**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННОГО
КАНАЛА ДУГОВОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА ПРИ РАБОТЕ
ИМПУЛЬСНЫХ ПРЯМЫХ КСЕНОНОВЫХ ЛАМП В ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ
СХЕМЕ НА ОСНОВЕ МОДУЛЯТОРА С ЧАСТИЧНЫМ РАЗРЯДОМ
НАКОПИТЕЛЬНОЙ ЕМКОСТИ**

**MODELING OF PROCESSES OF FORMATION OF THE PLASMIC CHANNEL OF
ARC ELECTRIC DISCHARGE WHEN OPERATING THE IMPULSIVE STRAIGHT
XENON LAMPS IN THE ELECTRICAL CIRCUIT ON THE BASIS OF A
MODULATOR WITH PARTIAL DISCHARGE OF STORAGE CAPACITOR**

**МАНДРЫКО Ю.А.,
ЧИРЦОВ А.С.**

**MANDRYKO Y.A.,
CHIRTSOV A.S.**

*Санкт-Петербургский государственный
электротехнический университет
"ЛЭТИ" им. В.И. Ульянова (Ленина)*

*Saint-Petersburg state electrotechnical
university "LETI" them. V. I. Ulyanov (Lenin)*

mandryko1@rambler.ru

doi: 10.18411/pivsn-03-2019-03

idsp: sciencepub-pivsn-03-2019-03

АННОТАЦИЯ

В статье представлена модель формирования плазменного канала дугового электрического разряда при работе импульсных прямых ксеноновых ламп в электрической схеме на основе модулятора с квазистабильными по амплитуде прямоугольными импульсами напряжения, учитывающая процессы ионизации ксенона, разогрева плазмы, электромагнитного излучения и теплоотдачи в окружающую среду. В рамках рассматриваемой модели произведен расчет временных характеристик физических параметров плазменного канала. Качество построенной модели и использованных приближений проверялось в ходе сопоставления результатов расчета с экспериментально регистрируемыми временными характеристиками параметров электрического разряда. Построенная модель не требует ресурсоемких расчетов и может быть использована в инженерной практике по оптимизации режимов работы импульсных прямых ксеноновых ламп, а также для получения приближений полномасштабного численного моделирования нелокальной плазмы импульсного разряда в ксеноне с учетом больших наборов элементарных столкновительных и радиационных процессов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ксеноновый плазменный канал, импульсная прямая ксеноновая лампа, модулятор с частичным разрядом накопительной емкости.

ABSTRACT

The article presents a model of formation of a plasma channel of arc electric discharge when operation of impulsive straight xenon lamps in an electrical circuit on the basis of a modulator with quasi-amplitude-stable rectangular voltage pulses, taking into account the processes of xenon ionization, plasma heating, electromagnetic radiation and heat transfer to the environment. The time characteristics of the physical parameters of the plasma channel are calculated within the framework of the considered model. The quality of the built model and the approximation was checked in the course of comparison of calculation results with experimentally recorded temporal characteristics of parameters of the electrical discharge. The constructed model does not require resource-intensive calculations and can be used in

engineering practice to optimize the modes of operation of impulsive straight xenon lamps, as well as to obtain approximations of full-scale numerical simulation of nonlocal pulsed discharge plasma in xenon, taking into account large sets of elementary collision and radiation processes.

KEY WORDS: xenon plasma channel, impulsive straight xenon lamp, modulator with partial discharge of storage capacity.

ВВЕДЕНИЕ

Импульсные стробоскопические прямые ксеноновые лампы (ИСПКЛ) (например, типов: ИСП-200, ИСП-250, ИСП-600, ИСП-2000, ИСП-2500), импульсные прямые ксеноновые лампы для оптической накачки лазеров (ИНПКЛ) (например, типов: ИНП-5/75, ИНП-5/40, ИНП-5,5/80, ИНП-7/80, ИНП-5,5/60), а также их зарубежные аналоги (IPL-11x75x180, IPL-8.3x40x162, IPL-11x80x180, IPL-14x80x300, IPL-10.5x60x182) широко применяются в различных отраслях науки и техники [1–13]. Перечисленные устройства находят применение в импульсных источниках света [14–16], в твердотельных лазерах типов LQ-529, LQ-830, LQ-929 в качестве средств оптической ламповой накачки активных элементов на основе легированного атомами неодима иттрий-алюминиевого граната, в твердотельных лазерах типа МПТ-51-2 в качестве средств оптической ламповой накачки легированного атомами титана активных элементов на основе рубина, лазеров на красителях, химических лазеров и других [17]. Импульсные ксеноновые лампы (ИКЛ) применяются в электрофизических установках [18–43], для измерения расстояний, в фотографии, в сигнализации, для сварки (например, в сварочных аппаратах марок ЕЕТО-RY300W, ML-150W-IPG, YWC400, ML-MW400) [44], [45], для резки, в медицине, в косметологии, в светотехнике [46–50], в фотохимии [51–53], в спектрофотометрии [54], в технологиях обеззараживания (дезинфекции) воды [55–59], воздуха, поверхностей в помещениях [60], медицинских препаратов [61], растворов, инструментов, пищевых продуктов [62], [63], упаковочных материалов [64]. Параметры импульсного излучения ксеноновых ламп (длительность фронта импульса излучения, длительность импульса излучения, энергия импульса излучения и его спектральные характеристики) зависят от динамики формирования, расширения неравновесного плазменного канала, увеличения температуры установившегося по объему равновесного плазменного канала и могут регулироваться в определенных пределах путем изменения параметров электрического питания самих ламп, то есть выбором их режимов работы. Для эффективного подбора режимов электрического питания газоразрядных ламп, обеспечивающего оптимизацию их работы, целесообразно создание полуэмпирических моделей, связывающих между собой вышеуказанные параметры. При этом оказывается, что практически важные и сравнительно легко доступные экспериментальному определению электрические и оптические параметры импульсного электрического разряда в инертном газе связаны между собой через внутренние физические параметры плазмы, определение которых оказывается существенно более сложной задачей. Появление современных средств численного моделирования нелокальной нестационарной плазмы [65] открывает пути для построения численных моделей газовых электрических разрядов в рамках гидродинамических приближений, не требующих чрезмерно больших вычислительных ресурсов [66]. В настоящее время численное моделирование нелокальных плазменных сред превратилось в мощный инструмент развития современной физики газового электрического разряда. Компьютерные модели плазмы эффективны для получения достоверных данных о внутренних параметрах разрядных промежутков без альтернативны в случаях необходимости учета множества элементарных процессов и их 2d или 3d геометрии [67]. Численные модели плазменных сред, реализующие метод последовательных приближений (итераций) численных моделей нелокальной плазмы, как правило, содержат набор трудно поддающихся как теоретическим, так и прямым экспериментальным оценкам внутренних физических параметров плазмы и зачастую оказываются работоспособными лишь в ходе сопоставления численных расчетных с

экспериментальными электрическими и оптическими параметрами импульсного электрического разряда в инертном газе [68]. Это сопоставление существенно зависит от количества внутренних физических параметров, с целью определения которых была выполнена настоящая работа, задачей которой явилось создание теоретической модели работы импульсной ксеноновой лампы и ее оптимизации в ходе сопоставления результатов расчетов с экспериментально измеренными данными.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧ ИССЛЕДОВАНИЯ

Целью настоящей работы является:

1) создание исходной для микроплазменного моделирования макроскопической модели на базе системы уравнений для газоразрядной ячейки в каждый момент времени формирования стадий расширения неравновесного плазменного канала, увеличения и поддержания температуры равновесного плазменного канала;

2) сопоставление с экспериментом результатов соответствующих расчетов для поступающей в газоразрядную лампу электрической мощности на стадиях расширения неравновесного плазменного канала, увеличения и поддержания температуры равновесного плазменного канала;

3) сопоставление рассчитываемой мощности излучения импульсной прямой ксеноновой лампы с экспериментально измеренной мощностью этой лампы на стадиях расширения неравновесного плазменного канала, увеличения и поддержания температуры равновесного плазменного канала;

4) получение теоретических оценок для мощности фазового перехода, расходуемой для создания ксеноновой плазмы из ксенона, ранее находившегося в газообразном агрегатном состоянии, тепловой мощности, расходуемой на нагрев ксенонового плазменного канала, мощности излучения плазменного канала, мощности теплоотдачи из канала в окружающую среду и среднего спектрального относительного коэффициента поглощения излучения (серости) ксеноновой плазмы;

5) получение в рамках согласованной с экспериментом «упрощенной» теории оценок для временного поведения ионной температуры плазменного канала.

УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИПЫ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Для выполнения экспериментальной части исследования была разработана и собрана электрическая схема формирования импульсов электрической мощности, поступающих в лампу. Для этой электрической схемы присуща последовательная во времени и раздельная регулировка по амплитуде и длительности импульсов электрической мощности, поступающих в ксеноновую лампу на всех стадиях формирования электрического разряда в ксеноне: формирования стримера, горения плазменного канала псевдодежурной дуги, расширения неравновесного плазменного канала, увеличения, уменьшения или поддержания температуры равновесного плазменного канала (генерации фронта, среза или поддержания амплитуды импульса мощности излучения) [69]. На рисунке 1 представлен фрагмент электрической схемы для функционирования газоразрядных ламп, состоящий из схем, формирующих импульсы зажигания (поджига) и поддержания тока псевдодежурной дуги, и выходного каскада, построенного из электрических элементов с коммутирующим IGBT-транзистором и обеспечивающего формирование импульсов электрической мощности, поступающих в импульсную ксеноновую лампу. Процессам, происходящим в этом фрагменте электрической схемы для функционирования импульсных ксеноновых ламп, посвящена данная работа.

Электрические схемы, формирующие импульсы зажигания (поджига) и поддержания тока псевдодежурной дуги, изображены на рисунке 1 в виде единого функционального блока. Принципы функционирования этих электрических схем описаны в [69]. Двухполярный импульс высокого напряжения поджига амплитудой 6 кВ и

длительностью 16,5 мкс прикладывается между анодом А (А) и катодом К (С) ксеноновой лампы, что приводит к созданию стримера, а затем и к электрическому пробое ксенона между электродами лампы. Импульсная электрическая схема поддержания тока псевдодежурной дуги создает между электродами лампы импульс напряжения, под воздействием которого стример перерастает в плазменный канал псевдодежурной дуги. Плазменный канал псевдодежурной дуги находится в состоянии готовности к поступлению силового импульса напряжения накачки между анодом и катодом лампы в течение промежутка времени задержки стробирующего прямоугольного импульса напряжения управления IGBT-транзистором, прикладываемого между его затвором и эмиттером, относительно начального момента времени создания стримера. Под воздействием силового импульса электрического напряжения накачки, формируемого изображенным на рисунке 1 выходным каскадом, построенным из электрических элементов с коммутирующим IGBT-транзистором, в газоразрядной лампе из плазменного канала псевдодежурной дуги возникает расширяющийся неравновесный плазменный канал, переходящий затем в установившийся и распределенный по объему квазиравновесный плазменный канал. В течение времени ожидания прихода силового импульса электрического напряжения накачки в режиме горения плазменного канала псевдодежурной дуги IGBT-транзистор VT1 находится в режиме отсечки и блокирует на себе все напряжение $U_{CK}(t_0)$, до которого заряжен блок накопительных конденсаторов СК.

Рис. 1. Фрагмент электрической схемы для функционирования импульсных ксеноновых ламп: R1 (75 Bm), R2 (5 Bm), R3 (5 Bm), R4 (0,25 Bm), R5 (0,5 Bm), R6 (1 Bm), CK (800 B), диоды VD1 и VD2 типа FR607, фотодиод VD3 типа BPW21R, стабилитрон VD4 типа KC522A, IGBT-транзистор VT1 типа IRG4PSC71U, осциллографы 1, 2, 3 типов: HPS10, HPS40, HPS50, APS230, ИКЛ типа ИНП-5/40.

Процесс формирования силового импульса электрического напряжения накачки запускается поступающим от схемы управления стробирующим прямоугольным импульсом напряжения управления IGBT-транзистором VT1, прикладываемым между его затвором и эмиттером. Под его воздействием IGBT-транзистор полностью открывается, переходя в режим насыщения. В рассматриваемом фрагменте электрической схемы для функционирования импульсных ксеноновых ламп реализуются два режима формирования силового импульса тока накачки.

В случае, когда тумблер SW находится в положении (1), выходной каскад представляет собой разрядный LC-контур из элементов СК – Ldr – IXL (AC) – VT1 (CE) –

R3 – СК электрической схемы, представленной на рисунке 1. В нем формируется силовой импульс электрического питания лампы, длительность которого определяется длительностью управляющего работой IGBT-транзистора VT1 стробирующего импульса электрического напряжения, приложенного между затвором и эмиттером IGBT-транзистора. Если длительность управляющего IGBT-транзистором VT1 строба меньше длительности положительной полуволны электрического сигнала, то после запираания IGBT-транзистора (перехода его в режим отсечки), затухающий ток протекает по контуру Ldr – VD1 (AC) – R2 – Ldr. Если физические параметры рассматриваемой системы выбраны так, что после положительной полуволны полусинусоидального затухающего импульса тока накачки следует его отрицательная полуволна, то перезаряженный накопительный конденсатор СК разряжается по контуру СК – R3 – VD2 (AC) – (VD1 (AC) – R2) || Ldr – СК.

В описанном первом варианте функционирования схемы («режим ограничения скорости изменения и амплитуды тока накачки физическими процессами в дросселе и в самой импульсной ксеноновой лампе») процессы формирования плазменного канала включают в себя стадии: 1) — расширения неравновесного плазменного канала, 2) — увеличения температуры равновесного плазменного канала и 3) — уменьшения температуры плазменного канала. На первых двух стадиях формируется фронт (нарастающая часть) излучающего силового импульса тока накачки, а на третьей стадии — срез (затухающая часть) этого импульса.

В случае, когда тумблер SW находится в положении (2), выходной каскад представляет собой модулятор с частичным разрядом накопительной емкости, состоящий из элементов СК – IXL (AC) – VT1 (CE) – R3 – СК электрической схемы, представленной на рисунке 1. В нем формируется импульс тока накачки, длительность которого определяется длительностью строба управления IGBT-транзистором VT1, приложенным между его затвором и эмиттером. Емкость блока конденсаторов СК подобрана так, чтобы за длительность силового импульса тока накачки он разряжался не более чем на 5%. В результате этого электрическая схема обеспечивает квазистабильное импульсное напряжение накачки между электродами лампы, значение которого отличается от напряжения на накопительной емкости блока конденсаторов СК на величину падения напряжения между коллектором и эмиттером IGBT-транзистора VT1 $U_{CE.VT1.sat} \approx 2 \text{ В}$ [V], находящегося в режиме насыщения.

В описанном втором варианте функционирования схемы («режим ограничения скорости изменения и амплитуды тока накачки процессами в импульсной ксеноновой лампе») процессы формирования плазменного канала в лампе включают в себя стадии: 1) — расширения неравновесного плазменного канала, 2) — увеличения температуры равновесного плазменного канала и 3) — поддержания температуры равновесного плазменного канала. На первых двух стадиях формируется фронт (нарастающая часть) излучающего силового импульса тока накачки, а на третьей стадии — плоская вершина (часть со стабильной амплитудой) этого импульса.

Длительность фронта силового импульса тока накачки может варьироваться в диапазоне от десятков до сотен микросекунд в зависимости от значения напряжения силового импульса накачки. Увеличение амплитуды импульсного напряжения приводит к сокращению длительности переднего фронта токового импульса и увеличению его амплитуды. Стадия увеличения температуры равновесного плазменного канала характеризуется таким же по порядку диапазоном времен и зависимостью его от напряжения накачки, приложенного между соответствующими электродами газоразрядной лампы.

Для оптимизации режимов работы рассматриваемой системы необходимо сопоставление электрической мощности, подводимой к импульсной ксеноновой лампе, с ее мощностью излучения на всех стадиях горения импульсного электрического газового

разряда. Несмотря на то, что частичный анализ физических процессов формирования плазменного канала при электропитании газоразрядных ламп в электрической схеме на основе LC-контура, реализующей так называемый первый вариант работы схемы электропитания, проведен в ряде работ [6–12], [15–17], [19–43], [46–50], [71–73], до сих пор не был реализован расчет мгновенных значений физических параметров излучения, нагрева ксенонового плазменного канала и физических параметров фазового перехода ксенона из газообразного в плазменное агрегатное состояние при электропитании газоразрядных ламп в электрической схеме на основе модулятора с частичным разрядом накопительной емкости (модулятора с квазистабильными по амплитуде прямоугольными импульсами напряжения).

Актуальность данной работы заключается в построении энергетического приближения для численных моделей процессов формирования ксенонового плазменного канала при функционировании ИКЛ (ИНПКЛ, ИСПКЛ) в электрической схеме на основе модулятора с частичным разрядом накопительной емкости, реализующей так называемый второй вариант работы схемы электропитания.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ КСЕНОНОВОГО ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА ДУГОВОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА НА СТАДИЯХ РАСШИРЕНИЯ КАНАЛА, УВЕЛИЧЕНИЯ И ПОДДЕРЖАНИЯ ЕГО ТЕМПЕРАТУРЫ

При разработке энергетической модели процессов развития плазменного канала дугового электрического разряда в ИКЛ (ИНПКЛ, ИСПКЛ) использованы системы уравнений на стадиях расширения неравновесного плазменного канала, увеличения и поддержания температуры равновесного плазменного канала.

На стадии расширения неравновесного плазменного канала электрическая мощность $N^{(e)}_{\text{column}}$, поступающая в положительный столб расширяющегося плазменного канала, расходуется на мощность ионизации $N^{(i)}_{\text{channel}}$, необходимую для создания плазмы (мощность фазового перехода из газообразного в плазменное агрегатное состояние), тепловую мощность $N^{(T)}_{\text{channel}}$, необходимую для нагрева расширяющегося плазменного канала, мощность излучения расширяющегося плазменного канала $N^{(r)}_{\text{channel}}$ и мощность теплоотдачи $N^{(\chi)}_{\text{xe}}$ из расширяющегося плазменного канала в окружающую среду, находящуюся при температуре $T_0=300$ К, через граничную область канала, холодный ксенон и кварцевые стенки колбы ИКЛ (ИНПКЛ, ИСПКЛ):

$$N^{(e)}_{\text{column}} = N^{(i)}_{\text{channel}} + N^{(T)}_{\text{channel}} + N^{(r)}_{\text{channel}} + N^{(\chi)}_{\text{xe}}. \quad (1a)$$

На стадиях увеличения и поддержания температуры равновесного плазменного канала электрическая мощность $N^{(e)}_{\text{column}*}$, поступающая в положительный столб установившегося по объему равновесного плазменного канала, расходуется на тепловую мощность $N^{(T)}_{\text{channel}*}$, необходимую для нагрева равновесного плазменного канала, мощность излучения равновесного плазменного канала $N^{(r)}_{\text{channel}*}$ и мощность теплоотдачи $N^{(\chi)}_{\text{xe}*}$ из равновесного плазменного канала в окружающую среду, находящуюся при температуре $T_0=300$ К, через граничную область канала и кварцевые стенки колбы ИКЛ (ИНПКЛ, ИСПКЛ):

$$N^{(e)}_{\text{column}*} = N^{(T)}_{\text{channel}*} + N^{(r)}_{\text{channel}*} + N^{(\chi)}_{\text{xe}*}. \quad (16)$$

Электрическая мощность $N^{(e)}_{\text{column}}$, поступающая в положительный столб плазменного канала, совместно с мощностями, поступающими в прианодную $N^{(e)}_{\text{anode}}$ и прикатодную $N^{(e)}_{\text{cathode}}$ области лампы, в сумме составляют электрическую мощность $N^{(e)}_{\text{lamp}}$, поступающую в ИКЛ (ИНПКЛ, ИСПКЛ):

$$N^{(e)}_{\text{lamp}} = i_{\text{channel}} u_{\text{lamp}} = N^{(e)}_{\text{column}} + N^{(e)}_{\text{anode}} + N^{(e)}_{\text{cathode}}, \quad (2)$$

где i_{channel} – мгновенный ток в плазменном канале, u_{lamp} – мгновенное напряжение между анодом и катодом ИКЛ (ИНПКЛ, ИСПКЛ). В свою очередь, входящая в уравнения баланса мощностей (1а), (1б) и (2) электрическая мощность $N_{\text{column}}^{(e)}$, поступающая в положительный столб плазменного канала, связана с электрической проводимостью y_{column} положительного столба плазменного канала по закону Джоуля-Ленца:

$$N_{\text{column}}^{(e)} = i_{\text{channel}} u_{\text{column}} = i_{\text{channel}}^2 y_{\text{column}}^{-1}, \quad (3)$$

где y_{column} – мгновенная электрическая проводимость положительного столба плазменного канала.

Падение электрического напряжения u_{column} между краями положительного столба рассчитывается как

$$u_{\text{column}} = u_{\text{lamp}} - U_{\text{anode}} - U_{\text{cathode}}, \quad (4)$$

где U_{anode} – падение напряжения на прианодной области ИКЛ (ИНПКЛ, ИСПКЛ), U_{cathode} – падение напряжения на прикатодной области ИКЛ (ИНПКЛ, ИСПКЛ).

ПРИБЛИЖЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА МОЩНОСТИ, ТРЕБУЕМОЙ ДЛЯ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ КСЕНОНА В РАСШИРЯЮЩЕМСЯ ПЛАЗМЕННОМ КАНАЛЕ

Требуемая для ионизации расширяющегося неравновесного плазменного канала мощность $N_{\text{channel}}^{(i)}$ связана со скоростью изменения его объема V_{channel} через произведение концентрации свободных электронов n_e в плазме на энергию w_e , которой обладает свободный электрон при однократной ионизации атома газа. Произведение $n_e w_e$ представляет собой энергию ионизации плазмы в единице объема при соответствующей характерной для разряда в ксеноне электронной температуре:

$$N_{\text{channel}}^{(i)} = \frac{d(n_e w_e V_{\text{channel}})}{dt} \approx n_e w_e \frac{dV_{\text{channel}}}{dt}, \quad (5)$$

$$w_e = W_i + \frac{3}{2} k T_{\text{eo}}, \quad (6)$$

где n_e – концентрация свободных электронов в плазме, w_e – энергия свободного электрона, $W_i = 12,1$ эВ [eV] – энергия ионизации атома ксенона, $T_{\text{eo}} = 6400$ К [K] – электронная температура создания ксеноновой плазмы в газоразрядных лампах типов IPL-8.3x40x162, ИНП-5/40, ИСП250, t – текущее время формирования физических процессов, $k = 1,380662 \cdot 10^{-23}$ Дж/К [J/K] – постоянная Больцмана.

Скорость объемного расширения dV_{channel}/dt плазменного канала с помощью зависимости

$$y_{\text{column}} = \frac{i_{\text{channel}}}{u_{\text{column}}} = \frac{i_{\text{channel}}}{E_{\text{column}} H} = \sigma \frac{s_{\text{channel}}^{\text{cross}}}{H} = \sigma \frac{V_{\text{channel}}}{H^2} \quad (7)$$

легко выражается через удобные для измерений физические параметры электрического разряда: удельную электрическую проводимость σ положительного столба плазменного канала, скорость изменения мгновенной полной электрической проводимости dy_{column}/dt положительного столба плазменного канала длиной H , мгновенное напряжение u_{column} между краями положительного столба и силу мгновенного тока i_{channel} через плазменный газоразрядный промежуток лампы:

$$\frac{dV_{\text{channel}}}{dt} = \frac{H^2}{\sigma} \frac{dy_{\text{column}}}{dt} = \frac{H^2}{\sigma} \frac{d(i_{\text{channel}} / u_{\text{column}})}{dt}, \quad (8)$$

где y_{column} – мгновенная полная электрическая проводимость положительного столба плазменного канала, E_{column} – напряженность электрического поля в положительном столбе плазменного канала, $s_{\text{channel}}^{\text{cross}}$ – площадь поперечного сечения плазменного канала, V_{channel} – объем плазменного канала.

Удельная электрическая проводимость σ плазменного канала определяется его электронной температурой T_e , которая на стадии его расширения квазистабильна $T_e = T_{eo}$ [17]:

$$\sigma = DT_e^2, \quad (9)$$

где $D = 3,2 \cdot 10^{-5}$ Сименс/(м·К²) [Siemens/(m·K²)], T_e – электронная температура плазменного канала, T_{eo} – электронная температура образования ксеноновой плазмы.

Подстановка формулы (6) в выражение (5) и замена в нем скорости изменения объема на скорость изменения электрической проводимости из соотношения (8) приводят к формуле, связывающей расходуемую на создание плазмы из газа мощность фазового перехода со скоростью изменения электрической проводимости положительного столба плазменного канала:

$$N_{\text{channel}}^{(i)} \approx n_e \left(W_i + \frac{3}{2} k T_{eo} \right) \frac{H^2}{\sigma} \frac{d(i_{\text{channel}}/u_{\text{column}})}{dt}. \quad (10)$$

Выражение для расчета концентрации свободных электронов n_e в расширяющемся плазменном канале имеет вид:

$$n_e = \frac{u_{\text{column}} DT_{eo}^2}{eH} \sqrt{\frac{m_e}{(3kT_{eo} + 2eu_{\text{column}})}}, \quad (11)$$

где $e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$ Кл [C] – заряд электрона, $m_e = 9,1095 \cdot 10^{-31}$ кг [kg] – масса электрона, $k = 1,380662 \cdot 10^{-23}$ Дж/К [J/K] – постоянная Больцмана, T_{eo} – электронная температура образования ксеноновой плазмы.

МЕТОДЫ РАСЧЕТА ТЕПЛОВОЙ МОЩНОСТИ, РАСХОДУЮЩЕЙСЯ НА НАГРЕВ КСЕНОНОВОГО ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА

На стадии поддержания тока в плазменном канале псевдодежурной дуги и на стадии расширения ксенонового неравновесного плазменного канала, характеризующихся меньшей температурой ионов и нейтральных атомов относительно температуры электронов ($T_i < T_e$), основной вклад в удельную теплоемкость ксенона дает газ из тяжелых частиц. Тепловую мощность $N_{\text{channel}}^{(T)}$, расходуемую на нагрев газовой компоненты из тяжелых частиц (ионов и атомов) в расширяющемся плазменном канале, можно представить в виде:

$$N_{\text{channel}}^{(T)} = \frac{d(C_{\text{po}} \rho V_{\text{channel}} T_i)}{dt} = \rho C_{\text{po}} \frac{d(V_{\text{channel}} T_i)}{dt} = \rho C_{\text{po}} \left(V_{\text{channel}} \frac{dT_i}{dt} + T_i \frac{dV_{\text{channel}}}{dt} \right), \quad (12)$$

где ρ – объемная плотность газа в плазменном канале, $C_{\text{po}} = 158,3$ Дж/(кг·К) [J/(kg·K)] – удельная теплоемкость ксеноновой плазмы при температурах ксенона, принимающих значения меньше или равные электронной температуре образования ксеноновой плазмы $T_{eo} = 6400$ К [K] в газоразрядных лампах типов IPL-8.3x40x162, ИНП-5/40, ИСП250 [15–17], V_{channel} – объем расширяющегося плазменного канала, T_i – ионная температура расширяющегося неравновесного плазменного канала, t – текущее время формирования физических процессов плазменного канала.

Для исключения ионной температуры T_i расширяющегося плазменного канала из уравнения (12) была использована взаимосвязь между скоростями изменения объема dV_{channel}/dt и ионной температуры dT_i/dt расширяющегося плазменного канала, схожая с взаимосвязью плотностей электрического тока, как функций от температуры [70]:

$$\frac{dT_i}{dt} = \frac{1}{\alpha_{\text{expand}} V_{\text{channel}}} \frac{dV_{\text{channel}}}{dt}, \quad (13)$$

где $\alpha_{\text{expand}} = 1,087 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ – коэффициент объемного расширения плазменного канала.

Входящая в выражение (12) ионная температура расширяющегося плазменного канала с учетом (13), (7) и начальных условий выражается через протекающую по нему мгновенную силу тока i_{channel} :

$$T_i = T_{\text{ipda}} + \frac{1}{\alpha_{\text{expand}}} \ln \left(\frac{V_{\text{channel}}}{V_{\text{pda}}} \right) = T_{\text{ipda}} + \frac{1}{\alpha_{\text{expand}}} \ln \left(\frac{i_{\text{channel}}}{I_{\text{pda}}} \right), \quad (14)$$

где T_{ipda} – установившаяся ионная температура плазменного канала на стадии поддержания тока псевдодежурной дуги, V_{pda} – установившийся объем плазменного канала псевдодежурной дуги, I_{pda} – установившийся ток псевдодежурной дуги, i_{channel} – мгновенный ток в плазменном канале лампы.

Справедливость взаимосвязи (14) проверялась по зависимости ионной температуры T_i в расширяющемся ксеноновом неравновесном плазменном канале, как функции натурального логарифма от нормированного экспериментально измеренного газоразрядного электрического тока в канале относительно тока псевдодежурной дуги в лампе (рисунок 2).

Рисунок 2. Зависимость ионной температуры в расширяющемся ксеноновом неравновесном плазменном канале, как функции натурального логарифма от нормированного экспериментально измеренного газоразрядного электрического тока в канале относительно тока псевдодежурной дуги в лампе при напряжении на лампе значением 110 В.

Соотношения (12) и (13) позволяют выразить тепловую мощность, расходуемую на нагрев расширяющегося плазменного канала, через его скорость изменения объема:

$$N_{\text{channel}}^{(T)} = \rho C_{\text{po}} \left(\frac{1}{\alpha_{\text{expand}}} + T_i \right) \frac{dV_{\text{channel}}}{dt}. \quad (15)$$

В результате подстановки соотношения (8) в (15) получается связь между тепловой нагревающей мощностью $N_{\text{channel}}^{(T)}$ и физическими параметрами в газоразрядном промежутке лампы:

$$N_{\text{channel}}^{(T)} = \rho C_{\text{po}} \left(\frac{1}{\alpha_{\text{expand}}} + T_i \right) \frac{H^2}{\sigma} \frac{d(i_{\text{channel}}/u_{\text{column}})}{dt}. \quad (16)$$

Плотность расширяющегося плазменного канала рассчитывается по формуле:

$$\rho = (m_i + m_e) \frac{u_{\text{column}} D_{1\text{eo}} T^2}{He} \sqrt{\frac{m_e}{(3kT_{\text{eo}} + 2eu_{\text{column}})}} + m_a n_a, \quad (17)$$

$$m_i = m_a - m_e,$$

где m_i – масса иона ксенона, $m_a = 2,18 \cdot 10^{-25}$ кг – масса атома ксенона.

Из уравнения Больцмана рассчитывается концентрация n_a возбужденных атомов в плазменном канале:

$$n_a = n_{a0} \frac{G_a}{G_{a0}} \exp \left[-\frac{j_1}{W_{Ta}} \right], \quad (18)$$

где $j_1 = 8,32$ эВ – энергия возбуждения атома ксенона, $G_{a0} = 1$ – статистическая сумма основного состояния атома, n_{a0} – концентрация атомов ксенона, находящихся в основном состоянии, определяемая соотношением [8]:

$$n_{a0} = \frac{\rho_{a0}}{\mu} N_A, \quad (19)$$

где ρ_{a0} – плотность ксенона при температуре $T_0 = 300$ К и давлении $P_0 = 80$ кПа, T_0 – температура окружающей среды, равная температуре стенок колбы ИКЛ, $\mu = 0,1313$ кг/моль – молярная масса ксенона, $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ – число Авогадро.

Статистическая сумма G_a возбужденных состояний атома находится из выражения [2]:

$$G_a = \sum_{y=1}^9 g_{ay} \exp \left[-\frac{W_{ay} - W_{a0}}{W_{Ta}} \right], \quad (20)$$

где y – номер энергетического состояния атома, g_{ay} – статистические веса возбужденных состояний атома: $g_{a0} = 1$, $g_{a1} = 5$, $g_{a2} = 3$, $g_{a3} = 1$, $g_{a4} = 3$, $g_{a5} = 3$, $g_{a6} = 5$, $g_{a7} = 7$, $g_{a8} = 3$, $g_{a9} = 5$.

W_{ay} – энергии термов атома: $W_{a1} = 8,315$ эВ, $W_{a2} = 8,436$ эВ, $W_{a3} = 9,447$ эВ, $W_{a4} = 9,57$ эВ, $W_{a5} = 9,58$ эВ, $W_{a6} = 9,686$ эВ, $W_{a7} = 9,721$ эВ, $W_{a8} = 9,789$ эВ, $W_{a9} = 9,821$ эВ.

Энергия движения W_{Ta} возбужденного атома ксенона в плазменном канале рассчитывается по формуле:

$$W_{Ta} [\text{eV}] = \frac{m_a v_a^2}{2} Z_1^{-1} = \frac{3}{2} k T_i Z_1^{-1}, \quad (21)$$

где $m_a = 2,18 \cdot 10^{-25}$ кг – масса атома ксенона, v_a – скорость движения возбужденного атома ксенона, $Z_1 = 1,6022 \cdot 10^{-19}$ Дж/эВ – коэффициент перевода единиц измерения из [Дж] в [эВ].

Энергия основного терма атома W_{a0} равна:

$$W_{a0} [\text{eV}] = \frac{3}{2} k T_0 Z_1^{-1}. \quad (22)$$

Стадии увеличения и поддержания температуры ксенонового равновесного плазменного канала характеризуются приблизительно одинаковыми значениями температур ионов T_{i*} , электронов T_{e*} и нейтральных атомов T_{a*} ($T_{i*} \approx T_{e*} \approx T_{a*} \approx T_{pl*}$), равными температуре T_{pl*} равновесной плазмы. Тепловую мощность $N_{\text{channel}}^{(T)}$, расходуемую на нагрев установившегося по объему равновесного плазменного канала, можно представить в виде:

$$N_{\text{channel}}^{(T)} = \frac{d(C_{v*} \rho_* V_{\text{channel}*} T_{pl*})}{dt} \approx C_{v*} \rho_* V_{\text{channel}*} \frac{dT_{pl*}}{dt}, \quad (23)$$

где ρ_* – объемная плотность равновесного плазменного канала, $V_{\text{channel}*}$ – установившийся объем равновесного плазменного канала, t – текущее время процессов формирования плазменного канала, C_{v*} – удельная теплоемкость равновесного плазменного канала при постоянном объеме, рассчитываемая по формуле Майера:

$$C_{v*} = C_{p*} - \frac{R_g}{\mu},$$

где C_{p*} – удельная теплоемкость равновесной ксеноновой плазмы при квазистационарном давлении, $R_g = 8,314$ Дж/(моль·К) [J/(mol·K)] – универсальная газовая постоянная, μ – молярная масса ксенона.

Удельная теплоемкость C_{p*} равновесной ксеноновой плазмы начинает изменяться, когда температура последней превышает электронную температуру образования ксеноновой плазмы $T_{eo}=6400$ К. При этом C_{p*} рассчитывается по эмпирической зависимости [70, 71]:

$$C_{p*} = C_{po} \exp(\beta_c (T_{pl*} - T_{eo})),$$

где $\beta_c = 6 \cdot 10^{-7}$ K⁻¹, $C_{po} = 158,3$ Дж/(кг·К) [J/(kg·K)] – удельная теплоемкость ксеноновой плазмы при температурах ксенона, принимающих значения меньшие или равные электронной температуре образования ксеноновой плазмы $T_{eo} = 6400$ К [K] в газоразрядных лампах типов IPL-8.3x40x162, ИНП-5/40, ИСП250 [15–17].

Входящая в выражение (23) температура T_{pl*} ксенонового равновесного плазменного канала связана с его удельной проводимостью σ^* , мгновенной полной электрической проводимостью y_{column} положительного столба плазменного канала, мгновенным напряжением u_{column} между краями положительного столба и мгновенным током $i_{channel}$ в нем следующей зависимостью [17]:

$$T_{pl*} = \sqrt{\frac{\sigma^*}{D}} = \sqrt{\frac{Hy_{column}}{D\pi R_{channel*}^2}} = \sqrt{\frac{Hi_{channel}}{D\pi R_{channel*}^2 u_{column}}} = \sqrt{\frac{i_{channel}}{D\pi R_{channel*}^2 E_{column}}}, \quad (24)$$

где σ^* – удельная электрическая проводимость положительного столба плазменного канала, $D = 3,2 \cdot 10^{-5}$ Сименс/(м·К²) [Siemens/(m·K²)], T_{pl*} – температура равновесного плазменного канала, E_{column} – напряженность электрического поля в положительном столбе плазменного канала, $R_{channel*}$ – радиус равновесного плазменного канала.

Скорость изменения температуры dT_{pl*}/dt равновесного плазменного канала, входящая также в выражение (23), с помощью зависимости (24) легко выражается через удобные для измерений физические параметры электрического разряда: скорость изменения мгновенной полной электрической проводимости dy_{column}/dt положительного столба плазменного канала длиной H и радиусом $R_{channel*}$:

$$\frac{dT_{pl*}}{dt} = \sqrt{\frac{H}{D\pi R_{channel*}^2}} \frac{d\sqrt{y_{column}}}{dt} = \sqrt{\frac{H}{D\pi R_{channel*}^2}} \frac{1}{2} (y_{column})^{-0.5} \frac{dy_{column}}{dt}. \quad (25)$$

Подстановка формулы (25) в выражение (23) и замена в нем скорости изменения температуры на скорость изменения электрической проводимости приводят к формуле, связывающей тепловую мощность для нагрева плазмы со скоростью изменения электрической проводимости положительного столба плазменного канала и другими физическими параметрами в газоразрядном промежутке лампы:

$$N_{channel*}^{(T)} = C_{v*} \rho_* V_{channel*} \frac{dT_{pl*}}{dt} = C_{v*} \rho_* V_{channel*} \sqrt{\frac{H}{D\pi R_{channel*}^2}} \frac{1}{2} (y_{column})^{-0.5} \frac{dy_{column}}{dt}, \quad (26a)$$

$$N_{channel*}^{(T)} = C_{v*} \rho_* V_{channel*} \sqrt{\frac{H}{D\pi R_{channel*}^2}} \frac{1}{2} \left(\frac{i_{channel}}{u_{column}} \right)^{-0.5} \frac{d(i_{channel}/u_{column})}{dt}. \quad (26b)$$

МЕТОДЫ РАСЧЕТА МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИКЛ (ИНПКЛ, ИСПКЛ) И СРЕДНЕГО СПЕКТРАЛЬНОГО ОТНОСИТЕЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ КСЕНОНОВОГО ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА

Суммарная по частотам ν мощность излучения $N_{channel}^{(r)}$ [Вт] [W] плазменного канала с площадью боковой поверхности $S_{channel}^{lateral}$ может быть определена по

спектральной энергетической экспозиции излучения плазмы $E_{v,T}$ [Дж/(м²·стерад)] [J/(m²·sterad)] в телесном угле [15–17]:

$$N_{\text{channel}}^{(r)} = 2\pi s_{\text{channel}}^{\text{lateral}} \int_0^{\infty} E_{v,T} dv. \quad (27)$$

Интегрируемая в (27) энергетическая экспозиция плазменного канала $E_{v,T}$ может быть найдена, исходя из формулы Планка для энергетической экспозиции абсолютно черного тела и оптического закона Кирхгофа, связывающего энергетическую экспозицию $E_{v,T}$ с безразмерным коэффициентом $A_{v,T}$, характеризующим поглощательную способность излучения плазменного канала:

$$\frac{E_{v,T}}{A_{v,T}} = \frac{2v^2}{c^2} \frac{hv}{\exp\left(\frac{hv}{kT_e}\right) - 1}, \quad (28)$$

где $h=6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с [J·s] – постоянная Планка, $c=3 \cdot 10^8$ м/с [m/s] – скорость излучения, $k=1,380662 \cdot 10^{-23}$ Дж/К [J/K] – постоянная Больцмана, v – частота излучения, T_e – электронная температура плазмы.

Результирующее выражение для мощности излучения $N_{\text{channel}}^{(r)}$ плазменного канала имеет вид:

$$N_{\text{channel}}^{(r)} = \frac{4\pi h}{c^2} \left(\frac{kT_e}{h}\right)^4 s_{\text{channel}}^{\text{lateral}} \int_0^{\infty} A_{x,T} \frac{x^3}{\exp(x) - 1} dx, \quad (29)$$

где переменная интегрирования x является отношением энергии излучения фотона на текущей частоте к характерной тепловой энергии электрона $x = hv/kT_e$.

Экспериментально наблюдаемая мощность излучения лампы $N_{\text{lamp}}^{(r)}$ отличается от мощности излучения плазменного канала $N_{\text{channel}}^{(r)}$ из-за поглощения части света стенками колбы лампы, характеризующей ее относительным коэффициентом пропускания излучения γ_v :

$$N_{\text{lamp}}^{(r)} = 2\pi s_{\text{channel}}^{\text{lateral}} \int_{v_1}^{v_2} \gamma_v E_{v,T} dv. \quad (30)$$

В ограниченном спектральном диапазоне частот от v_1 до v_2 , соответствующем полосе прозрачности колбы лампы, указанный эффект учитывается [15–17] введением среднего (усредненного по указанному интервалу частот) спектрального относительного коэффициента пропускания излучения кварцевых стенок колбы лампы $\langle \gamma \rangle$.

Объединение соотношений (30) и (28) с использованием среднего по спектральному интервалу длин волн $\lambda \in [\lambda_1, \lambda_2]$ (длин волн λ от граничной длины волны λ_1 до граничной длины волны λ_2) прозрачности кварцевых стенок колбы лампы значения коэффициента пропускания излучения $\langle \gamma \rangle$ приводит к следующей оценочной формуле для мощности излучения, генерируемого импульсной ксеноновой лампой:

$$N_{\text{lamp}}^{(r)} = \langle \gamma \rangle \frac{4\pi h}{c^2} \left(\frac{kT_e}{h}\right)^4 s_{\text{channel}}^{\text{lateral}} \int_{hc/(kT_e\lambda_2)}^{hc/(kT_e\lambda_1)} A_{x,T} \frac{x^3}{\exp(x) - 1} dx. \quad (31)$$

Для оценки входящего в (29), (31) среднего спектрального относительного коэффициента поглощения излучения плазменного канала $A_{x,T}$ использовался приближенный подход, примененный в [15–17]:

$$\langle A_T \rangle \approx 1 - \exp(-\langle \kappa \rangle r_{\text{channel}}), \quad (32)$$

где $\langle \kappa \rangle$ [м⁻¹, м⁻¹] – средний по спектральному интервалу прозрачности размерный показатель поглощения излучения ксеноновой плазмы, r_{channel} [м, м] – радиус плазменного канала.

В свою очередь, средний спектральный размерный показатель поглощения излучения $\langle \kappa \rangle$ ксеноновой плазмы оценивался из классических соображений (формула Г. Ширмера [16]):

$$\langle \kappa \rangle \approx B \frac{P}{T_e^3} \exp\left(-\frac{eU_{\text{ief}}}{kT_e}\right), \quad (33)$$

где $B=7,9 \cdot 10^{13}$ К³/(Па·м) [К³/(Па·м)], P – давление ксенона в плазменном канале, $U_{\text{ief}}=11,7$ В [В] – эффективный электрический потенциал ионизации атома ксенона, $e=1,6022 \cdot 10^{-19}$ Кл [С] – заряд электрона.

Для расчета термодинамического давления ксенонового плазменного канала объемом V_{channel} использовалось уравнение Ван-дер-Ваальса для ксенона:

$$\left(P + a_{\text{cr}}^{(\text{xe})} \left(\frac{v_{\text{plasma}}}{V_{\text{channel}}} \right)^2 \right) (V_{\text{channel}} - b_{\text{cr}}^{(\text{xe})} v_{\text{plasma}}) = v_{\text{plasma}} R_g T_i, \quad (34)$$

$$a_{\text{cr}}^{(\text{xe})} = \frac{27}{P_{\text{cr}}^{(\text{xe})}} \left(\frac{R_g T_{\text{cr}}^{(\text{xe})}}{8} \right)^2, \quad b_{\text{cr}}^{(\text{xe})} = \frac{R_g T_{\text{cr}}^{(\text{xe})}}{8 P_{\text{cr}}^{(\text{xe})}}.$$

В соотношении (34) P – термодинамическое давление плазменного канала, v_{plasma} – количество вещества плазмы, V_{channel} – объем плазменного канала, $R_g = 8,314$ Дж/(моль·К) [J/(mol·K)] – универсальная газовая постоянная, T_i – ионная температура плазменного канала, $a_{\text{cr}}^{(\text{xe})}$, $b_{\text{cr}}^{(\text{xe})}$ – критические постоянные для ксенона из уравнения Ван-Дер-Ваальса, $P_{\text{cr}}^{(\text{xe})}=5,84$ МПа [МПа] – критическое давление ксенона, $T_{\text{cr}}^{(\text{xe})}=289,734$ К [К] – критическая температура ксенона, а количество вещества v_{plasma} в плазменном канале с заданным объемом V_{channel} вычисляется через его объемную плотность ρ и молярную массу ксенона μ : $v_{\text{plasma}} = \rho V_{\text{channel}} / \mu$.

Подстановка приближенного решения уравнения (34) для термодинамического давления плазмы в канале в соотношение (33), а затем подстановка (33) в (32) приводит к формулам для определения средних спектральных относительных коэффициентов поглощения излучения расширяющегося ксенонового неравновесного плазменного канала (35а) и установившегося по объему ксенонового равновесного плазменного канала (35б)

$$\langle A_T \rangle \approx 1 - \exp\left[-\frac{B \rho R_g T_i r_{\text{channel}}}{(\mu - b_{\text{cr}}^{(\text{xe})} \rho) T_e^3} \exp\left(-\frac{eU_{\text{ief}}}{kT_e}\right) \right], \quad (35a)$$

$$\langle A_{T^*} \rangle \approx 1 - \exp\left[-\frac{B \rho_* R_g R_{\text{channel}^*}}{(\mu - b_{\text{cr}}^{(\text{xe})} \rho_*) T_{\text{pl}^*}^2} \exp\left(-\frac{eU_{\text{ief}}}{kT_{\text{pl}^*}}\right) \right], \quad (35b)$$

позволяющим преобразовать (29) и (31) к видам выражений для расчета мощностей излучения расширяющегося ксенонового неравновесного плазменного канала (36), импульсной ксеноновой лампы на стадии расширения канала (37), установившегося по объему ксенонового равновесного плазменного канала (38) и импульсной ксеноновой лампы на стадиях увеличения и поддержания температуры канала (39):

$$N_{\text{channel}}^{(r)} = \frac{4\pi h}{c^2} \langle A_T \rangle \left(\frac{kT_e}{h} \right)^4 s_{\text{channel}}^{\text{lateral}} \int_0^\infty \frac{x^3}{\exp(x) - 1} dx, \quad (36)$$

$$N_{\text{lamp}}^{(r)} = \langle \gamma \rangle \frac{4\pi h}{c^2} \langle A_T \rangle \left(\frac{kT_e}{h} \right)^4 S_{\text{channel}}^{\text{lateral}} \int_{hc/(kT_e\lambda_2)}^{hc/(kT_e\lambda_1)} \frac{x^3}{\exp(x)-1} dx, \quad (37)$$

$$N_{\text{channel}^*}^{(r)} = \frac{4\pi h}{c^2} \langle A_{T^*} \rangle \left(\frac{kT_{\text{pl}^*}}{h} \right)^4 S_{\text{channel}^*}^{\text{lateral}} \int_0^\infty \frac{x^3}{\exp(x)-1} dx, \quad (38)$$

$$N_{\text{lamp}^*}^{(r)} = \langle \gamma \rangle \frac{4\pi h}{c^2} \langle A_{T^*} \rangle \left(\frac{kT_{\text{pl}^*}}{h} \right)^4 S_{\text{channel}^*}^{\text{lateral}} \int_{hc/(kT_{\text{pl}^*}\lambda_2)}^{hc/(kT_{\text{pl}^*}\lambda_1)} \frac{x^3}{\exp(x)-1} dx. \quad (39)$$

ИКЛ (ИНПКЛ, ИСПКЛ) типов IPL-8.3x40x162, ИНП-5/40, ИСП250 излучают в спектральном диапазоне длин волн λ от $\lambda_1=180$ нм [nm] до $\lambda_2=1100$ нм [nm]. Кварцевые стенки колбы газоразрядной лампы имеют относительный коэффициент пропускания излучения, составляющий $\langle \gamma \rangle=0,92$ отн. ед. [rel. un.] [15, 16].

Спектральные плотности мощностей излучения в телесном угле расширяющегося ксенонового неравновесного плазменного канала (40), импульсной ксеноновой лампы на стадии расширения канала (41), установившегося по объему ксенонового равновесного плазменного канала (42) и импульсной ксеноновой лампы ИКЛ (ИНПКЛ, ИСПКЛ) на стадиях увеличения и поддержания температуры канала (43) рассчитываются по формулам:

$$(\phi)_{\text{channel}} = \frac{v^2}{c} \frac{2v^2}{c^2} \frac{hv}{\exp\left(\frac{hv}{kT_e}\right)-1} \langle A_T \rangle S_{\text{channel}}^{\text{lateral}}, \quad (40)$$

$$(\phi)_{\text{lamp}} = \gamma \frac{v^2}{c} \frac{2v^2}{c^2} \frac{hv}{\exp\left(\frac{hv}{kT_e}\right)-1} \langle A_T \rangle S_{\text{channel}}^{\text{lateral}}, \quad (41)$$

$$(\phi)_{\text{channel}^*} = \frac{v^2}{c} \frac{2v^2}{c^2} \frac{hv}{\exp\left(\frac{hv}{kT_{\text{pl}^*}}\right)-1} \langle A_{T^*} \rangle S_{\text{channel}^*}^{\text{lateral}}, \quad (42)$$

$$(\phi)_{\text{lamp}^*} = \gamma \frac{v^2}{c} \frac{2v^2}{c^2} \frac{hv}{\exp\left(\frac{hv}{kT_{\text{pl}^*}}\right)-1} \langle A_{T^*} \rangle S_{\text{channel}^*}^{\text{lateral}}. \quad (43)$$

МЕТОД РАСЧЕТА ТЕПЛОВОЙ МОЩНОСТИ, РАССЕИВАЕМОЙ КСЕНОНОВЫМ ПЛАЗМЕННЫМ КАНАЛОМ В ОКРУЖАЮЩУЮ СРЕДУ

Формула для расчета мощности теплоотдачи $N_{\text{xe}}^{(\chi)}$, рассеиваемой расширяющимся ксеноновым неравновесным плазменным каналом в окружающую среду, находящуюся при температуре T_0 , через граничную область, холодный ксенон и стенки колбы ИКЛ (ИНПКЛ, ИСПКЛ), имеет вид:

$$N_{\text{xe}}^{(\chi)} = \chi_{\text{xe}} S_{\text{channel}}^{\text{lateral}} \frac{T_i - T_0}{\Delta \ell} = \chi_{\text{xe}} S_{\text{channel}}^{\text{lateral}} \frac{T_{\text{ipda}} + \frac{1}{\alpha_{\text{expand}}} \ln\left(\frac{i_{\text{channel}}}{I_{\text{pda}}}\right) - T_0}{\Delta \ell}, \quad (44)$$

где $\chi_{\text{xe}}=3 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К) [W/(m·K)] – коэффициент теплопроводности ксенона, $T_0=300$ К [K] – температура окружающей среды, $\Delta \ell=0,2$ мм [mm] – толщина граничной области, в которой температура падает от значения ионной температуры плазменного канала T_i до температуры холодного ксенона T_0 [17].

Площадь боковой поверхности $s_{\text{channel}}^{\text{lateral}}$ и радиус r_{channel} расширяющегося плазменного канала определяются с помощью дифференциального закона Ома и имеют вид:

$$s_{\text{channel}}^{\text{lateral}} = 2\pi r_{\text{channel}} H, \quad (45) \quad r_{\text{channel}} = \sqrt{\frac{Hi_{\text{channel}}}{\pi \sigma u_{\text{column}}}}, \quad (46)$$

$$u_{\text{column}} = u_{\text{lamp}} - U_{\text{anode}} - U_{\text{cathode}}, \quad (47)$$

где U_{anode} – падение напряжения на прианодной области ИКЛ (ИНПКЛ, ИСПКЛ), U_{cathode} – падение напряжения на прикатодной области ИКЛ (ИНПКЛ, ИСПКЛ).

Формула для расчета мощности теплоотдачи $N_{\text{xe}}^{(\chi)}$, рассеиваемой установившимся по объему ксеноновым равновесным плазменным каналом в окружающую среду, находящуюся при температуре T_0 , через граничную область и стенки колбы ИКЛ (ИНПКЛ, ИСПКЛ), имеет вид:

$$N_{\text{xe}}^{(\chi)} = \chi_{\text{xe}} s_{\text{channel}}^{\text{lateral}} \frac{T_{\text{pl}}^* - T_0}{\Delta \ell} = \chi_{\text{xe}} s_{\text{channel}}^{\text{lateral}} \frac{\sqrt{\frac{Hi_{\text{channel}}}{D\pi R_{\text{channel}}^2 u_{\text{column}}}} - T_0}{\Delta \ell}, \quad (48)$$

где $\chi_{\text{xe}} = 3 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К) [W/(m·K)] – коэффициент теплопроводности ксенона, $T_0 = 300$ К [K] – температура окружающей среды, $\Delta \ell = 0,2$ мм [mm] – толщина граничной области, в которой температура падает от значения температуры равновесного плазменного канала T_{pl}^* до температуры холодного ксенона T_0 [17].

Площадь боковой поверхности $s_{\text{channel}}^{\text{lateral}}$ и радиус R_{channel}^* установившегося по объему плазменного канала имеют вид:

$$s_{\text{channel}}^{\text{lateral}} = 2\pi R_{\text{channel}}^* H, \quad (49) \quad R_{\text{channel}}^* = R_{\text{iclb}} - \Delta \ell, \quad (50)$$

где R_{iclb} – радиус внутренней полости колбы газоразрядной лампы.

В импульсной ксеноновой лампе на стадиях расширения ксенонового плазменного канала, увеличения и поддержания температуры ксенонового равновесного плазменного канала значения приэлектродных падений напряжений U_{anode} , U_{cathode} не превышают нескольких вольт и малы по сравнению с падением напряжения u_{column} между краями положительного столба, составляющим значение около 40 В [V] в режиме псевдодежурной дуги и достигающим 400 В [V] в режиме силового импульса напряжения накачки (47).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В ЛАМПЕ

Полученные в рассмотренной энергетической модели выражения (1а), (2), (3), (4), (10), (16), (36), (44) позволяют построить уравнение баланса мощностей на стадии расширения ксенонового неравновесного плазменного канала в рамках сделанных приближений:

$$i_{\text{channel}} u_{\text{column}} = \left\{ n_e \left(W_i + \frac{3}{2} k T_{\text{eo}} \right) + \rho C_{\text{po}} \left(\frac{1}{\alpha_{\text{expand}}} + T_i \right) \right\} \frac{H^2}{\sigma} \frac{d(i_{\text{channel}}/u_{\text{column}})}{dt} + \frac{4\pi h}{c^2} \langle A_T \rangle \left(\frac{k T_{\text{eo}}}{h} \right)^4 s_{\text{channel}}^{\text{lateral}} \int_0^\infty \frac{x^3}{\exp(x) - 1} dx + \chi_{\text{xe}} s_{\text{channel}}^{\text{lateral}} \frac{T_i - T_0}{\Delta \ell}. \quad (51)$$

В этой статье работа импульсной ксеноновой лампы исследовалась в электрической схеме на основе модулятора с частичным разрядом накопительной емкости, то есть в том случае, когда тумблер находился в положении (2), и изображенная на рисунке 1 электрическая схема функционировала в так называемом втором варианте. Большое значение емкости блока накопительных конденсаторов

обеспечивает квазистабильность значения падения напряжения между анодом и катодом лампы $U_{\text{lamp}} \approx \text{const}$, что, в свою очередь, приводит к неизменности разности потенциалов между краями положительного столба плазменного канала. Этот фактор позволяет упростить уравнение (51), перейдя в нем от электрической проводимости положительного столба плазменного канала к падению электрического напряжения U_{column} на нем:

$$i_{\text{channel}} U_{\text{column}} = \left\{ n_e \left(W_i + \frac{3}{2} k T_{\text{eo}} \right) + \rho C_{\text{po}} \left(\frac{1}{\alpha_{\text{expand}}} + T_i \right) \right\} \frac{H^2}{\sigma U_{\text{column}}} \frac{di_{\text{channel}}}{dt} + \frac{4\pi h}{c^2} \langle A_T \rangle \left(\frac{k T_{\text{eo}}}{h} \right)^4 s_{\text{channel}}^{\text{lateral}} \int_0^\infty \frac{x^3}{\exp(x) - 1} dx + \chi_{\text{xe}} s_{\text{channel}}^{\text{lateral}} \frac{T_i - T_0}{\Delta \ell}. \quad (52)$$

В результате для расширяющегося неравновесного плазменного канала из вышеуказанных уравнений получена система уравнений, включающая в себя также уравнение (52), из которой можно определить ход зависимостей от времени газоразрядного электрического тока $i_{\text{channel}}(t)$ и других временных характеристик физических параметров рассматриваемой системы:

$$\begin{aligned} \langle A_T \rangle &\approx 1 - \exp \left[- \frac{B \rho R_g T_i r_{\text{channel}}}{(\mu - b_{\text{cr}}^{(\text{xe})} \rho) T_e^3} \exp \left(- \frac{e U_{\text{ief}}}{k T_e} \right) \right], & T_i &= T_{\text{ipda}} + \frac{1}{\alpha_{\text{expand}}} \ln \left(\frac{i_{\text{channel}}}{I_{\text{pda}}} \right), \\ s_{\text{channel}}^{\text{lateral}} &= 2\pi H^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{i_{\text{channel}}}{\pi \sigma U_{\text{column}}}}, & r_{\text{channel}} &= \sqrt{\frac{H i_{\text{channel}}}{\pi \sigma U_{\text{column}}}}, & \sigma &= D T_{\text{eo}}^2, \\ n_e &= \frac{U_{\text{column}} D T_{\text{eo}}^2}{e H} \sqrt{\frac{m_e}{(3k T_{\text{eo}} + 2e U_{\text{column}})}}, \\ \rho &= (m_i + m_e) \frac{U_{\text{column}} D T_{\text{eo}}^2}{H e} \sqrt{\frac{m_e}{(3k T_{\text{eo}} + 2e U_{\text{column}})}} + m_a n_a, \\ n_a &= n_{a0} \frac{G_a}{G_{a0}} \exp \left[- \frac{j_1}{W_{\text{Ta}}} \right], & W_{\text{Ta}} &= \frac{m_a v_a^2}{2} = \frac{3}{2} k T_i. \end{aligned}$$

Система уравнений для расширяющегося ксенонового неравновесного плазменного канала решалась в ходе его численного интегрирования для газоразрядного электрического тока $i_{\text{channel}}(t)$ в канале лампы. Через ток $i_{\text{channel}}(t)$ были выражены: средний спектральный относительный коэффициент поглощения излучения $\langle A_T \rangle$, ионная температура T_i , площадь боковой поверхности $s_{\text{channel}}^{\text{lateral}}$ и радиус r_{channel} плазменного канала. Шаг сплайновой интерполяции не превосходил сотой временной доли от характерного времени формирования стадии расширения плазменного канала.

Полученные в рассмотренной энергетической модели выражения (1б), (2), (3), (4), (26б), (38), (48) позволяют построить уравнение баланса мощностей на стадиях увеличения и поддержания температуры ксенонового равновесного плазменного канала в рамках сделанных приближений:

$$i_{\text{channel}} u_{\text{column}} = C_{\text{v}*} \rho_* V_{\text{channel}*} \sqrt{\frac{H}{D \pi R_{\text{channel}*}^2}} \frac{1}{2} \left(\frac{i_{\text{channel}}}{u_{\text{column}}} \right)^{-0.5} \frac{d(i_{\text{channel}}/u_{\text{column}})}{dt} + \frac{4\pi h}{c^2} \langle A_{T*} \rangle \left(\frac{k T_{\text{pl}*}}{h} \right)^4 s_{\text{channel}*}^{\text{lateral}} \int_0^\infty \frac{x^3}{\exp(x) - 1} dx + \chi_{\text{xe}} s_{\text{channel}*}^{\text{lateral}} \frac{T_{\text{pl}*} - T_0}{\Delta \ell}. \quad (53)$$

Квазистабильность значения падения напряжения между анодом и катодом лампы $U_{\text{lamp}} \approx \text{const}$ приводит к неизменности разности потенциалов между краями положительного столба плазменного канала, что позволяет упростить уравнение (53), перейдя в нем от электрической проводимости положительного столба плазменного канала к падению электрического напряжения U_{column} на нем:

$$i_{\text{channel}} U_{\text{column}} = C_{\text{v}*} \rho_{\text{*}} V_{\text{channel}*} \sqrt{\frac{H}{D U_{\text{column}} \pi R_{\text{channel}*}^2}} \frac{1}{2} i_{\text{channel}}^{-0.5} \frac{di_{\text{channel}}}{dt} + \frac{4\pi h}{c^2} \langle A_{\text{T}*} \rangle \left(\frac{kT_{\text{pl}*}}{h} \right)^4 S_{\text{channel}*}^{\text{lateral}} \int_0^{\infty} \frac{x^3}{\exp(x)-1} dx + \chi_{\text{xe}} S_{\text{channel}*}^{\text{lateral}} \frac{T_{\text{pl}*} - T_0}{\Delta \ell}. \quad (54)$$

В результате для установившегося по объему равновесного плазменного канала из вышеуказанных уравнений получена система уравнений, включающая в себя также уравнение (54), из которой можно определить ход зависимостей от времени газоразрядного электрического тока $i_{\text{channel}}(t)$ и других временных характеристик физических параметров рассматриваемой системы:

$$\langle A_{\text{T}*} \rangle \approx 1 - \exp \left[- \frac{B \rho_{\text{*}} R_{\text{g}} R_{\text{channel}*}}{(\mu - b_{\text{cr}}^{(\text{xe})} \rho_{\text{*}}) T_{\text{pl}*}^2} \exp \left(- \frac{e U_{\text{ief}}}{k T_{\text{pl}*}} \right) \right],$$

$$T_{\text{pl}*} = \sqrt{\frac{H i_{\text{channel}}}{D \pi R_{\text{channel}*}^2 U_{\text{column}}}}.$$

Система уравнений для установившегося по объему ксенонового равновесного плазменного канала решалась в ходе его численного интегрирования для газоразрядного электрического тока $i_{\text{channel}}(t)$ в канале лампы. Через ток $i_{\text{channel}}(t)$ были выражены: средний спектральный относительный коэффициент поглощения излучения $\langle A_{\text{T}*} \rangle$, ионная температура $T_{\text{pl}*}$ плазменного канала. Шаг сплайновой интерполяции не превосходил сотой временной доли от характерного времени формирования стадии увеличения и поддержания температуры равновесного плазменного канала.

В результате решения систем уравнений для стадий расширения неравновесного плазменного канала, увеличения и поддержания температуры равновесного плазменного канала были рассчитаны сопоставляемые с экспериментальными временные зависимости мгновенных токов $i_{\text{channel}}(t)$, протекающих в плазменном канале импульсной ксеноновой лампы ИКЛ (ИНПКЛ), с помощью которых рассчитывались следующие зависимости:

а) временные зависимости поступающих в ИКЛ (ИНПКЛ) мгновенных электрических мощностей $N_{\text{lamp}}^{(\text{e})}(t)$ (2) и мощностей излучения $N_{\text{lamp}}^{(\text{r})}(t)$ (37), (39) импульсной ксеноновой лампы, результаты моделирования которых сопоставлялись с экспериментальными результатами;

б) сопоставляемые с экспериментальными временные зависимости эффективностей преобразования поступающих в импульсную ксеноновую лампу силовых импульсов электрической мощности накачки в импульсы мощности излучения лампы $N_{\text{lamp}}^{(\text{r})}/N_{\text{lamp}}^{(\text{e})}$ (37), (39), (2);

с) временные зависимости ионизирующих расширяющийся ксеноновый плазменный канал мощностей $N_{\text{channel}}^{(\text{i})}(t)$ (10), нагревающих плазменный канал тепловых мощностей $N_{\text{channel}}^{(\text{T})}(t)$ (16), (266), мощностей излучения $N_{\text{channel}}^{(\text{r})}(t)$ (36), (38) плазменного канала и мощностей теплоотдачи $N_{\text{xe}}^{(\text{x})}(t)$ (44), (48) из плазменного канала в окружающую среду;

д) временные зависимости средних спектральных относительных коэффициентов поглощения излучения $\langle A_T \rangle$ (35а), (36б) плазменного канала;

е) распределения спектральных плотностей мощностей излучения ксенонового плазменного канала $\phi^{(\text{expand end})}_{\text{channel}}$ (40), $\phi^{(\text{maintain})}_{\text{channel}*}$ (42) и импульсной ксеноновой лампы $\phi^{(\text{expand end})}_{\text{lamp}}$ (41), $\phi^{(\text{maintain})}_{\text{lamp}*}$ (43), как функций от длины волны спектра излучения в конце стадии расширения плазменного канала и на стадии поддержания температуры равновесного плазменного канала.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Соответствие результатов выполненного экспериментального исследования и оценок, проведенных в рамках построенной теоретической модели, проверялось на лампе типа ИНП-5/40 для двух значений напряжения на накопительной емкости блока конденсаторов ($U_{\text{lamp},1}=80$ В [V] и $U_{\text{lamp},2}=110$ В [V]) для второго режима функционирования электрической схемы питания. Силовой импульс напряжения накачки подавался на газоразрядный промежуток лампы, между электродами которого предварительно был сформирован плазменный канал псевдодежурной дуги.

Регистрация переходных характеристик мгновенных напряжений, пропорциональных мгновенным напряжениям накачки между электродами ИКЛ $u_{\text{lamp}}(t)$, осуществлялась с помощью резисторного делителя R5–R6. Мгновенные напряжения, снимаемые с резистора R5, находящегося в нижнем плече резисторного делителя, пропорциональны мгновенным напряжениям накачки $u_{\text{lamp}}(t)$ между электродами (анодом и катодом) ИКЛ (ИНПКЛ). Регистрация временных зависимостей мгновенных электрических токов накачки $i_{\text{channel}}(t)$ в плазменном канале импульсной ксеноновой лампы ИКЛ (ИНПКЛ), приведенных на рисунках 3а, 3б, вместе с результатами численного моделирования $i_{\text{channel}}(t)$ системы уравнений для плазменного канала, осуществлялась с помощью резистора (активного сопротивления) R3. Импульсный стабилитрон VD4 предназначен для защиты осциллографа osc. 3 от перенапряжений на резисторе R5, возникающих во время воздействия импульса высокого напряжения зажигания (поджига) между анодом и катодом ИКЛ.

Рис. 3а. Временные зависимости электрических токов, протекающих в расширяющемся плазменном канале импульсной ксеноновой лампы, с начального момента формирования силового импульса газоразрядного мгновенного электрического тока накачки в лампе: 1 и 1* — экспериментальная и рассчитанная характеристики для питающего напряжения на лампе значением 80 В, 2 и 2* — экспериментальная и рассчитанная характеристики для питающего напряжения на лампе значением 110 В.

Рис. 3б. Временные зависимости электрических токов накачки, протекающих в установившемся по объему плазменном канале, с начального момента времени формирования стадии увеличения температуры равновесного плазменного канала в импульсной ксеноновой лампе: 1 и 1* — экспериментальная и рассчитанная характеристики для питающего напряжения на лампе значением 80 В, 2 и 2* — экспериментальная и рассчитанная характеристики для питающего напряжения на лампе значением 110 В.

Как следует из рисунков 3а, 3б, экспериментальные и рассчитанные временные зависимости мгновенных токов $i_{\text{channel}}(t)$ в процессе формирования ксенонового плазменного канала дугового электрического разряда в ИКЛ (ИНПКЛ) удовлетворительно согласуются между собой, что свидетельствует об адекватности предложенной физико-математической модели по отношению к экспериментальным измерениям.

Регистрация переходных характеристик поверхностных плотностей мощностей излучения ИКЛ (ИНПКЛ) осуществлялась с помощью фотоприемника VD3 и резистора (активного сопротивления) R4. По экспериментальным переходным характеристикам поверхностных плотностей мощностей излучения ИКЛ (ИНПКЛ), по заданному расстоянию от лампы до фотоприемника, по известной длине газоразрядного промежутка между анодом и катодом лампы, по известной площади поперечного сечения фоточувствительной области фотоприемника определены экспериментальные переходные характеристики мощностей излучения ИКЛ (ИНПКЛ) $N_{\text{lamp}}^{(r)}(t)$, которые приведены на рисунках 4а, 4б вместе с результатами численного моделирования (37), (39).

На рисунках 4а, 4б приведены расчетные временные зависимости десятичных логарифмов нормированных поступающих в ИКЛ (ИНПКЛ) мгновенных электрических мощностей $\lg(N_{\text{lamp}}^{(e)}(t)/N_{\text{pdo}}^{(e)})$ (2) и мощностей излучения $\lg(N_{\text{lamp}}^{(r)}(t)/N_{\text{pdo}}^{(e)})$ (37), (39) импульсной ксеноновой лампы относительно поступающей электрической мощности в плазменный канал псевдодежурной дуги, результаты моделирования которых сопоставлены с экспериментальными результатами.

Рис. 4а. Временные зависимости десятичных логарифмов поступающих в импульсную ксеноновую лампу нормированных мгновенных электрических мощностей $\lg(N(e)lamp(t)/N(e)pdao)$ и ее нормированных мгновенных мощностей излучения $\lg(N(r)lamp(t)/N(e)pdao)$ относительно поступающей электрической мощности в плазменный канал псевдодожурной дуги на стадии расширения плазменного канала: $1e$ и $1e^*$ — экспериментальная и рассчитанная характеристики электрических мощностей для питающего напряжения на лампе значением 80 В, $2e$ и $2e^*$ — экспериментальная и рассчитанная характеристики электрических мощностей для питающего напряжения на лампе значением 110 В, $1r$ и $1r^*$ — экспериментальная и рассчитанная характеристики мощностей излучения для питающего напряжения на лампе значением 80 В, $2r$ и $2r^*$ — экспериментальная и рассчитанная характеристики мощностей излучения для питающего напряжения на лампе значением 110 В.

Рис. 4б. Временные зависимости десятичных логарифмов поступающих в импульсную ксеноновую лампу нормированных мгновенных электрических мощностей $\lg(N(e)lamp^*(t)/N(e)pdao)$ и ее нормированных мгновенных мощностей излучения $\lg(N(r)lamp^*(t)/N(e)pdao)$ относительно поступающей электрической мощности в плазменный канал псевдодожурной дуги на стадии увеличения и поддержания температуры равновесного плазменного канала: $1e$ и $1e^*$ — экспериментальная и рассчитанная характеристики электрических мощностей для питающего напряжения на лампе значением 80 В, $2e$ и $2e^*$ — экспериментальная и рассчитанная характеристики электрических мощностей для питающего напряжения на лампе значением 110 В, $1r$ и $1r^*$ — экспериментальная и рассчитанная характеристики мощностей излучения для питающего напряжения на лампе значением 80 В, $2r$ и $2r^*$ — экспериментальная и рассчитанная характеристики мощностей излучения для питающего напряжения на лампе значением 110 В.

Как следует из рисунков 4а, 4б, экспериментальные и рассчитанные временные зависимости десятичных логарифмов поступающих в импульсную ксеноновую лампу нормированных мгновенных электрических мощностей $\lg(N_{\text{lamp}}^{(e)}(t)/N_{\text{pdao}}^{(e)})$ и ее нормированных мгновенных мощностей излучения $\lg(N_{\text{lamp}}^{(r)}(t)/N_{\text{pdao}}^{(e)})$ в процессе формирования ксенонового плазменного канала дугового электрического разряда в ИКЛ (ИНПКЛ) удовлетворительно согласуются между собой при одном и том же значении напряжения на лампе. Также следует учесть, что увеличение напряжения между электродами лампы сопровождается возрастанием скоростей нарастания и сокращением длительностей фронтов поступающих в нее электрических мощностей и излучаемых ею мощностей.

На рисунках 5а, 5б проиллюстрированы рассчитанные и экспериментальные временные зависимости эффективностей преобразования подводимых к импульсной ксеноновой лампе силовых импульсов электрической мощности накачки в импульсы мощности излучения лампы $N_{\text{lamp}}^{(r)}/N_{\text{lamp}}^{(e)}$.

Рис. 5а. Временные зависимости эффективностей преобразования поступающих в лампу электрических мощностей в мощность излучения ее на стадии расширения плазменного канала: 1 — экспериментальная характеристика при напряжении на лампе значением 80 В, 1* — расчетная характеристика при напряжении на лампе значением 80 В, 2 — экспериментальная характеристика при напряжении на лампе значением 110 В, 2* — расчетная характеристика при напряжении на лампе значением 110 В.

Рис. 5б. Временные зависимости эффективностей преобразования поступающих в лампу электрических мощностей в мощность излучения ее на стадиях увеличения и поддержания температуры равновесного плазменного канала: 1 — экспериментальная характеристика при напряжении на лампе значением 80 В, 1* — расчетная характеристика при напряжении на лампе значением 80 В, 2 — экспериментальная характеристика при напряжении на лампе значением 110 В, 2* — расчетная характеристика при напряжении на лампе значением 110 В.

Из рисунков 5а, 5б видно, что по мере расширения плазменного канала и увеличения его температуры эффективности преобразования поступающих в импульсную ксеноновую лампу электрических мощностей в мощности излучения ее увеличиваются с текущим временем при фиксированном напряжении между анодом и катодом лампы. Также следует учесть, что увеличение напряжения между электродами лампы сопровождается возрастанием скоростей нарастания и сокращением длительностей фронтов эффективностей преобразования поступающих в лампу электрических мощностей в мощности излучения ее.

На рисунках 6а, 6б приведены расчетные временные зависимости десятичных логарифмов нормированных мощностей для ионизации расширяющегося плазменного канала $\lg(N^{(i)}_{\text{channel}}(t)/N^{(e)}_{\text{pdao}})$ (10), для нагрева плазменного канала $\lg(N^{(T)}_{\text{channel}}(t)/N^{(e)}_{\text{pdao}})$ (16), (26б), для излучения плазменного канала $\lg(N^{(r)}_{\text{channel}}(t)/N^{(e)}_{\text{pdao}})$ (36), (38) и теплоотдачи из канала $\lg(N^{(\chi)}_{\text{xe}}(t)/N^{(e)}_{\text{pdao}})$ (44), (48) относительно поступающей электрической мощности в плазменный канал псевдодежурной дуги.

Рис. 6а. Временные зависимости десятичных логарифмов нормированных мощностей для ионизации расширяющегося плазменного канала $\lg(N^{(i)}_{\text{channel}}(t)/N^{(e)}_{\text{pdao}})$, для нагрева плазменного канала $\lg(N^{(T)}_{\text{channel}}(t)/N^{(e)}_{\text{pdao}})$, для излучения плазменного канала $\lg(N^{(r)}_{\text{channel}}(t)/N^{(e)}_{\text{pdao}})$ и теплоотдачи из него в окружающую среду $\lg(N^{(\chi)}_{\text{xe}}(t)/N^{(e)}_{\text{pdao}})$ относительно поступающей электрической мощности в плазменный канал псевдодежурной дуги на стадии расширения плазменного канала: $1i^*$, $2i^*$ — рассчитанные характеристики для мощностей ионизации плазменного канала при значениях питающих напряжений на лампе 80 В и 110 В соответственно, $1T^*$, $2T^*$ — рассчитанные характеристики для мощностей нагрева расширяющегося плазменного канала при значениях питающих напряжений на лампе 80 В и 110 В соответственно, $1r^*$, $2r^*$ — рассчитанные характеристики для мощностей излучения плазменного канала при значениях питающих напряжений на лампе 80 В и 110 В соответственно, $1\chi^*$, $2\chi^*$ — рассчитанные характеристики для мощностей теплоотдачи из канала в окружающую среду при значениях питающих напряжений на лампе 80 В и 110 В соответственно.

Как и следовало ожидать, в процессе расширения плазменного канала временные зависимости десятичных логарифмов нормированных мощностей для ионизации расширяющегося плазменного канала $\lg(N^{(i)}_{\text{channel}}(t)/N^{(e)}_{\text{pdao}})$, для нагрева плазменного канала $\lg(N^{(T)}_{\text{channel}}(t)/N^{(e)}_{\text{pdao}})$, для излучения плазменного канала $\lg(N^{(r)}_{\text{channel}}(t)/N^{(e)}_{\text{pdao}})$ и теплоотдачи из канала в окружающую среду $\lg(N^{(\chi)}_{\text{xe}}(t)/N^{(e)}_{\text{pdao}})$ увеличиваются со временем при одном и том же значении напряжения на лампе. При этом увеличение напряжения между электродами лампы ведет к возрастанию скоростей нарастания мощностей для ионизации расширяющегося плазменного канала,

для нагрева плазменного канала, для излучения плазменного канала и теплоотдачи из него в окружающую среду.

Рис. 66. Временные зависимости десятичных логарифмов нормированных мощностей для нагрева установившегося по объему равновесного плазменного канала $\lg(N(T)_{\text{channel}}(t)/N(e)_{\text{pdao}})$, излучения плазменного канала $\lg(N(r)_{\text{channel}}(t)/N(e)_{\text{pdao}})$ и теплоотдачи из него в окружающую среду $\lg(N(\chi)_{\text{xe}}(t)/N(e)_{\text{pdao}})$ относительно поступающей электрической мощности в плазменный канал псевдодержурной дуги на стадиях увеличения и поддержания температуры равновесного плазменного канала: $1T^*$, $2T^*$ — рассчитанные характеристики для мощностей нагрева равновесного плазменного канала при значениях питающих напряжений на лампе 80 В и 110 В соответственно, $1r^*$, $2r^*$ — рассчитанные характеристики для мощностей излучения равновесного плазменного канала при значениях питающих напряжений на лампе 80 В и 110 В соответственно, $1\chi^*$, $2\chi^*$ — рассчитанные характеристики для мощностей теплоотдачи из равновесного канала в окружающую среду при значениях питающих напряжений на лампе 80 В и 110 В соответственно.

В процессах увеличения и поддержания температуры равновесного плазменного канала временные зависимости десятичных логарифмов нормированных мощностей для излучения плазменного канала $\lg(N^{(r)}_{\text{channel}}(t)/N^{(e)}_{\text{pdao}})$ увеличиваются со временем и устанавливаются по амплитуде при фиксированном значении напряжения на лампе. При этом увеличение напряжения между электродами лампы ведет к возрастанию скоростей нарастания и амплитуд мощностей для излучения плазменного канала.

На рисунках 7а, 7б приведены расчетные временные зависимости средних спектральных относительных коэффициентов поглощения излучения $\langle A_T \rangle$ (35а), (35б) плазменного канала в ИКЛ (ИНПКЛ).

Рис. 7а. Временные зависимости средних спектральных относительных коэффициентов поглощения излучения расширяющегося плазменного канала в ИКЛ (ИНПКЛ): 1^* — расчетная характеристика при напряжении на лампе значением 80 В, 2^* — расчетная характеристика при напряжении на лампе значением 110 В.

Рис. 76. Временные зависимости средних спектральных относительных коэффициентов поглощения излучения равновесного плазменного канала в ИКЛ (ИНПКЛ) на стадиях увеличения и поддержания его температуры: 1* — расчетная характеристика при напряжении на лампе значением 80 В, 2* — расчетная характеристика при напряжении на лампе значением 110 В.

Представленные на рисунках 7а, 7б временные зависимости средних спектральных относительных коэффициентов поглощения излучения $\langle A_T \rangle$ (35а), (35б) демонстрируют на качественном уровне сходное поведение, то есть монотонное возрастание на протяжении стадий расширения и увеличения температуры плазменного канала, а на стадии поддержания температуры равновесного плазменного канала происходит установление этих коэффициентов поглощения излучения по амплитуде. При увеличении электрического напряжения, прикладываемого к газоразрядному промежутку лампы, наблюдается увеличение характерных скоростей возрастания средних спектральных относительных коэффициентов поглощения излучения плазменного канала.

На рисунках 8а, 8б приведены распределения спектральных плотностей мощностей излучения плазменного канала и ИКЛ (ИНПКЛ) в телесном угле, как функций от длины волны излучения в конце стадии расширения канала и на стадии поддержания его температуры.

Рис. 8а. Распределения спектральных плотностей мощностей излучения импульсной ксеноновой лампы (ИКЛ) типа ИНП-5/40 и ксенонового плазменного канала в телесном угле, как функций от длины волны излучения в конце стадии расширения канала: 1* — расчетная характеристика ИКЛ при напряжении между анодом и катодом лампы значением 80 В, 1** — расчетная характеристика плазменного канала при напряжении между анодом и катодом лампы значением 80 В, 2* — расчетная характеристика ИКЛ при напряжении между анодом и катодом лампы значением 110 В, 2** — расчетная характеристика плазменного канала при напряжении между анодом и катодом лампы значением 110 В.

Рис. 86. Распределения спектральных плотностей мощностей излучения импульсной ксеноновой лампы (ИКЛ) типа ИПП-5/40 и ксенонового плазменного канала в телесном угле, как функций от длины волны излучения на стадии поддержания температуры равновесного плазменного канала: 1* — расчетная характеристика ИКЛ при напряжении между анодом и катодом лампы значением 80 В, 1** — расчетная характеристика плазменного канала при напряжении между анодом и катодом лампы значением 80 В, 2* — расчетная характеристика ИКЛ при напряжении между анодом и катодом лампы значением 110 В, 2** — расчетная характеристика плазменного канала при напряжении между анодом и катодом лампы значением 110 В.

Из рисунков (4а), (4б), (6а), (6б) следует, что разность интегральных мощностей по спектру электромагнитного излучения, генерируемого плазменным каналом, и излучения, выходящего из импульсной ксеноновой лампы, в один момент времени не превосходит 25 %. Полученная оценка значений разницы интегральных мощностей по спектру электромагнитного излучения оправдывает отсутствие в уравнениях баланса мощностей (1а), (1б) слагаемого, описывающего переход не покинувшей импульсную ксеноновую лампу мощности электромагнитного излучения в тепловую мощность, расходуемую на нагревание ксенона в лампе.

Из временных зависимостей тепловых мощностей, расходуемых на разогрев плазменного канала, рассеяние мощностей теплоотдачи в окружающую среду, и продемонстрированных на рисунках 6а, 6б, следует, что основным ограничителем коэффициента полезного действия преобразования электрической мощности, поступившей в импульсную ксеноновую лампу за длительность импульса тока накачки, в мощность излучения ее за тот же интервал времени являются тепловые потери.

Удовлетворительное совпадение результатов численного моделирования с экспериментом позволяет говорить о применимости предложенной модели для оценок в первом приближении временного хода параметров плазменного канала импульсного дугового электрического разряда в импульсных ксеноновых лампах.

Создание основанной на учете систем уравнений численной модели плазменного канала позволяет не только получить оценки для полномасштабного плазменного моделирования, учитывающего специфику существенных для рассматриваемой системы элементарных столкновительных и радиационных процессов в плазме, но и дает возможность оценить ряд важных для оптимизации режимов работы газоразрядных ламп накачки внутренних физических параметров нелокального нестационарного плазменного канала.

Низкие эффективности преобразования поступающих в импульсную ксеноновую лампу электрических мощностей в мощности излучения ее на стадии расширения ксенонового неравновесного плазменного канала обусловлены доминированием энергетических потоков, расходуемых на создание, разогрев и

формирование плазменного канала в газоразрядном промежутке лампы. На стадиях увеличения и поддержания температуры равновесного плазменного канала, являющихся последующими стадиями горения дугового электрического газового разряда, происходит существенное перераспределение энергетических потоков, что приводит к возрастанию эффективностей преобразования поступающих в импульсную ксеноновую лампу электрических мощностей в мощности излучения ее.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанная работа является этапом комплексного прикладного исследования нелокальной плазмы импульсного дугового электрического разряда в ксеноновых лампах оптической накачки. Работа выполнена в рамках серии исследований, посвященных разработке эффективных методов численного моделирования нелокальной газоразрядной плазмы и его использования для практических интересных приложений. Полученные в настоящей работе результаты носят оценочный характер, и они будут использованы в качестве приближения для многопараметрического моделирования плазмы в весьма сложном и интересном для теории и практики моделирования случае нестационарной фазы развития электрического газового разряда. В этой связи представляется интересным сопоставление результатов проделанного в рамках энергетического подхода квазианалитического рассмотрения с результатами популярных сегодня существенно более ресурсоемких численных моделей, основанных на учете совокупности элементарных плазменных процессов в рамках квазигидродинамических приближений.

С точки зрения задачи оптимизации работы импульсных ламп оптической накачки данная работа будет продолжена. Совокупность полуаналитических моделей, базирующихся на системах уравнений, будет использоваться, как база для решения задачи оптимизации режимов работы импульсных ксеноновых ламп.

1. Koechner W. Solid-State Laser Engineering. Sixth revised and updated edition. Springer, 2006, 747 pp.
2. Super Quiet Xenon Lamps, Technical Literature TLSX1002E06, Hamamatsu Photonics K.K, March, 2000.
3. Xenon Flash Lamps, Technical Literature TLSX1008E04, Hamamatsu Photonics K.K. April, 1998.
4. Phillips, R. (1983). Sources and applications of ultraviolet radiation. New York, New York: Academic Press Inc., 1983.
5. R. Roberts, W. Moloney, and F. Schuda, Long-Lived Sealed Beam Xenon Short Arc Lamps for Projection Display, SID, 1996 Int. Symposium, 771—773.
6. Jack K. Buckley and Donald R. Gerue. Modulation of Xenon Arc Lamps, preprint. Page 40.
7. William T. Anderson, Jr., Xenon Compact Arc Lamps, JOSA 41, 385—389 (1951).
8. Wolfgang E. Thouret and Herbert S. Strauss, Xenon High-Pressure Lamps, Illuminating Engineering, March 1952, 150—158.
9. William T. Anderson, Jr., High-Brightness Xenon Compact Arc Lamp, J. of SMPTE 63, 96—97 (1954).
10. A. Pebler and J.M. Zomp, Stabilizing the Radiant Flux of a Xenon Arc Lamp, App. Optics 20, 4059—4061(1981).
11. R.H. Breeze and B. Ke, Some Comments on Xenon Arc Lamp Stability, Rev.of Sci.Inst. 44, 821—823 (1972).
12. Вассерман А. Л. Ксеноновые трубчатые лампы и их применение. — Изд. М.: Энергоатомиздат, 1989.
13. Л.М. Василяк. Электрические процессы в технике и химии. Применение импульсных электроразрядных ламп для бактерицидной обработки. Том 45 (2009), № 1, с. 30-40.
14. ILC Engineering Note No. 152 (Use of Xenon Short Arcs as Pulsed Light Sources), ILC Technology, 399 West Java Drive, Sunnyvale, CA 94089.
15. Маршак И.С. Импульсные источники света. — М.: Энергия, 1978. 472 с.
16. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. — М.: Энергоатомиздат, 1991. 720 с.
17. Мак А.А., Яшин В.Е., Сомс Л.Н., Фромзель В.А. Лазеры на неодимовом стекле. — М.: Наука, 1990. 288 с.
18. Mrabet, B., Elloumi, H., Chammam, A., Stambouli, M., & Zissis, G., (2006). Effect of a pulsed power supply on the ultraviolet radiation and electrical characteristics of low pressure mercury discharge, Plasma Devices and Operations .Vol.14, No. 4,pp. 249– 259, December (2006).
19. Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. — М.: Наука, 1980. 415 с.
20. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1987. 592 с.

21. Велихов Е. П., Ковалев А. С., Рахимов А. Т. Физические явления в газоразрядной плазме. — М.: Наука, 1987.
22. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробоя газов. — М.: Наука, 1991.
23. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах: Пер. с англ. / Под ред. Арцимовича Л. А. — Изд. М.: Мир, 1967.
24. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Т.1. Общие вопросы электродинамики газов. — Изд. М.: Наука, 1952.
25. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Т.2. Установившийся ток. — Изд. М.: Наука, 1971.
26. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы: Пер. с англ. / Под ред. Иванова А. А. — Изд. М.: Мир, 1976.
27. Смирнов Б. М. Введение в физику плазмы. — Изд. М.: Наука, 1982.
28. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма: Пер. с нем. / Под ред. Фабриканта В. А. — Изд. М.: ИЛ, 1961.
29. Физика и техника низкотемпературной плазмы. / Под ред. Дресвина С. В. — Изд. М.: Атомиздат, 1972.
30. Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров С. А. Основы физики плазмы. — Изд. М.: Атомиздат, 1977.
31. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа: Пер. с англ. / Под ред. Левина М. Л. — Изд. М.: Мир, 1965.
32. Андреев С. И., Ивасенко Н. Ф. / Основы расчета импульсных ксеноновых ламп. — Изд. Томск. ун-та, 1982.
33. Иванов А. А. Физика сильнонеравновесной плазмы. — Изд. М.: Атомиздат, 1977.
34. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — Изд. М.: Высшая школа, 1978.
35. Недоспасов А. В., Хаит В. Д. Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы. — Изд. М.: Наука, 1979.
36. Мак А. А., Соловьев Н. Л. Введение в физику высокотемпературной лазерной плазмы. — Изд.: ЛГУ, 1991.
37. Александров А. Ф., Рухадзе А. А. Физика сильноточных электроразрядных источников света. — Изд. М.: Атомиздат, 1976.
38. Сэмпсон Д. Уравнение переноса энергии и количества движения в газах с учетом излучения. — Изд. М.: Мир, 1969.
39. Глазков В. В., Исакаев М. Э. и др. Численное моделирование электрической дуги в канале плазматрона с продольным потоком газа. — Изд. М.: ОИВТ, 2001.
40. Техника высоких напряжений. Физика газоразрядных процессов. — Изд.: СПбГТУ, 1999.
41. Жданов С. К., Курнаев В. А. и др. Основы физических процессов в плазме и плазменных установках. — Изд. М., 2000.
42. Трубников Б. А. Теория плазмы. — Изд. М.: Энергоатомиздат, 1996.
43. Уэймаус Д. Ф. Газоразрядные лампы. — Изд. М.: Энергия, 1977.
44. Журнал Фотоника №1 2009. с.5. Ст. Гибридная лазерная сварка. К. Пауль, Ф. Ридель.
45. А. Г. Григорьянц, И. Н. Шиганов, А. М. Чирков. Гибридные технологии лазерной сварки. М. Изд. МГТУ им. Баумана, 2004.
46. Рабинович Г. И. Электрические характеристики столба стационарной ксеноновой дуги сверхвысокого давления. // Светотехника. 1972, № 6; 1975, № 6.
47. Рабинович Г. И. Расчет лучистых характеристик столба ксеноновой дуги сверхвысокого давления. // Светотехника. 1973. № 12.
48. Ровинский Р. Е. Расчет световых и электрических параметров газоразрядных ксеноновых ламп постоянного тока. // Светотехника. 1958. № 8.
49. Рабинович Г. И. Предельная мощность ксеноновых ламп постоянного действия со свободно горящей дугой. // Светотехника. 1968. № 3.
50. Гаврилова Л. И., Двойников А. С., Еремин Е. А., Пахомов В. К. Характеристики излучения дуговых трубчатых ксеноновых ламп. // Светотехника. 1978. № 1.
51. Bouslimi, L., Chammam, A., Ben Mustapha, M., Stambouli, M. & Cambronne, J.P. (2009a). Simulation and Experimental Study of an Electronic Pulsed Power Supply for HID Lamps Intended for Photochemical Applications. International Review of Electrical Engineering (IREE). Vol. 4, No.5, Part A, (September-October 2009), pp. 799-808, ISSN 1827- 6660.
52. Bouslimi, L., Chammam A., Ben Mustapha M., Stambouli, M., Cambronne, J.P., & G.Zissis. (2009b). Electric and spectral characterization of a high pressure mercury lamp used in the photochemical treatment, International Journal on Sciences and Techniques of Automatic control & computer engineering (IJ-STA), Vol. 3, No.2, (December 2009), pp. 1064-1071, ISSN 1737-7749.
53. High Power Discharge Lamps and Their Photochemical Applications: An Evaluation of Pulsed Radiation. Lotfi Bouslimi, Mongi Stambouli, Ezzedine Ben Braiek, Georges Zissis and Jean Pascal Cambronne.
54. B.W . Hodgson and J.P. Keene. Some Characteristics of a Pulsed Xenon Lamp for Use as a Light Source in Kinetic Spectrophotometry, Rev. Sci. Inst. 43, 493—496 (1972).

55. Schenck, G.O. (1981). Ultraviolet Sterilization. In : W. Lorch. Handbook of Water Purification. Chichester: Ellis Horwood Ltd., 1981, pp. 530-595.
 56. Severin, B.F., Suidan, M.T. & Engelbrecht, R.S. (1984). Mixing effects in UV disinfection. Journal WPCF, 1984, vol. 56, No.7, pp. 881-888.
 57. O'Brian, W.J., Hunter, G.L., Rosson, J.J., Hulsey, R.A. & Carns, K.E. (1995). Ultraviolet system design: past, present and future. In : Proceedings Water Quality Technology Conference, AWWA, pp. 271-305, New Orleans, LA., Nov. 12-16, 1995.
 58. Grocock, N.H. (1984). Disinfection of drinking water by ultraviolet light. J. of the Institute of Water Engineers and Scientists, 1984; vol. 38, No.20, pp. 163-172.
 59. Meulemans, C.C.E. (1986). The basic principles of UV-sterilization of water, In: Ozone + Ultraviolet Water Treatment, Aquatec Amsterdam, 1986. Paris: International Ozone Association, 1986: B.1.1-B.1.13.
 60. Mimouni, A., (2004). Inactivation microbienne par lampes flash ou lumière pulsée, La Lettre - Traitements de surfaces - n°10 + 1, pp. 21-25, juillet 2004.
 61. Dunn, J., Clark, R.W., Asmus, J.F., Pearlman, J.S., Boyer, K., Painchaud, F. & Hofmann, G.A. (1990). Methods for Aseptic Packaging of Medical Devices, U.S. Patent 4, pp. 910- 942, 1990.
 62. Fine, F. & Gervais, P. (2004). Efficiency of pulsed UV light for microbial decontamination of food Powders, Journal of food protection: vol. 67, N° 4, 2004, pp. 787-792.
 63. Dunn, J., Bushnell, A., Ott., & Clark, W., (1997a). Pulsed white light food processing, Cereal Foods World, Vol.42, No.7, 1997, pp. 510-515.
 64. Dunn, J., Burgess, D. & Leo, F., Investigation of pulsed light for terminal sterilization of WFI filled blow/fill/seal polyéthylène containers, Parenteral Drug Assoc. (1997b). J. of Pharm. Sci. & Tech., Vol. 51, No. 3, 1997, pp. 111-115.
 65. Comsol 4.0a Plasma module user guide // HUMUSOFT [Сайт] [Электронный ресурс]. URL: <http://www.humusoft.com/produkty/comsol/ru/>. (дата обращения 14.09.2010).
 66. Богданов Е.А., Капустин К.Д., Кудрявцев А.А., Чирцов А.С. Сопоставление различных вариантов гидродинамического (fluid) моделирования продольной структуры микроразряда атмосферного давления в гелии // ЖТФ. 2010. Т. 80. № 10. С. 41–53.
 67. Bogdanov E.A., Chirtsov A.S., Kudryavtsev A.A. Fundamental non-ambipolarity of electron fluxes in 2D plasmas // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. N 19. 195001.
 68. Чернышева М.В., Чирцов А.С., Швагер Д.А. Сравнительный анализ плазмохимических моделей для компьютерного моделирования тлеющих разрядов в воздушных смесях. — Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016 г., т. 16, № 6 с. 903-916.
 69. Журнал Современная электроника №7 2015. С.64—69. Ст. Электрическая схема с коммутирующими IGBT-транзисторами для газоразрядных ламп. Мандрыко Ю. А.
 70. Кейси Х., Паниш М.. Лазеры на гетероструктурах. Т.1. — Изд. М.: Мир, 1981.
 71. Kushner M.J. Arc expansion in xenon flash lamps. Appl. Phys. 57, 2486 (1985).
 72. Yongzhong Wu, Jianqiang Zhu, Zhixiang Zhang, Yangshuai Li. Radiation model of a xenon flash lamp in a laser amplifier pump cavity. High Power Laser Science and Engineering (2015).
 73. R. Koch, U. Griebner, R. Grunwald. High-Average-Power Flashlamp-Pumped Nd: Glass Fiber-Bundle Laser. Appl. Phys. B 58, 403-407 (1994).
-