

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В ИМПУЛЬСНЫХ ТРУБЧАТЫХ КСЕНОНОВЫХ ЛАМПАХ В УСЛОВИЯХ ВОЗВРАТА В ПЛАЗМУ ОТРАЖЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.М. Градов

gradov@bmstu.ru

С.С. Коробков

sergs933@gmail.com

Ю.И. Терентьев

yury_terentev@mail.ru

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

Аннотация

Описана математическая модель импульсного селективно излучающего разряда светотехнического устройства, испытывающего энергетическое взаимодействие с собственным возвращаемым в плазму широкодиапазонным излучением сложной дискретно-непрерывной структуры. Рассмотрены особенности работы осветительных систем с тесным расположением элементов, которые идентифицированы со «световыми котлами» (например, системы накачки лазеров), отличающимися многократными проходами излучения лампы в совокупности сред и поверхностей устройства. Показано, что возвращаемое в плазму излучение и частично поглощенное ею приводит к возрастанию температуры и перераспределению компонентов излучения из одних участков спектра в другие. Тем самым создаются предпосылки для управления спектральным составом излучения ламп с помощью селективно отражающих покрытий на поверхности трубки, стабилизирующей разряд. Получены количественные данные о соотношениях оптической плотности и коэффициента отражения, обеспечивающих эффективный нагрев плазмы возвращаемым излучением, применительно к мощным ксеноновым источникам излучения, используемым для накачки усилительных каскадов неодимовых установок лазерного термоядерного синтеза. Показано, что при относительно умеренных значениях коэффициентов отражения на внутренней поверхности оболочек ламп, реализуемых с помощью интерференционных покрытий, КПД излучения в полосе накачки 510...905 нм может быть повышен на 40...50 %

Ключевые слова

Математическое моделирование, спектр, импульсная лампа, возврат излучения, коэффициент отражения, нестационарная плазма, коэффициент поглощения, перенос излучения, полоса накачки

Поступила 25.05.2018

© Автор(ы), 2019

Введение. Импульсные газоразрядные лампы с инертным наполнением (ксенон, криптон) используются во многих отраслях науки, промышленности, медицины, сельского хозяйства в составе различных установок радиационного воздействия на материалы и среды, а также технологического оборудования, использующего тепловое, фотохимическое, фотобиологическое, фотоэлектрическое и другие действия света [1]. В современной литературе широко представлено направление применения ксеноновых ламп, связанное с использованием бактерицидных свойств УФ-излучения для обеззараживания воздуха в помещениях, воды и продуктов питания в быту и на производстве [2–6]. В большинстве случаев применения источников излучения необходима концентрация в той или иной мере потоков света на приемнике, для чего строится соответствующая оптическая система. Находясь в составе данной системы, лампа испытывает воздействие собственного отраженного излучения. Последнее, попадая в разряд, частично поглощается в плазме в такой степени, которая определяется оптической плотностью среды. Поглощенное излучение нагревает разряд, способствуя изменению температурных полей в нем и в среднем повышению его температуры, при этом меняются электрические свойства плазменного столба, давление плазмы, спектральное распределение излучения. Разряд в составе системы функционирует иначе, чем в случае открытой лампы. При тесном размещении всех элементов светооптической системы вокруг источника излучения в условиях, когда собственное излучение плазмы достаточно интенсивно поглощается в разряде, лампа начинает работать в своеобразном режиме, получившем в литературе название «светового котла» [1, 7, 8].

Вопросы энергетического взаимодействия разрядов с излучением, отраженным в системе поверхностей осветительного оборудования, достаточно полно исследовались в экспериментальном плане в работах, приведенных в [1]. Показано, что для ламп, помещенных в глухие круговые отражатели, имитирующие светооптические системы, в определенных режимах имеет место изменение их характеристик. В основном это относится к форме и длительности токового импульса и импульса излучения в отдельных спектральных интервалах, а также к яркости отдельных спектральных компонентов.

Эффект нагрева плазмы собственным отраженным излучением и связанного с ним переброса излучения лампы из одних областей спектра в другие использован в работах [8–10] для построения систем накачки неодимовых лазеров типа «световой котел», которые обеспечили повышение КПД установок до 2 раз в режимах свободной генерации [8] для

неодимового стекла и модуляции добротности [9, 10] для кристаллов. Впоследствии идея «световых котлов» нашла воплощение для других систем накачки, на других физических принципах [11].

Важнейшими устройствами с тесным размещением ламп в составе светотехнического оборудования являются системы накачки мощных лазерных установок для исследований управляемого термоядерного синтеза [12–14]. В этих системах применяются крупногабаритные лампы для накачки плит усилительных каскадов из неодимового фосфатного стекла. Лампы расположены в виде линеек на специальных панелях [14], подвержены воздействию собственного отраженного излучения и излучения других ламп и находятся в условиях, близких к режиму «светового котла». Экспериментальное исследование влияния внешнего радиационного воздействия на плазму ламп затруднено в связи с ограниченностью рабочего пространства. Вместе с тем особенности работы ламп в составе систем представляют интерес как с позиции обеспечения заданных режимов функционирования ламп, которые отличаются от условий, характерных для открытой лампы, так и повышения КПД накачки лазерных элементов, который для указанных систем невысок. В литературе соответствующие данные представлены весьма ограниченно.

В работе методами численного эксперимента исследованы электрические, теплофизические и спектрально-энергетические характеристики крупногабаритных ламп в импульсных режимах в условиях воздействия собственного отраженного излучения на разряд.

Математическая модель. Источник излучения представляется как аксиально-симметричный нестационарный разряд в ксеноне, стабилизированный цилиндрической кварцевой оболочкой. Внутренний диаметр разрядной трубки на порядок меньше расстояния между электродами, поэтому задача решается в одномерной постановке. Используется приближение локального термодинамического равновесия (ЛТР), температура электронов принимается равной температуре тяжелых частиц, а концентрации электронов, ионов и атомов связаны уравнением Саха. Отклонения от ЛТР имеют место в относительно узких (до 10...15 % радиуса трубки) пристеночных зонах и не оказывают заметного влияния на результаты расчетов спектральных, электрофизических и энергетических характеристик ламп при давлении плазмы около 0,5 МПа и более и при температуре $(8...13) \cdot 10^3$ К. Различные аспекты моделирования ксеноновых и инертно-щелочных разрядов в квазистационарном приближении рассмотрены в [15, 16], в нестационарном — в [17]. Там же выполнен

анализ расчетных результатов в сравнении с экспериментальными данными.

Система дифференциальных уравнений математической модели импульсного разряда выражает законы сохранения энергии, импульса и массы и записывается в виде [18]:

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

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\nabla p; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{v} = 0. \quad (3)$$

Здесь $\rho, \varepsilon, \vec{v}, p, q, \vec{F}_t$ — плотность среды, удельная внутренняя энергия плазмы, вектор скорости плазмы, давление, мощность объемных источников энергии, вектор плотности потока энергии за счет теплопроводности.

Система нелинейных уравнений, описывающих разряд, дополняется уравнениями для электрического контура с дежурной дугой:

$$\frac{dI}{dt} = \frac{1}{L_k} [U_C - (R_k + R_p) I - I_d R_p - U_{a.k}];$$

$$\frac{dU_C}{dt} = -\frac{1}{C} I,$$

где $I, L_k, U_C, R_k, R_p, I_d, U_{a.k}$ — электрический ток, индуктивность, напряжение на конденсаторе, активное сопротивление контура и омическое сопротивление разряда, ток дежурной дуги и анодно-катодное падение напряжения. Разрядный контур включает в себя нелинейный элемент — сопротивление разряда, являющееся функцией суммы тока основного разряда и дежурной дуги.

В начальный момент времени при $t = 0$ задается начальное напряжение на конденсаторе и ток через разрядный промежуток, равный нулю.

Согласно оценкам и экспериментальным данным, при длительностях импульса тока около 150...180 мкс и более можно полагать, что давление успевает выравниваться по объему разрядного промежутка. Тогда уравнение движения (2) заменяется условием сохранения массы в герметичном объеме, из которого определяется рабочее давление в разряде. При этом скорость радиального движения плазмы находится из (3).

Расчет переноса излучения на длине волны λ выполняется в диффузионном приближении [19]. Возможно непосредственное интегрирование по пространству интенсивности излучения (например, [20]).

Уравнение диффузионного приближения

$$\frac{1}{3} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{k'_\lambda} \frac{dU_\lambda}{dr} \right) + k'_\lambda (U_{\lambda p}(T) - U_\lambda) = 0, \quad (4)$$

где k'_λ — коэффициент оптического поглощения плазмы на длине волны λ с учетом вынужденного испускания; $U_\lambda, U_{\lambda p}$ — объемная плотность энергии излучения, устанавливающаяся в плазме, и равновесная объемная плотность энергии излучения.

После определения из (4) величины U_λ объемные источники выделения теплоты за счет радиационных процессов находятся по выражению

$$\operatorname{div} \mathbf{F} = c \int_0^\infty k'_\lambda(T, p, \lambda) [U_{\lambda p}(T) - U_\lambda] d\lambda. \quad (5)$$

Здесь c — скорость света; \mathbf{F} — плотность интегрального по спектру радиального потока излучения в точке с текущей радиальной координатой r .

Дополнительные соотношения к уравнениям энергии, неразрывности и электрической цепи формулируются в виде:

$$t = 0, T(0, r) = T_n(r); U_C = U_0; I = I_0; V = 0;$$

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

где $T_n(r), U_0, I_0, V, R, T_w$ — начальное распределение температурного поля, начальное напряжение на конденсаторе и электрический ток, радиальная скорость плазмы, радиус разрядного канала, температура разряда на границе со стенкой.

Для уравнения (4) краевые условия имеют вид

$$\begin{aligned} r = 0, \quad \frac{dU_\lambda}{dr} &= 0; \\ r = R, \quad U_\lambda &= -\frac{A}{k'_\lambda} \frac{1 + \rho_\lambda}{1 - \rho_\lambda} \frac{dU_\lambda}{dr}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь ρ_λ — коэффициент отражения излучения на границе плазменного столба.

Для последовательного моделирования работы лампы светоптического устройства модель разряда должна содержать инструментарий для расчета переноса излучения в системе сред и поверхностей, составляющих осветительное оборудование. Соответствующее программно-математическое обеспечение разработано и использовано в ходе исследований по созданию высокоэффективных лазерных систем [8–10]. Дальнейшее развитие указанный аппарат моделирования получил в работе [21]. В настоящей работе трудоемкий процесс расчета прохождения световых лучей в осветительной системе, результаты которого неизбежно привязаны к конкретной конструкции, заменен более общим вариантом описания поведения разряда под воздействием собственной отраженной радиации. Этот вариант заключается в том, что рассматривается лампа с диффузно отражающим покрытием с коэффициентом отражения ρ_λ , нанесенным на внутреннюю поверхность разрядной трубки. Для этого формируется краевое условие в виде (6). На практике диффузно отражающее покрытие можно реализовать как многослойный интерференционный светофильтр, селективно отражающий по спектру [8, 21]. При этом такой модельный случай хорошо отражает истинные условия работы лампы в системе. Кроме того, появляется возможность рассмотреть технически привлекательную задачу управления составом спектральных компонентов излучения лампы за счет покрытий.

Предложенная система уравнений решается численными методами [22]. Для дифференциальных уравнений интегроинтерполяционным методом строятся разностные схемы. Получающиеся системы разностных уравнений решаются последовательными прогонками. Для квазилинейных разностных уравнений применяются итерационные процедуры с релаксацией. Оценки аппроксимации, устойчивости и сходимости разностных решений основаны на методах, приведенных в работе [22]. Решение электротехнических уравнений внешней цепи осуществляется с помощью неявных схем типа трапеций или Гира, поскольку такая система уравнений на переднем фронте импульса тока вследствие большого омического сопротивления плазменного канала обладает жесткостью.

Информационное оснащение моделирования. Проведение вычислительных экспериментов на основе разработанной модели и соответствующего программно-алгоритмического комплекса невозможно без всеобъемлющей базы данных по теплофизическим, термодинамическим и оптическим свойствам плазмы. В работе исследования основаны на методическом и программном обеспечении базы данных, созданной в [8–10, 15, 16, 21]. Подавляющая часть свойств плазмы получена расчетным путем,

так как для моделирования требуется полный набор данных во всем диапазоне значений определяющих параметров, а также точная привязка всех материальных функций модели к температуре, давлению и частоте излучения (в случае коэффициента поглощения). Отработка методики расчета свойств плазмы и проверка точности созданных массивов данных выполнена в работах, процитированных в статьях [8–10, 15, 16, 21].

Электронные коэффициенты переноса (электропроводности и электронной теплопроводности) вычисляются с помощью одного из правил смеси с хорошо установленной точностью — метода Фроста. Составляющие коэффициента теплопроводности, связанные с тяжелой компонентой, рассчитываются с учетом ионов, нейтральных частиц и переноса энергии ионизации [18, 23].

Отметим, что вычисление материальных функций плазмы, необходимых для моделирования, требует большого количества данных по сечениям упругих столкновений электронов и тяжелых частиц, ионов и нейтральных атомов, параметрам интегралов столкновений тяжелых частиц, которые заимствуются из различных источников (см. литературу в работах [18, 21, 23]).

При расчете оптического коэффициента поглощения учитываются фотоионизация атомов и ионов, торможение электронов в полях нейтралов и ионов, дискретные переходы связанных электронов [21]. Данные по энергетической структуре уровней ксенона и номенклатуре линий заимствованы из работ [24, 25]. 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 s -, p -, d -уровням ксенона. Уровни с более высокими значениями орбитальных квантовых чисел оптического электрона, для которых информации в литературе недостаточно, учитываются в водородоподобном приближении. Квантовые дефекты дискретных уровней усредняются по энергиям конфигураций. Свободно-свободные переходы электронов в полях ионов учитываются по Крамерсу с введением фактора Гаунта, также учитывается обратное тормозное поглощение в полях нейтральных частиц. Дискретная структура спектра формируется в результате перекрытия крыльев линий, уширенных различными механизмами, — штарковским (электронами и ионами), резонансным, доплеровским, вандерваальсовым. Ударное уширение линий электронами, обусловленное эффектом Штарка, вычисляется в соответствии с нестационарной теорией Собельмана —

Вайнштейна. Для некоторых линий оказывается значимым квазистатическое уширение ионами. В связи с узостью спектральных линий и их большим числом перенос излучения в линиях сильно осложняет решение задач лучистого теплообмена. В настоящей работе выполнено прямое интегрирование спектров по частоте, при этом число спектральных интервалов достигает 800–900. Профиль линии считается фойхтовским, т. е. сверткой ударного и доплеровского контуров.

Результаты численных экспериментов. Исследованы мощные ксеноновые источники излучения, которые применяются для накачки усилительных каскадов установок лазерного термоядерного синтеза. Энергия, накопленная в конденсаторе, задается равной 30 кДж, диаметр и длина канала разряда — 4 и 160 см, напряжение на конденсаторе емкостью 420...550 мкФ составляет 10,5...12,0 кВ, параметры разрядного контура оптимизировались так, чтобы обеспечить длительность импульса тока $\tau_{0,35} = 310$ мкс. Полезная рабочая область накачки для неодимового стекла 510...905 нм. Возврат излучения в плазму моделируется отражением излучения на границе разряда со стенкой в непроизводительной спектральной области 250...510 нм (первая область) и в области 905...3000 нм (вторая область), в которых коэффициент отражения варьируется от 0 до 1.

Возвращаемое в плазму излучение частично поглощается, частично пропускается ею, при этом происходит нагрев среды и перераспределение спектральных компонентов излучения. Эффективность нагрева плазмы возвращаемым излучением сильно зависит от ее оптической плотности. Проиллюстрируем данный факт на примере. Рассмотрим слой плазмы толщиной d с постоянной температурой, размещенный между двумя параллельными плоскими поверхностями с коэффициентом отражения излучения ρ . Посмотрим, как зависит интенсивность излучения I_e , выходящего из слоя по направлению нормали к поверхности, от коэффициента ρ и оптической плотности $\tau = kd$ (k — коэффициент поглощения плазмы).

Для определения интенсивности можно записать выражение

$$I_e = I_c \frac{1-\rho}{1-\rho \exp(-\tau)}, \quad I_c = I_{eq} (1 - \exp(-\tau)),$$

где I_{eq} — интенсивность равновесного излучения.

При $\rho = 0$ имеем слой излучающей среды, для которого $I_e = I_c$. Если $\rho \neq 0$, то интенсивность I_e является результатом многократных проходов излучения в слое с соответствующими отражениями от границ.

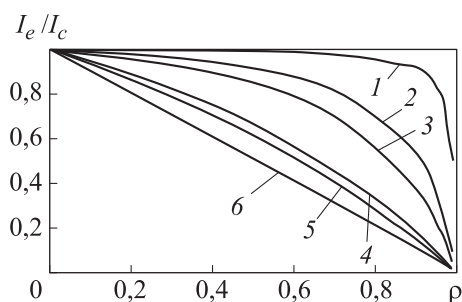


Рис. 1. Зависимость отношения I_e/I_c от коэффициента отражения ρ при значениях оптической плотности $\tau = 0,01$ (1), 0,1 (2), 0,2 (3), 0,7 (4), 1,0 (5), 3,0 (6)

При малых оптических плотностях τ (кривая 1, рис. 1) величина I_e мало чувствительна к коэффициенту отражения ρ , поскольку в процессе многих проходов в слое излучение при слабом поглощении в конце концов покидает слой. Так, при изменении ρ от 0 до 0,8 значение интенсивности I_e уменьшается менее чем на 3%. Увеличение оптической плотности τ на порядок (кривая 2, см. рис. 1) делает зависимость $I_e(\rho)$ более заметной, но влияние отражения на выход излучения невелико. И только при значениях оптической плотности около 1 и более зависимость $I_e(\rho)$ приближается к линейной (кривые 5, 6, см. рис. 1).

Так, при значении коэффициента отражения 0,8 интенсивность $I_e = 0,2I_c$.

Характерной особенностью описываемого явления в случае малых значений оптической плотности оказывается резкий спад интенсивности I_e при приближении значения ρ к 1, т. е. роль отражающих покрытий в формировании радиационного поля становится заметной только при больших значениях ρ , которые бывает трудно реализовать на практике. Так, при $\tau = 0,01$ величина I_e быстро падает, начиная с $\rho \approx 0,95$, достигая при $\rho = 0,99$ значений $0,5I_c$. В результате при малой спектральной плотности разряда эффект возврата излучения в плазму сильно ослаблен. Для его проявления коэффициенты отражения должны быть очень высокими или плазма должна быть оптически плотной на значительных участках спектра.

Оптическая плотность разрядов определяется спектром коэффициента поглощения k'_λ и геометрическими размерами столба плазмы (радиусом R). Зависимость $k'_\lambda(\lambda)$ для характерных значений температуры плазмы и при давлении 0,5 МПа приведена на рис. 2. С увеличением температуры коэффициент поглощения резко возрастает: при изменении температуры на 25% (с 8000 по 10 000 К) значения k'_λ возрастают на отдельных участках спектра почти на 2 порядка. При этом меняются как его непрерывный, так и оптически более плотный линейчатый компоненты.

В области 250...510 нм среднее по спектру значение оптической плотности τ при $T = 10^4$ К находится на уровне 0,08, а при $T = 1,2 \cdot 10^3$ К — на уровне 0,3, т. е. с увеличением мощности разряда и, соответственно,

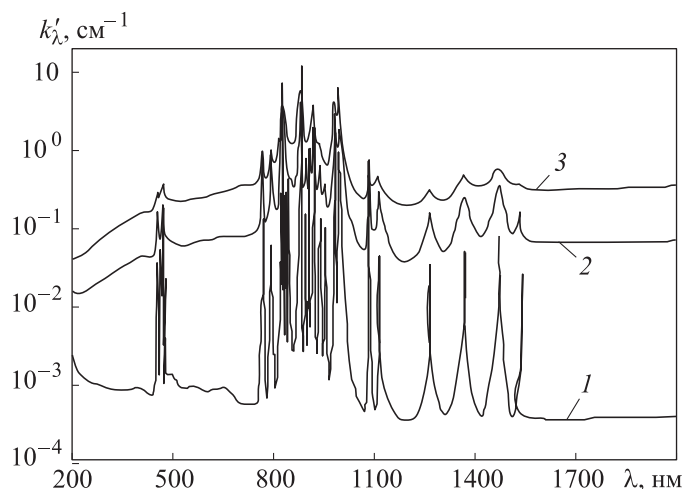


Рис. 2. Зависимость $k'_\lambda(\lambda)$ при $p = 0,5$ МПа для значений температуры плазмы $T = 8000$ (1), $10\,000$ (2) и $12\,000$ К (3)

температуры плазмы эффект нагрева плазмы собственным отраженным излучением будет нарастать. В инфракрасной области спектра значение k'_λ выше, и здесь отражение излучения даст эффект при меньших коэффициентах отражения.

Зависимость средних по радиусу значений температуры плазмы $\langle T \rangle$ от времени и условий отражения приведена на рис. 3. Если излучение отражается только в первой области (синей), то с увеличением коэффициента отражения от 0 до 0,9 значения $\langle T \rangle$ в максимуме изменяются от 11 150 до 12 020 К. В предельном случае отражения излучения в обеих областях спектра (синей и красной) и при максимально возможном коэффициенте отражения, равном единице, температура нагрева достигает 12 690 К, т. е. увеличивается на 15 %. Далее по мере прохождения импульса отраженное в разряд излучение продолжает нагревать плазму с уменьшающейся интенсивностью в процессе снижения температуры и, соответственно, оптической плотности среды.

Полученный для ламп рассматриваемого типа эффект нагрева плазмы достаточно заметный, так как состав (концентрации частиц) и все материальные функции (коэффициенты тепло- и электропроводности, оптический коэффициент поглощения) плазмы резко зависят от температуры. С увеличением средней температуры уменьшается омическое сопротивление разряда, меняются тепловые потоки на стенку, сокращается длительность импульса тока. Для сохранения указанной длительности неизменной необходимо оптимизировать параметры разрядного контура, такие, как

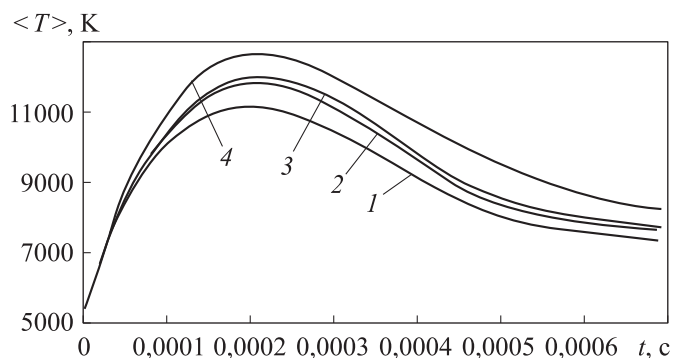


Рис. 3. Зависимость средней температуры плазмы от времени в течение импульса:

1–3 — $\rho_\lambda = 0, 0,8, 0,9$ в области 250...510 нм; 4 — $\rho_\lambda = 1$ в областях 250...510 нм и 905...3000 нм

емкость, индуктивность, напряжение на конденсаторе. Затягивание температурного импульса приводит к изменению длительности свечения в различных спектральных интервалах. Вместе с температурой примерно так же возрастает и давление в разряде.

Роль отражения в изменении электрических характеристик разряда показана на рис. 4. Крутизна передних токовых фронтов и максимальный ток возрастают с увеличением коэффициента отражения и ширины спектральной области, в которой осуществляется возврат излучения.

Наиболее заметно отражение влияет на спектральное распределение излучения ламп. При сравнении соответствующих данных по открытой лампе (рис. 5, а) и лампе с отражателем (рис. 5, б) установлено: в результате нагрева заметно возрастает поток излучения в области спектра, где оно может свободно покинуть разряд (510...905 нм). Происходит существенная трансформация спектральной кривой.

Излучение в области 250...510 нм оказывается частично запертым в плазме, а при $\rho_\lambda = 1$ эмиссия разряда в указанной области спектра отсутствует полностью. В области 250...510 нм (см. рис. 5, б) имеет место провал в излучении. Можно в известной мере полагать, что спектральные компоненты из этой области перераспределились в область накачки. Линейчатая структура спектра с увеличением температуры и оптической плотности несколько нивелируется и выражена не столь отчетливо, как это имеет место для коэффициента поглощения (см. рис. 2).

Возрастание КПД накачки, определяемого как отношение энергии излучения в полосе 510...905 нм к энергии, запасенной в конденсаторе,

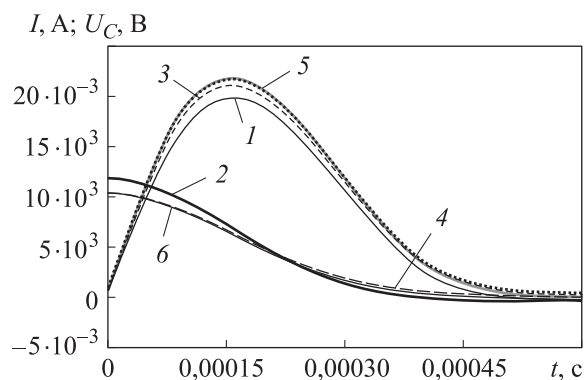


Рис. 4. Зависимости тока (1, 3, 5) и напряжения (2, 4, 6) на конденсаторе от времени импульса при $\rho_\lambda = 0$ (1, 2) и 0,95 (3, 4) в области 250...510 нм, при $\rho_\lambda = 1,0$ (5, 6) в областях 250...510 и 905...3000 нм

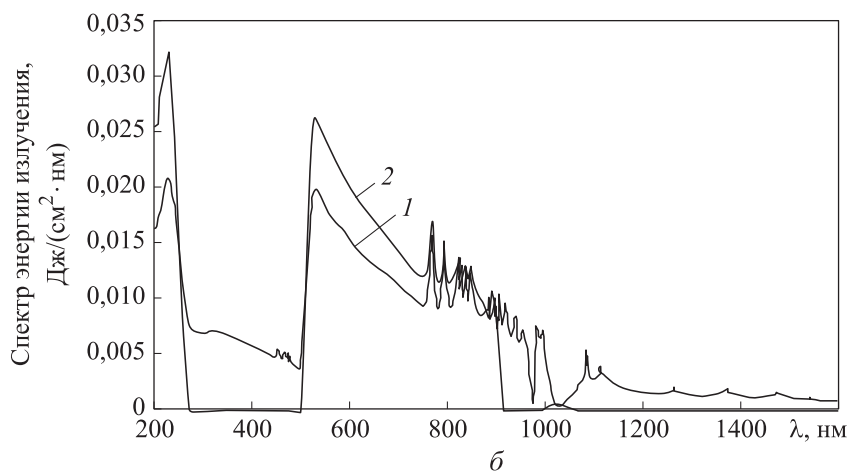
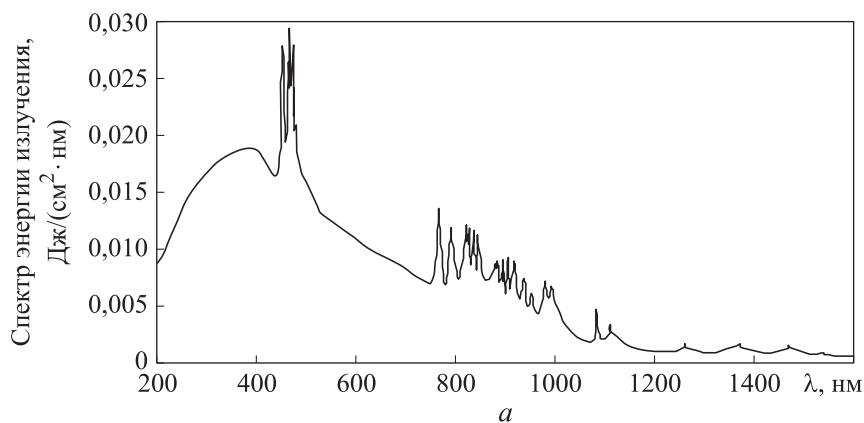


Рис. 5. Спектральное распределение энергии излучения: *а* — открытой лампы; *б* — лампы с отражающим покрытием (1 — $\rho_\lambda = 0,9$ в области 250...510 нм; 2 — $\rho_\lambda = 1$ в областях 250...510 нм и 905...3000 нм)

с увеличением коэффициента отражения ρ_λ показано на рис. 6. По мере возрастания коэффициента ρ_λ зависимость КПД от этого коэффициента усиливается (см. рис. 1). При отражении излучения только в первой области 250...510 нм значению коэффициента отражения 0,95 соответствует прирост КПД на уровне 40 %. Предельному значению $\rho_\lambda = 1$ соответствует повышение КПД около 50 %.

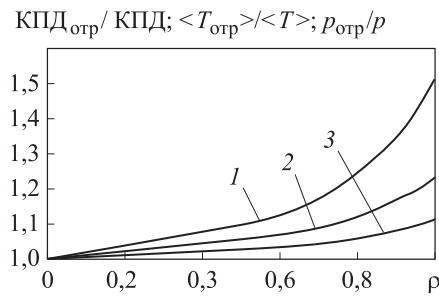


Рис. 6. Зависимость отношений характеристик лампы с отражающим покрытием и открытой лампы от коэффициента отражения в области 250...510 нм:

1 — $\text{КПД}_{\text{отр}} / \text{КПД}$ в области накачки;
2 — $\langle T_{\text{отр}} \rangle / \langle T \rangle$; 3 — $p_{\text{отр}} / p$

Следует отметить, что одновременно с возрастанием КПД увеличивается выход излучения в области 100...250 нм, которая лежит за коротковолновой границей пропускания кварца. Это влечет за собой увеличение потерь энергии на оболочке и ужесточение теплового режима стенок, что негативно повлияет на предельную энергию ламп и долговечность.

Заключение. Применительно к крупногабаритным лампам накачки с ксеноновым наполнением, используемым в установках лазерного термоядерного синтеза, сформулирована математическая модель разряда в составе внешней электрической цепи с учетом энергетического взаимодействия плазмы с собственным излучением, возвращаемым в разряд. Численные эксперименты в рамках модели основаны на использовании созданной базы данных по термодинамическим, теплофизическим и оптическим свойствам плазмы, обеспечивающей точную привязку указанных свойств к температуре, давлению и составу плазмы в широком диапазоне значений параметров. Получены данные о влиянии возвращаемой радиации на температуру плазмы, давление, спектры выходящего излучения, КПД в заданных интервалах спектра, а также электрические характеристики ламп. Сформулированы требования к оптической плотности плазмы и коэффициенту отражения, при которых возврат излучения в разрядный канал обеспечивает эффективный нагрев плазмы, который может достигать 8...15 %. Показано, что для ламп рассматриваемого типа возможно повышение КПД накачки до 40...50 % при активной фильтрации излучения за счет нанесения на поверхность кварцевой оболочки селективно отражающих интерференционных покрытий.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Маршак И.С., Дойников А.С., Жильцов В.П. Импульсные источники света. М., Энергия, 1978.
- [2] Hancock P., Curry R.D., McDonald K.F., et al. Megawatt, pulsed ultraviolet photon sources for microbial inactivation. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 2004, vol. 32, iss. 5, pp. 2026–2031. DOI: 10.1109/TPS.2004.835967
- [3] Moreau M., Lescure G., Agoulon A., et al. Application of the pulsed light technology to mycotoxin degradation and inactivation. *J. Appl. Toxicol.* 2013, vol. 33, no. 5, pp. 357–363. DOI: 10.1002/jat.1749
- [4] Abida J., Rayees B., Masoodi F.A. Pulsed light technology: a novel method for food preservation. *IFRJ*, 2014, vol. 21, no. 3, pp. 839–848.
- [5] 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. Научное издание*, 2017, № 6. DOI: 10.7463/0617.0001220
- [6] Архипов В.П., Камруков А.С., Козлов Н.П. и др. Дистанционное обеззараживание объектов направленным импульсным широкополосным УФ-излучением. *Прикладная физика*, 2016, № 6, с. 102–108.
- [7] Мак А.А., ред. Лазеры на неодимовом стекле. М., Наука, 1990.
- [8] Мак А.А., Фромзель В.А., Щербаков А.А. и др. Влияние свойств «светового котла» на эффективность лазеров. *Оптико-механическая промышленность*, 1983, № 1, с. 58–59.
- [9] Гондра А.Д., Градов В.М., Дыбко В.В. и др. АИГ:Nd-лазер с системой накачки типа «световой котел». *Квантовая электроника*, 1987, т. 14, № 12, с. 2449–2451.
- [10] Гондра А.Д., Градов В.М., Данилов А.А. и др. Лазер на ГСГГ:Cr, Nd с эффективной накачкой и модуляцией добротности. *Квантовая электроника*, 1987, т. 14, № 5, с. 916–917.
- [11] Кийко В.В., Кислов В.И., Офицеров Е.Н. и др. Оптимизация параметров квантрона твердотельного лазера с диодной накачкой на основе метода «светового котла». *Квантовая электроника*, 2015, т. 45, № 6, с. 511–514.
- [12] Воронич И.Н., Галахов И.В., Гаранин С.Г. и др. Измерения коэффициента усиления в дисковом усилительном каскаде с активными элементами из неодимового фосфатного стекла. *Квантовая электроника*, 2003, т. 33, № 6, с. 485–488.
- [13] Гаранин С.Г. Мощные лазеры и их применение в исследованиях физики высоких плотностей энергии. *УФН*, 2011, т. 181, № 4, с. 434–441. DOI: 10.3367/UFNr.0181.201104m.0434
- [14] Бельков С.А., Воронич И.Н., Гаранин С.Г. и др. Формирование пространственного профиля лазерного пучка в тракте мощных неодимовых установок. *Квантовая электроника*, 2015, т. 45, № 6, с. 503–507.
- [15] Гавриш С.В., Градов В.М., Кузнецова А.В. и др. Математическое моделирование и исследование импульсных разрядных ламп инфракрасного излучения. *Светотехника*, 2008, № 5, с. 14–18.

- [16] Градов В.М., Щербаков А.А. Расчет излучательных характеристик дуговых криптоновых и ксеноновых разрядов. *Оптика и спектроскопия*, 1979, т. 47, № 4, с. 635–642.
- [17] Градов В.М., Гавриш С.В., Рудаков И.В. Моделирование электрофизических процессов в импульсно-периодических трубчатых источниках мощного инфракрасного излучения с сапфировыми оболочками. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение*, 2017, № 6, с. 130–145.
DOI: 10.18698/0236-3933-2017-6-130-145
- [18] Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. М., Мир, 1976.
- [19] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматлит, 2008.
- [20] Бакшт Ф.Г., Лапшин В.Ф. Перенос энергии излучением в аксиально-симметричной ЛТР-плазме в условиях импульсного разряда высокого давления в цезии. *УПФ*, 2013, т. 1, № 2, с. 183–188.
- [21] Градов В.М. Программно-математическое обеспечение для научных исследований систем с доминирующей ролью радиационных процессов. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2012, № 1. DOI: 10.18698/2308-6033-2012-1-21
- [22] Калиткин Н.Н. Численные методы. СПб., БХВ-Петербург, 2011.
- [23] Жданов В.М. Процессы переноса в многокомпонентной плазме. М., Физматлит, 2009.
- [24] Atomic spectra database. NIST: веб-сайт. DOI: 10.18434/T4W30F
URL: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database> (дата обращения: 21.04.2018).
- [25] Saloman E.B. Energy levels and observed spectral lines of xenon, XeI through XeLIV. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 2004, vol. 33, iss. 3, pp. 765–921.
DOI: 10.1063/1.1649348

Градов Владимир Михайлович — д-р техн. наук, профессор кафедры «Программное обеспечение ЭВМ и информационные технологии» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Коробков Сергей Сергеевич — аспирант кафедры «Программное обеспечение ЭВМ и информационные технологии» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Терентьев Юрий Иванович — канд. техн. наук, доцент кафедры «Программное обеспечение ЭВМ и информационные технологии» МГТУ им. Н.Э. Баумана (Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1).

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Градов В.М., Коробков С.С., Терентьев Ю.И. Моделирование нестационарных процессов в импульсных трубчатых ксеноновых лампах в условиях возврата в плазму отраженного излучения. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение*, 2019, № 1, с. 90–108. DOI: 10.18698/0236-3933-2019-1-90-108

SIMULATION OF NONSTATIONARY PROCESSES IN PULSE TUBULAR XENON LAMPS IN CONDITIONS OF RETURN OF REFLECTED RADIATION INTO PLASMA

V.M. Gradov
S.S. Korobkov
Yu.I. Terentyev

gradov@bmstu.ru
sergs933@gmail.com
yury_terentev@mail.ru

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

Abstract

The study centers around a mathematical model of a pulsed selectively radiating discharge that functions as part of an illumination device and experiences energy interaction with its own wide-range radiation of a complex discrete-continuous structure, the radiation returning to the plasma. We examined some characteristic features of lighting systems with the close spacing of elements that are identified with "optical boilers" (for example, laser pumping systems) characterized by multiple passes of the lamp radiation in the device media and surface network. The study shows that the radiation returned to the plasma and partially absorbed by it leads to an increase in temperature and redistribution of the radiation components from one part of the spectrum to another. This creates the prerequisites for controlling the spectral quality of lamp radiation by means of selectively reflective coatings on the surface of the tube that stabilizes the discharge. As a result, we obtained quantitative data on the ratios of optical density and reflection coefficient providing effective plasma heating by the returned radiation, as applied to powerful xenon radiation sources used for pumping the amplifier cascades of laser fusion synthesis neodymium setups. Findings of the research show that with relatively moderate values of the reflection coefficients on the inner surface of the lamp shells having interference coatings, the radiation efficiency in the pump band of 510...905 nm can be increased by 40...50 %

Keywords

Mathematical simulation, spectrum, flash lamp, radiation return, reflection coefficient, non-stationary plasma, absorption coefficient, radiation transfer, pumping band

Received 25.05.2018
© Author(s), 2019

REFERENCES

- [1] Marshak I.S., Doynikov A.S., Zhiltsov V.P. Impul'snye istochniki sveta [Pulsed light sources]. Moscow, Energiya Publ., 1978.

- [2] Hancock P., Curry R.D., McDonald K.F., et al. Megawatt, pulsed ultraviolet photon sources for microbial inactivation. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 2004, vol. 32, iss. 5, pp. 2026–2031. DOI: 10.1109/TPS.2004.835967
- [3] Moreau M., Lescure G., Agoulon A., et al. Application of the pulsed light technology to mycotoxin degradation and inactivation. *J. Appl. Toxicol.*, 2013, vol. 33, no. 5, pp. 357–363. DOI: 10.1002/jat.1749
- [4] Abida J., Rayees B., Masoodi F.A. Pulsed light technology: a novel method for food preservation. *IFRJ*, 2014, vol. 21, no. 3, pp. 839–848.
- [5] Mishakov M.A., Kamrukov A.S. Investigation of spectral characteristics of pulsed xenon lamps for combined photochemical degradation of organometallic compounds in liquid radioactive waste. *Nauka i obrazovanie: nauchnoe izdanie* [Science and Education: Scientific Publication], 2017, no. 6 (in Russ.). DOI: 10.7463/0617.0001220
- [6] Arkhipov V.P., Kamrukov A.S., Kozlov N.P., et al. Remote decontamination of objects by pulsed broadband UV radiation. *Prikladnaya fizika* [Applied Physics], 2016, no. 6, pp. 102–108 (in Russ.).
- [7] Mak A.A., ed. *Lazery na neodimovom stekle* [Nd-glass lasers]. Moscow, Nauka Publ., 1990.
- [8] Mak A.A., Fromzel V.A., Shcherbakov A.A., et al. Effect of "optical boiler" on laser efficiency. *Optiko-mekhanicheskaya promyshlennost*, 1983, no. 1, pp. 58–59 (in Russ.).
- [9] Gondra A.D., Gradov V.M., Dybko V.V., et al. YAG:Nd laser pumped by an "optical boiler" system. *Sov. J. Quantum Elec.*, 1987, vol. 17, no. 12, pp. 1557–1559. DOI: 10.1070/QE1987v017n12ABEH011251
- [10] Gondra A.D., Gradov V.M., Danilov A.A., et al. Chromium- and neodymium-activated gadolinium scandium gallium garnet laser with efficient pumping and Q switching. *Sov. J. Quantum Elec.*, 1987, vol. 17, no. 5, pp. 582–583. DOI: 10.1070/QE1987v017n05ABEH008986
- [11] Kiyko V.V., Kislov V.I., Ofitserov E.N., et al. Optimisation of the parameters of a pump chamber for solid-state lasers with diode pumping by the optical boiler method. *Quantum Elec.*, 2015, vol. 45, no. 6, pp. 511–514. DOI: 10.1070/QE2015v045n06ABEH015287
- [12] Voronich I.N., Galakhov I.V., Garanin S.G., et al. Measurement of the gain in a disk amplification stage with neodymium phosphate glass active elements. *Quantum Elec.*, vol. 33, no. 6, pp. 485–488. DOI: 10.1070/QE2003v033n06ABEH002440
- [13] Garanin S.G. High-power lasers and their applications in high-energy-density physics studies. *Phys. Usp.*, 2011, vol. 54, no. 4, pp. 415–421. DOI: 10.3367/UFNe.0181.201104m.0434
- [14] Bel'kov S.A., Voronich I.N., Garanin S.G., et al. Formation of a spatial laser-beam profile in a channel of high-power neodymium facilities. *Quantum Elec.*, 2015, vol. 45, no. 6, pp. 503–507. DOI: 10.1070/QE2015v045n06ABEH015733
- [15] Gavrish S.V., Gradov V.M., Kuznetsova A.V., et al. Mathematical modelling and study on IR pulsed discharge lamps. *Svetotekhnika*, 2008, no. 5, pp. 14–18 (in Russ.).

[16] Gradov V.M., Shcherbakov A.A. Radiative characteristics calculation of krypton and xenon arc discharges. *Optika i spektroskopiya*, 1979, vol. 47, no. 4, pp. 635–642 (in Russ.).

[17] Gradov V.M., Gavrish S.V., Rudakov I.V. Simulation of electrophysical processes in pulse-periodic tubular sources of powerful infrared radiation with sapphire shells. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Priborostr.* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Instrum. Eng.], 2017, no. 6, pp. 130–145 (in Russ.).
DOI: 10.18698/0236-3933-2017-6-130-145

[18] Mitchner M., Kruger Ch.H. Partially ionized gases. New York, Wiley, 1973.

[19] Zel'dovich Ya.B., Rayzer Yu.P. Fizika udarnykh voln i vysokotemperaturnykh gidrodinamicheskikh yavleniy [Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2008.

[20] Baksht F.G., Lapshin V.F. Radiative energy transfer in axial-symmetric LTE plasma in conditions of pulse high pressure cesium discharge. *Uspekhi prikladnoy fiziki* [Advances in Applied Physics], 2013, vol. 1, no. 2, pp. 183–188 (in Russ.).

[21] Gradov V.M. Software and mathematical support for research of systems with dominant role of radiative processes. *Inzhenernyy zhurnal: nauka i innovatsii* [Engineering Journal: Science and Innovation], 2012, no. 1 (in Russ.).
DOI: 10.18698/2308-6033-2012-1-21

[22] Kalitkin N.N. Chislennyye metody [Numerical methods]. St. Petersburg, BKhV-Peterburg Publ., 2011.

[23] Zhdanov V.M. Protsessy perenosa v mnogokomponentnoy plazme [Transfer processes in multi-component plasma]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2009.

[24] Atomic spectra database. NIST: website (in Russ.). DOI: 10.18434/T4W30F
Available at: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database> (accessed: 21.04.2018).

[25] Saloman E.B. Energy levels and observed spectral lines of xenon, XeI through XeIV. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 2004, vol. 33, iss. 3, pp. 765–921.
DOI: 10.1063/1.1649348

Gradov V.M. — Dr. Sc. (Eng.), Professor, Department of Computer Software and Information Technologies, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).


Korobkov S.S. — Post-Graduate Student, Department of Computer Software and Information Technologies, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

Terentyev Yu.I. — Cand. Sc. (Eng.), Assoc. Professor, Department of Computer Software and Information Technologies, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005 Russian Federation).

Please cite this article in English as:

Gradov V.M., Korobkov S.S., Terentyev Yu.I. Simulation of Nonstationary Processes in Pulse Tubular Xenon Lamps in Conditions of Return of Reflected Radiation into Plasma. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Instrument Engineering*, 2019, no. 1, pp. 90–108 (in Russ.).

DOI: 10.18698/0236-3933-2019-1-90-108



В Издательстве МГТУ им. Н.Э. Баумана
вышло в свет учебное пособие авторов
**Э.Н. Самохвалова, Г.И. Ревункова,
Ю.Е. Гапанюка**

**«Введение в проектирование
и разработку приложений на языке
программирования C#»**

Представлены основы языка программирования C#. Рассмотрены среда исполнения .NET, конструкции языка C# и объектно-ориентированное программирование на нем, работа с коллекциями, файловой системой, рефлексией, а также параллельная обработка данных. Приведено введение в технологию разработки оконных пользовательских интерфейсов Windows Forms. Для студентов, изучающих информатику и вычислительную технику в МГТУ им. Н.Э. Баумана.

По вопросам приобретения обращайтесь:
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1
+7 (499) 263-60-45
press@bmstu.ru
<http://baumanpress.ru>