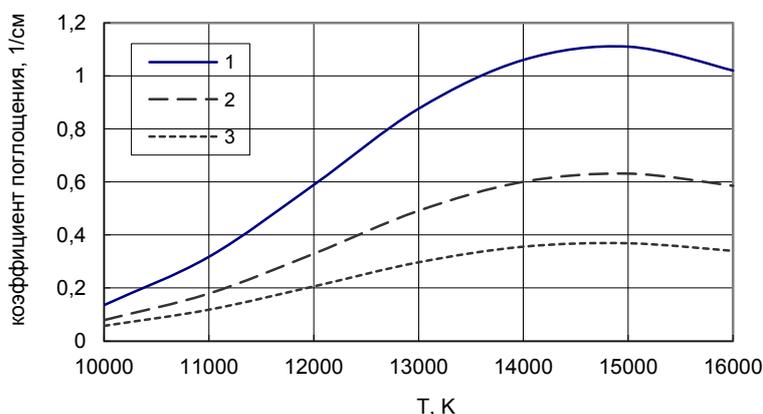
Расчетные и экспериментальные данные совпадают достаточно хорошо при том, что начальная стадия развития разряда (примерно 10-40мкс) характеризуется значительной неопределенностью как пространственной локализации начального после пробоя канала разряда, так и его параметров. Совпадение расчета и эксперимента по временным зависимостям тока, напряжения на конденсаторе и напряжения на разрядном промежутке в пределах 5-12% имеет место в широком диапазоне параметров разрядного контура и источника излучения ( $\langle w \rangle = 40-500 \text{ кВт/см}^3$ , радиусы разрядной трубки  $R=0.15-0.8 \text{ см}$ , длительности  $\tau_{0.35}=100-1000 \text{ мкс}$ ). С приближением к нижней границе длительности импульса расхождение расчета с экспериментом увеличивается в силу указанной выше неопределенности с инициированием и расширением начального разрядного канала.



**Рис.1.** Зависимость электрического тока  $I$  (1,4), напряжения на конденсаторе  $U_c$  (2, 5) и напряжения на разрядном промежутке  $U_p$  (3, 6) от времени в течение импульса тока. Начальное напряжение на конденсаторе  $U_0=1400\text{В}$ , емкость  $C_k=268 \text{ мкФ}$ , индуктивность контура  $L_k=187 \text{ мкГн}$ , внутренний радиус разрядной трубки  $R=0.35 \text{ см}$ , межэлектродное расстояние  $l=12 \text{ см}$ , активное сопротивление контура  $R_k=0.25 \text{ Ом}$ , давление наполнения ксенона  $p_0=0.036 \text{ МПа}$ . 1-3 – расчет, 4-6 – эксперимент.

КПД излучения разряда в УФ- области спектра определяется радиусом разрядного промежутка, температурным полем, давлением и оптической плотностью плазмы, а также эффективностью ввода энергии в разряд.

На рис.2 представлены температурные кривые коэффициента поглощения в трех спектральных интервалах. У XeI имеются оптически плотные резонансные линии 146.96, 129.56, 125.02, 119.20 нм, в центрах которых значение коэффициента поглощения достигает  $\sim 10^4$ - $10^5$  см<sup>-1</sup>. Непрерывный коэффициент поглощения у ксенона падает с уменьшением длины волны вплоть до спектральной области, в которой определяющими становятся крылья резонансных линий. С ростом температуры коэффициент поглощения растет, достигая максимума при (13-15) 10<sup>3</sup> К (в зависимости от давления), что благоприятно для повышения выхода излучения до тех пор, пока радиационный перенос в плазме не начнет переходить в режим лучистой теплопроводности и среда все больше будет светить поверхностными слоями. Такой режим реализуется при определенных диаметрах канала и удельных электрических мощностях.



**Рис.2.** Зависимость коэффициента поглощения ксеноновой плазмы от температуры. Давление плазмы  $p=1.5$  МПа. 1 – 360-430 нм, 2 – 250 – 360, 3 – 215 – 250 нм.

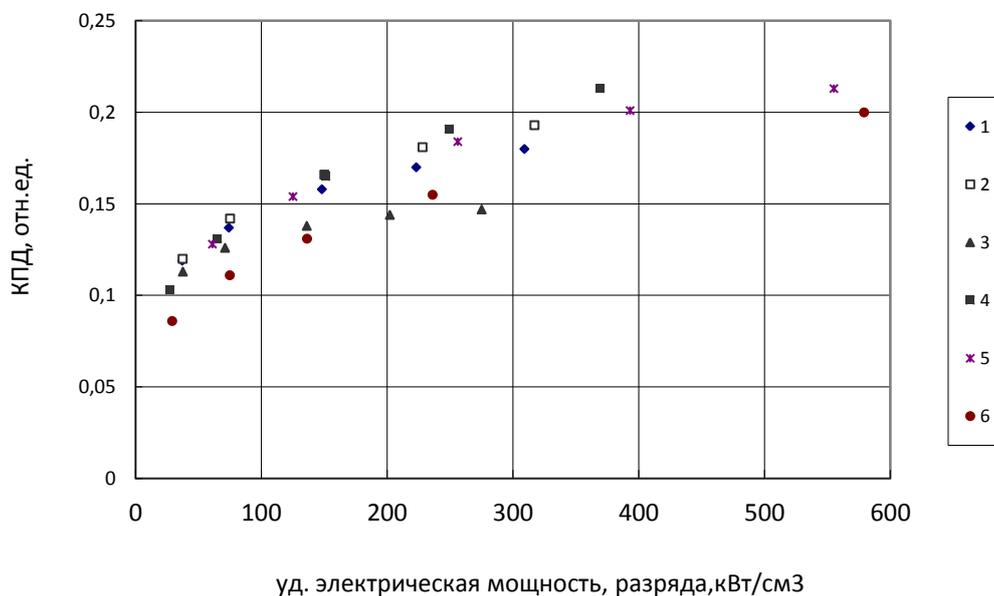
Доля энергии, вкладываемая в разряд, зависит от соотношения активных электрических сопротивлений плазмы и разрядного контура. Имеется сложная зависимость между электрическим сопротивлением плазменного столба, оптической плотностью, температурой плазмы и диаметром канала, от которых зависит интенсивность излучения. При этом сопротивление формируется разрядным током и одновременно само влияет на величину и крутизну фронта тока в электрическом контуре.

На рис.3 представлен КПД в УФ-диапазоне в зависимости от удельной электрической мощности, вкладываемой в разряд. Последняя величина характеризует энергетику только разряда, т.е. потери энергии в разрядном контуре и на электродах исключаются. Варьируются размеры разрядного промежутка и давление наполнения, причем параметры внешней электрической цепи зафиксированы. Видно, что наибольшее влияние на КПД оказывает мощность разряда. При изменении удельной мощности от 30 до 600 Вт/см<sup>3</sup>

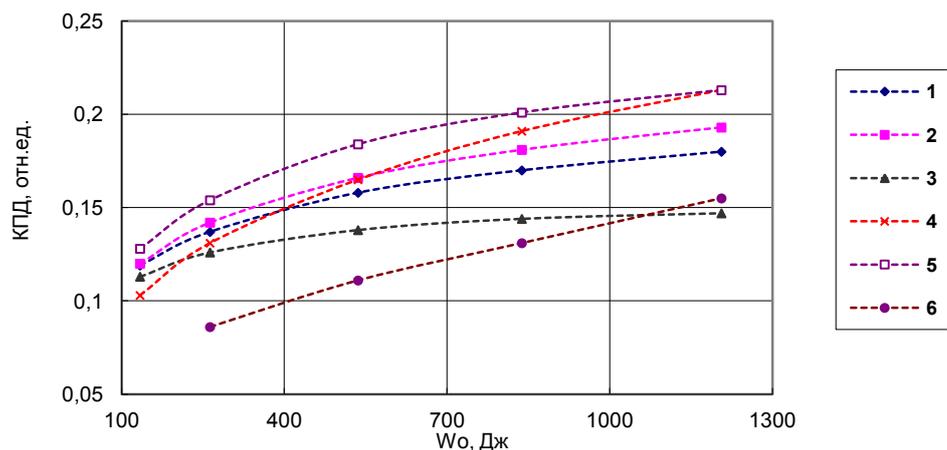
КПД растет более, чем в 2 раза. Влияние остальных параметров не столь велико. При увеличении давления имеет место насыщение в росте КПД (кривые 1- 3), когда переход от начального давления  $p_0=0.015$  мПа к  $p_0=0.036$  мПа дает увеличение КПД на 12-15%, а дальнейший рост  $p_0$  дает прирост КПД только на 3-5%. Сам этот факт в общем известен для широкого интервала спектра [20], наши расчеты подтверждают его справедливость и для относительно узкой спектральной области. В зависимости КПД от радиуса разрядной трубки имеется оптимум, который соответствует примерно  $R=0.275$  см.

Интересно посмотреть, как ведет себя КПД в привязке к энергии, запасенной в конденсаторе (рис.4), т.е. речь идет о том, что задана энергия, и надо определить условия, при которых выход УФ-излучения будет наибольшим. Здесь вступает в дело еще один фактор: эффективность ввода электрической энергии в разряд. Из рис.4 следует, что наилучшим оказывается режим 5 с  $R=0.275$  см и  $l=12$  см.

Варианты 1 и 4 имеют одинаковые объемы излучающей плазмы, но разные радиусы разряда и межэлектродное расстояние  $L$ . Уменьшение  $R$  и увеличение  $L$  приводит к росту электрического сопротивления плазменного столба и, соответственно, эффективности ввода энергии в разряд. Однако при этом возрастает длительность импульса и снижается удельная мощность. Одновременно уменьшение  $R$  снижает оптическую плотность плазмы, облегчая при высоких температурах выход излучения из горячих центральных областей разряда, и меняет максимальную по времени среднюю температуру плазмы с соответствующим сдвигом максимума функции Планка.



**Рис. 3.** Зависимость КПД излучения в области 220-400 нм от удельной электрической мощности, вводимой в разряд. 1 – параметры внешнего электрического контура ( $C_k$ ,  $L_k$ ,  $R_k$ ), размеры разрядного канала и давление наполнения ксенона те же, что и на рис.1, 2 – то же, что и 1, но  $p_0=0.05$  мПа, 3 – то же, что и 1, но  $p_0=0.015$  мПа, 4- то же, что и 1, но  $R=0.275$  см,  $l=19.4$  см, 5 - то же, что и 1, но  $R=0.275$  см,  $l=12$  см, 6 - то же, что и 1, но  $R=0.2$  см,  $l=30$  см.

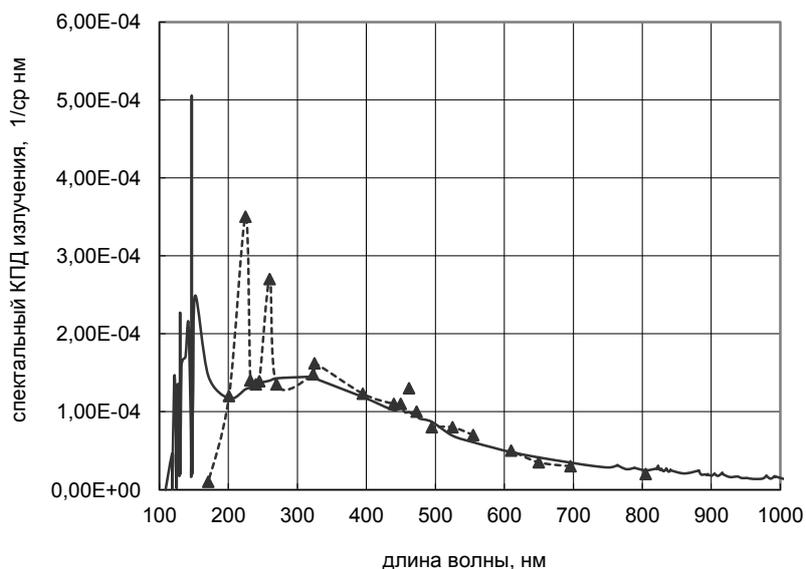


**Рис. 4.** Зависимость КПД излучения в области 220-400 нм от энергии, запасенной в конденсаторе. 1 –6 – полностью соответствуют рис.3.

Суммарное действие указанных факторов приводит к тому, что превышение КПД в условиях 4 над режимом 1 имеет место (рис 4) при  $W_0 > 400$  Дж и доходит почти до 12% при больших  $W_0$ .

Наибольшее различие в КПД имеет место для условий 4 и 6 (рис.3) и 5, 6 (рис.4). При фиксированной удельной мощности различие составляет 25-35%, тогда как при одинаковой энергии различие в КПД доходит до 40-50%.

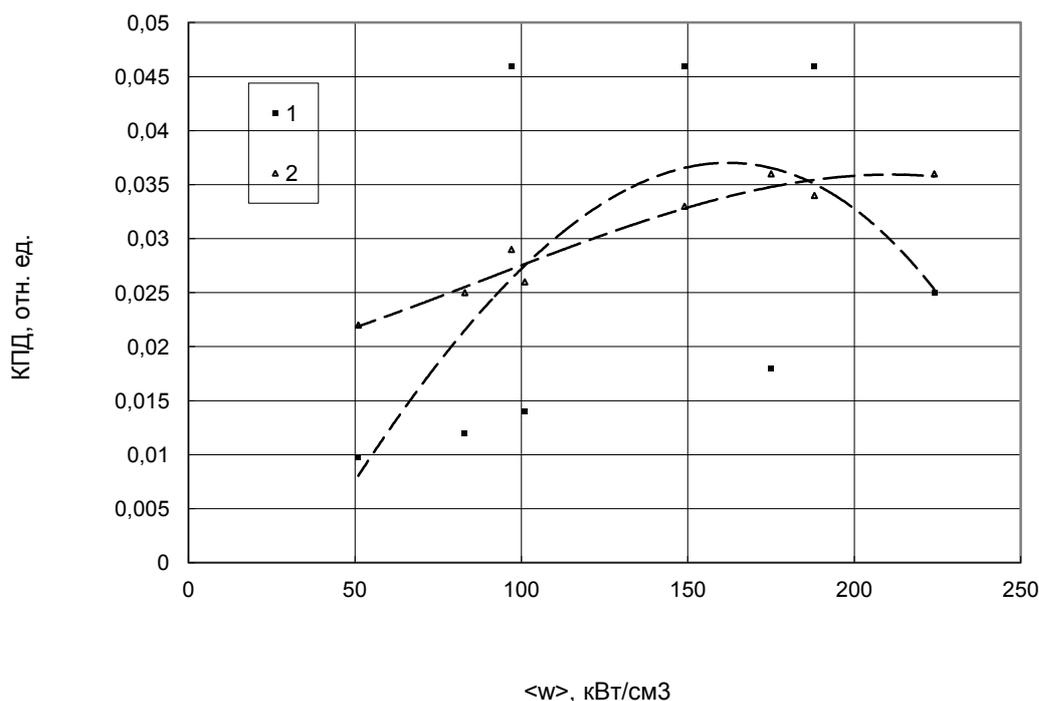
На рис.5 приведен расчетный спектральный КПД излучения в сравнении с экспериментальными данными.



**Рис.5.** Спектральное распределение КПД излучения разрядов ксеноне. Сплошная линия – расчет, точки – эксперимент [20].  $U_0=2400$ В,  $C=300$  мкФ,  $L_k=30$  мкГн (длительность импульса 270 мкс),  $R=0.35$  см,  $l=12$  см,  $R_k=0.05$  Ом,  $\rho_0=0.036$  Мпа,  $\langle w \rangle = 780$  кВт/см<sup>3</sup>.

В целом совпадение кривых удовлетворительное. Два полученных в эксперименте выброса в УФ-области связаны, по-видимому, с излучением в линиях продуктов разложения кварца (Si), этот процесс в данной работе не рассматривался. Возможно также, что это группа линий XeII. В УФ-области расчет четко демонстрирует упомянутые резонансные линии XeI, для которых ярко выражен эффект самопоглощения. Область спектра вблизи линий лежит за коротковолновой границей пропускания кварца (около 180-220 нм), полностью поглощается тонкими поверхностными слоями стабилизирующих разряд оболочек и в экспериментах не видна. Этот диапазон вносит решающий вклад в энергетические потери на стенке.

Сильное влияние оптических свойств кварцевой оболочки на выход УФ-излучения наглядно показывает рис.6, на котором приведен сводный график результатов расчета и эксперимента для диапазонов параметров источника излучения и разрядного контура, указанных в подрисуночной подписи. В экспериментах использовались как новые лампы, так и отработавшие несколько тысяч импульсов. Очевиден значительный разброс экспериментальных значений КПД излучения. Эти значения усредняет расчетная кривая, которая отражает баланс энергии на внутренней поверхности разрядной трубки.



**Рис. 6.** Зависимость КПД в интервале 250-290 нм от удельной электрической мощности  $\langle w \rangle$ .

1- экспериментальные данные настоящей работы, 2 - результат моделирования. Начальное напряжение на конденсаторе  $U_0=1400 - 1480$  В, емкость  $C=60 - 268$  мкФ, индуктивность контура  $L_k=15 - 187$  мкГн, внутренний радиус разрядной трубки  $R=0.35$  см, межэлектродное расстояние  $l=12$  см, активное сопротивление контура  $R_k=0.12 - 0.25$  Ом, давление наполнения ксенона  $p_0=0.036$  МПа.

## Заключение

На основе реалистичной математической модели, описывающей работу источника излучения в составе внешней электротехнической цепи, с учетом переноса излучения в непрерывном спектре и линиях, установлена связь мощности и энергии излучения разряда в технологически интересном диапазоне 220–400 нм от геометрических параметров излучателя, тока индуктивности, емкости и активного сопротивления цепи, длительности импульса. Показано, что при оптимизации указанных характеристик возможно повышение КПД УФ-излучения на 20-25 %. Данные моделирования отражают свойства и возможности разряда и свободны от неопределенности, связанной с неточно известной кривой оптического пропускания кварца, меняющейся от образца к образцу, а также в процессе прохождения импульса тока. Выявлен существенный разброс данных по КПД в УФ-области, объясняемый нестабильностью оптических характеристик кварца.

В реальных условиях плазма находится в поле собственной радиации, формируемой в результате отражения излучения от поверхностей осветителя. При этом степень изменения характеристик разрядов сильно зависит от оптической плотности плазмы. В варианте оптически прозрачной среды (пониженное давление, слабые электрические режимы) плазма мало чувствительна к возврату излучения даже при значениях коэффициентов отражения на уровне 0.98-0.99. Предварительные расчеты показывают, что можно оптимизировать давление, режимы и диаметр разрядного промежутка, обеспечивая существенный рост КПД излучения в заданных диапазонах спектра за счет возврата излучения в непроизводительных спектральных областях.

## Список литературы

1. Hancock P., Curry R.D., McDonald K.F., Altgilbers L. Megawatt, pulsed ultraviolet photon sources for microbial inactivation // IEEE Trans. on Plasma Science. 2004. Vol. 32. No. 5. Pp. 2026 -2031. DOI: [10.1109/TPS.2004.835967](https://doi.org/10.1109/TPS.2004.835967)
2. Moreau M., Lescure G., Agoulon A., Svinareff P., Orange N., Feuilloley M. Application of the pulsed light technology to mycotoxin degradation and inactivation // J. of Applied Toxicology. 2013. Vol. 33. No. 5. Pp. 357-363. DOI: [10.1002/jat.1749](https://doi.org/10.1002/jat.1749)
3. Abida J., Rayees B., Masoodi F.A. Pulsed light technology: a novel method for food preservation // Intern. Food Research J. 2014. Vol. 21. No. 3. Pp. 839-848.
4. Мишаков М.А., Камруков А.С. Исследование спектральных характеристик импульсных ксеноновых ламп для комбинированной фотохимической деструкции металлоорганических комплексов в жидких радиоактивных отходах // Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2017. № 6. С. 29-41. DOI: [10.7463.0617.0001220](https://doi.org/10.7463/0617.0001220)
5. Архипов В.П., Камруков А.С., Козлов Н.П., Макарчук А.А. Дистанционное обеззараживание объектов направленным импульсным широкополосным УФ-излучением // Прикладная физика. 2016. № 6. С. 102 – 108.
6. Шуайбов А.К., Миня А.И., Гомоки З.Т., Грицак Р.В. Оптические характеристики электроразрядного источника ультрафиолетового излучения на смеси аргона с парами «тя-

желой» воды (D<sub>2</sub>O) // Оптика и спектроскопия. 2013. Т. 114. № 2. С. 212-215.

DOI: [10.7868/S0030403413020268](https://doi.org/10.7868/S0030403413020268)

7. Шуайбов А.К., Гомоки З.Т., Калюжная А.Г., Щедрин А.И. Излучательные характеристики и кинетика процессов в газоразрядных лампах низкого давления на основе смесей гелия и паров йода // Оптика и спектроскопия. 2010. Т. 109. № 5. С. 728-732.
8. Генерал А.А., Кельман В.А., Жменяк Ю.В., Шпеник Ю.О., Кленовский М.С. Эмиссионные характеристики барьерного разряда в смеси Ar–H<sub>2</sub>O // Оптика и спектроскопия. 2013. Т. 114. № 1. С. 28-32. DOI: [10.7868/S0030403413010108](https://doi.org/10.7868/S0030403413010108)
9. Градов В.М., Щербаков А.А. Расчет излучательных характеристик дуговых криптоновых и ксеноновых разрядов // Оптика и спектроскопия. 1979. Т. 47. № 4. С. 635-642.
10. Градов В.М., Щербаков А.А. Расчет нестационарного дугового ксенонового разряда совместно с ограничивающей его стенкой // Журнал технической физики. 1979. Т. 49. № 6. С. 1216 -1222.
11. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. 3-е изд. М.: Физматлит, 2008. 652 с.
12. Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф. Перенос энергии излучением в аксиально-симметричной ЛТР-плазме в условиях импульсного разряда высокого давления в цезии // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 2. С.183-188.
13. Калиткин Н.Н. Численные методы: учеб. пособие. 2-е изд. СПб.: БХВ-Петербург, 2011. 586 с.
14. Градов В.М., Мак А.А., Щербаков А.А. Расчет оптических характеристик ксеноновой плазмы с учетом влияния продуктов эрозии оболочки // Оптика и спектроскопия. 1977. Т. 43. № 2. С. 207 -217.
15. Градов В.М., Иванов В.В., Терентьев Ю.И., Щербаков А.А. К теории мощного нестационарного ксенонового разряда с учетом испарения стабилизирующих его стенок // Теплофизика высоких температур. 1981. Т. 19. № 1. С. 28 –35.
16. Жданов В.М. Процессы переноса в многокомпонентной плазме. М.: Физматлит, 2009. 277 с.
17. NIST. Physical Measurement Laboratory. Atomic Spectra Database. Version 5. Режим доступа: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database> (дата обращения 25.04.17).
18. Saloman E.B. Energy levels and observed spectral lines of Xenon, Xe I through Xe LIV // J. of Physical and Chemical Reference Data. 2004. Vol. 33. No. 3. Pp. 765-921. DOI: [10.1063/1.1649348](https://doi.org/10.1063/1.1649348)
19. Архипов В.П., Желаев И.А., Ивашкин А.Б., Камруков А.С., Семенов К.А. Мультиспектральные фотоэлектрические преобразователи для измерения излучательных характеристик импульсных источников широкополосного оптического излучения // Прикладная физика. 2017. № 3. С. 107 – 114.
20. Импульсные источники света / И.С. Маршак, А.С. Дойников, В.П. Жильцов и др.; под общ. ред. И.С. Маршака. 2-е изд. М.: Энергия, 1978. 472 с.

## Ultraviolet Radiation of Repetitively Pulsed High-pressure Discharges in Xenon

V.M. Gradov<sup>1,\*</sup>, I.A. Zhelayev<sup>1</sup>,  
S.S. Korobkov<sup>1</sup>, M.V. Filippov<sup>1</sup>

\* [gradov@bmstu.ru](mailto:gradov@bmstu.ru)

<sup>1</sup>Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

---

**Keywords:** ultraviolet spectrum range, radiation source, xenon, nonstationary plasma, radiation transfer, mathematical modeling

---

Pulsed quartz-jacketed high-pressure xenon lamps, operating in the periodic pulse repetition modes, despite the appearing UV radiation sources of other types, remain a critical component of the processing equipment used in photochemistry, photo-medicine, nanoelectronics, biology, etc. Their main advantages, namely high power and radiation energy are slightly devalued by a relatively low efficiency of the shortwave radiation. Available literature data concerning the influence of various factors on the energy level of short-wave radiation in xenon need to be systematised and generalised because they have been obtained under conditions of uncontrolled quartz-jacketed transmission. The transmission of quartz can degrade after a while and, in addition, undergo great changes during the pulse. Besides, as a rule, in the literature, there is no detailed description of a complete kit of experimental setting. As a result, to analyse the factors affecting the efficiency of studying in the UV range is difficult, and there arises a relevant problem to optimise this type of discharge parameters to increase the efficiency in the range of 220-400 nm. A mathematical model of the radiation source, realistically describing the processes in the xenon plasma and in the stabilising envelope, can be a reliable ground for such a study. The paper shows an impact of the discharge channel diameter and length, the filling pressure of xenon, the pulse duration, the parameters of discharge circuit, and the current of pilot arc on the radiation yield. Based on the simulation-found relationship of internal plasma parameters (temperature distributions, fields of particle concentration and radiation, dynamics of electrical resistance of discharge channel, and plasma emission spectra) with radiation characteristics of discharge, are determined conditions to ensure the greatest radiation yield in the UV region. The experimental data prove the computational results. A material obtained gives practice-critical guidelines for development and correct selection of the short-wave radiation source.

## References

1. Hancock P., Curry R.D., McDonald K.F., Altgilbers L. Megawatt, pulsed ultraviolet photon sources for microbial inactivation. *IEEE Trans. on Plasma Science*, 2004, vol. 32, no. 5, pp. 2026 -2031. DOI: [10.1109/TPS.2004.835967](https://doi.org/10.1109/TPS.2004.835967)
2. Moreau M., Lescure G., Agoulon A., Svinareff P., Orange N., Feuilloley M. Application of the pulsed light technology to mycotoxin degradation and inactivation. *J. of Applied Toxicology*, 2013, vol. 33, no. 5, pp. 357-363. DOI: [10.1002/jat.1749](https://doi.org/10.1002/jat.1749)
3. Abida J., Rayees B., Masoodi F.A. Pulsed light technology: a novel method for food preservation. *Intern. Food Research J.*, 2014, vol. 21, no. 3, pp. 839-848.
4. Mishakov M.A., Kamrukov A.S. Investigation of spectral characteristics of pulse xenon lamps for combined photochemical degradation of organometallic compounds in liquid radioactive waste. *Nauka i obrazovanie MGTU im. N.E. Bauman* [Science and Education of the Bauman MSTU], 2017, no. 6, pp. 29-41. DOI: [10.7463.0617.0001220](https://doi.org/10.7463.0617.0001220) (in Russian)
5. Arkhipov V.P., Kamrukov A.S., Kozlov N.P., Makarchuk A.A. Remote decontamination of objects by pulsed broadband UV-radiation. *Prikladnaia fizika* [Applied Physics], 2016, no. 6, pp. 102 – 108 (in Russian).
6. Shuaibov A.K., Minia A.I., Gomoki Z.T., Gritsak R.V. Optical characteristics of an electric-discharge source of ultraviolet radiation based on a mixture of argon with heavy water (D<sub>2</sub>O) vapor. *Optics and Spectroscopy*, 2013, vol. 114, no. 2, pp. 193-196. DOI: [10.1134/S0030400X13020264](https://doi.org/10.1134/S0030400X13020264)
7. Shuaibov A.K., Gomoki Z.T., Kalyuzhnaia A.G., Shchedrin A.I. Radiative characteristics and kinetics of processes in low-pressure gas-discharge lamps on a mixture of helium and iodine vapors. *Optics and Spectroscopy*, 2010, vol. 109, no. 5, pp. 669-673. DOI: [10.1134/S0030400X10110044](https://doi.org/10.1134/S0030400X10110044)
8. General A.A., Kel'man V.A., Zhmenyak Ju.V., Shpenik Ju.O., Klenovskij M.S. Emission characteristics of a barrier discharge in an Ar – H<sub>2</sub>O mixture. *Optics and Spectroscopy*, 2013, vol. 114, no. 1, pp. 25-29. DOI: [10.1134/S0030400X13010104](https://doi.org/10.1134/S0030400X13010104)
9. Gradov V.M., Shcherbakov A.A. Calculation of radiative characteristics of krypton and xenon arc discharges. *Optika i spektroskopiia* [Optics and Spectroscopy], 1979, vol. 47, no. 4, pp. 635-642 (in Russian).
10. Gradov V.M., Shcherbakov A.A. Calculation of the non-stationary arc xenon category together with the wall limiting him. *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki* [J. of Technical Physics], 1979, vol. 49, no. 6, pp. 1216 -1222 (in Russian).
11. Zel'dovich Ia.B., Rajzer Yu.P. *Fizika udarnykh voln i vysokotemperaturnykh gidrodinamicheskikh iavlenij* [Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena]. 3<sup>rd</sup> ed. Moscow: Fizmatlit Publ., 2008. 652 p. (in Russian).

12. Baksht F.G., Lapshin V.F. Radiative energy transfer in axial-symmetric LTE plasma in conditions of pulse high pressure cesium discharge. *Uspekhi prikladnoj fiziki* [Advances in Applied Physics], 2013, vol. 1, no. 2, pp. 183-188 (in Russian).
13. Kalitkin N.N. *Chislennye metody* [Numerical methods]: a textbook. 2<sup>nd</sup> ed. S.-Peterburg: BHV-Peterburg Publ., 2011. 586 p. (in Russian).
14. Gradov V.M., Mak A.A., Shcherbakov A.A. Computation of the optical characteristics of xenon plasma, allowing for the effect of envelope erosion products. *Optika i spektroskopiia* [Optics and Spectroscopy], 1977, vol. 43, no. 2, pp. 207 -217 (in Russian).
15. Gradov V.M., Ivanov V.V., Terent'ev Yu.I., Shcherbakov A.A. Theory of powerful non-steady xenon discharge taking vaporization of its stabilizing walls into account. *Teplofizika vysokikh temperatur* [High Temperature], 1981, vol. 19, no. 1, pp. 28 –35 (in Russian).
16. Zhdanov V.M. *Protsessy perenosa v mnogokomponentnoj plazme* [Processes of transfer in multicomponent plasma]. Moscow: Fizmatlit Publ., 2009. 277 p. (in Russian).
17. NIST. Physical Measurement Laboratory. Atomic Spectra Database. Version 5. Available at: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>, accessed 25.04.17.
18. Saloman E.B. Energy levels and observed spectral lines of Xenon, Xe I through Xe LIV. *J. of Physical and Chemical Reference Data*, 2004, vol. 33, no. 3, pp. 765-921.  
DOI: [10.1063/1.1649348](https://doi.org/10.1063/1.1649348)
19. Arkhipov V.P., Zhelaev I.A., Ivashkin A.B., Kamrukov A.S., Semenov K.A. Multispectral photoelectric converters for measuring the radiative characteristics of pulsed broadband optical radiation sources. *Prikladnaia fizika* [Applied Physics], 2017, no. 3, pp. 107 – 114 (in Russian).
20. *Impul'snye istochniki sveta* [Pulse light sources] / I.S. Marshak, A.S. Dojnikov, V.P. Zhil'tsov a.o.; ed. by I.S. Marshak. 2nd ed. Moscow: Energiia Publ., 1978. 472 p. (in Russian).