

## **Вычислительный эксперимент в задачах механики излучающего газа. Ме-тод, алгоритм и программное обеспечение для исследования импульсно-периодических газоразрядных ламп 77-30569/364110**

# 04, апрель 2012

Градов В. М., Желаев И. А., Ломовской И. В.

УДК 537.523+535.23

МГТУ им. Н.Э. Баумана,  
[gradov@bmstu.ru](mailto:gradov@bmstu.ru)

### **Введение**

В современной науке, технике и разнообразных технологиях широкое применение находят системы, основанные на радиационном воздействии на материалы и среды. Речь идет о таких областях, как лазерная техника, осветительное приборостроение, облучательная техника общего и специального назначения. Конкретными представителями указанных систем являются системы некогерентной оптической накачки лазеров, технологические установки, использующие фотохимическое, бактерицидное и иные действия света, имитаторы излучений различной физической природы, установки радиационного нагрева и многие другие устройства. Основным типом источников излучения в указанных системах являются стабилизированные оболочкой сильноизлучающие электрические разряды дугового типа низкого, среднего и высокого давлений в инертно–и металлогазовых плазмообразующих средах [1, 2].

Физика процессов в разрядной селективно излучающей низкотемпературной плазме достаточно сложна. В плазме формируется мощное радиационное поле, кондуктивные и конвективные потоки тепла, происходит перенос излучения с самопоглощением в условиях оптической полупрозрачности среды с частичным возвратом лучистой энергии в плазму после отражения в осветительной системе. Чисто экспериментальное или полуэмпирическое исследование различных аспектов функционирования рассматриваемых устройств ограничивает возможности глубокой оптимизации параметров и условий их работы, а также прогнозирования их поведения в экстремальных режимах. В этой ситуации особую актуальность приобретает задача разработки моделей, методов и компьютерных средств расчета, построенных при максимальном учете деталей физических процессов и ориентированных на проведение полномасштабных вычислительных экспериментов [3].

В работах по данной тематике предлагаются модели и методы, основанные на приближениях, которые в разных комбинациях предполагают однородность плазменного столба, объемный характер высвечивания плазмы, расчет переноса излучения только в континууме без учета линий, приближенный расчет переноса излучения, отсутствие в моделях стабилизирующей разряд оболочки, эмпирический способ получения оптических и электрофизических свойств плазмы, моноимпульсный режим работы, пренебрежение динамикой плазмы ([1-4] (см. содержащуюся там библиографию).

В настоящей работе решается задача построения свободной от указанных допущений нестационарной одномерной модели разрядов высокого давления, работающих в режиме периодического следования импульсов с длительностью порядка 100-120 мкс, с воздушным естественным охлаждением оболочки, разработки соответствующих алгоритмов, информационного и программного обеспечений для численного исследования процессов в указанных источниках излучения.

### **Постановка задачи. Математическая модель, алгоритм ее реализации и информационное обеспечение**

Принимается, что давление в плазме в течение относительно длинного импульса успевает выровняться по радиусу и из газодинамического рассмотрения можно исключить уравнение движения. Оценки [4] показывают, что для плазмы выполнены условия существования локального термодинамического равновесия (ЛТР). Имеющаяся около стенки неравновесность проявляется в отрыве температур электронов и тяжелых частиц и отклонении от условий ионизационного равновесия. Размер этой зоны находится в пределах 20 % от радиуса разрядной трубки и не сильно сказывается на результатах расчета. Кроме того, рассматриваются разряды, у которых расстояние между электродами существенно превышает внутренний диаметр оболочки, стабилизирующей разряд, и имеет место азимутальная симметрия плазменного столба.

Система уравнений модели

$$L_k \frac{dI}{dt} + (R_k + R_p(I)) I - U_c = 0, \tag{1}$$
$$\frac{dU_c}{dt} = -\frac{1}{C_k} I,$$

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} + c_p \rho \cdot V \frac{\partial T}{\partial r} =$$

$$= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda (T, p) \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \sigma(T, p) E^2 - \operatorname{div} F + \frac{dp}{dt}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r V \rho) = 0, \quad (3)$$

$$\operatorname{div} F = c \int_0^\infty k'_\lambda (T, p, \lambda) [U_{\lambda p}(T) - U_\lambda] d\lambda, \quad (4)$$

$$F_\lambda = - \frac{c}{3k'_\lambda} \frac{dU_\lambda}{dr}, \quad (5)$$

$$\operatorname{div} F_\lambda = c k'_\lambda (U_{\lambda p}(T) - U_\lambda), \quad (6)$$

$$\frac{p^0}{kT^0} = \frac{2}{R^2} \int_0^R n_T(r, p) r dr, \quad (7)$$

$$R_p = \frac{L}{2\pi \cdot \int_0^R \sigma(T, p) r dr}, \quad (8)$$

$$E = I R_p / L, \quad (9)$$

$$c \frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \lambda(T) \frac{\partial T_c}{\partial r}) - \operatorname{div} \vec{F}_c \quad (10)$$

Выписанная система включает уравнения, описывающие разрядный контур (1), уравнения энергии (2), неразрывности (3), переноса излучения в разряде в диффузионном приближении (5), (6), сохранения массы (числа тяжелых частиц – атомов и ионов) в замкнутом объеме (7), закона Ома (8), (9), уравнение теплопроводности для оболочки (10).

Здесь:  $I, U_c, L_k, R_k, R_p$  - электрический ток, напряжение на конденсаторе, активное сопротивление контура и омическое сопротивление разряда, соответственно. (в разрядном контуре присутствует нелинейный элемент - сопротивление разряда, являющееся функцией тока и электрофизических параметров источника излучения),  $T, T_c$  - температурное распределение в плазме и стенке;  $\sigma, \lambda, k'_\lambda$  - коэффициенты электро- и теплопроводности и оптического поглощения плазмы с учетом вынужденного испускания;

$c_p, \rho, p$  – теплоемкость, плотность и рабочее давление в разряде;  $R$  - радиус разрядного канала (внутренний радиус разрядной трубки);  $c$  - скорость света;  $E, F$  – напряженность электрического поля и плотность интегрального по спектру радиального потока излучения в точке с текущей радиальной координатой  $r$ ;  $F_\lambda$  - плотность спектрального потока излучения;  $U_{\lambda p}, U_\lambda$  – равновесная объемная плотность энергии излучения и объемная плотность энергии излучения, устанавливающаяся в плазме;  $p^0, T^0$  - начальные давление заполнения и температура плазмообразующей среды;  $n_T$  - радиальное распределение тяжелых частиц в разряде.

Дополнительные соотношения к системе уравнений (1) – (3) формулируются в следующем виде:

$$t = 0, T(0, r) = T_n(r); T_c(0, r) = T_{cn}(r); U_c = U_0; I = I_0; v = 0; \quad (11)$$

$$r = 0, \frac{dT}{dr} = 0; r = R, T = T_w \quad (12)$$

где  $T_n(r), U_0, I_0, T_w$  – начальное распределение температурного поля, начальные напряжения на конденсаторе и электрический ток, температура на границе плазменного столба, соответственно.

В данной модели уравнения переноса излучения использованы в диффузионном приближении, позволяющем в наибольшей степени облегчить вычислительные процедуры, связанные с радиационным теплообменом. В задачах с радиационным теплообменом в полупрозрачных средах всегда приходится решать проблему, связанную с тем, что уравнение переноса излучения записывается для интенсивности спектрального излучения, а в уравнении энергии присутствует дивергенция интегрального потока излучения [7, 8]. В итоге интенсивность надо интегрировать по пространству и частоте излучения. Представленный выше вариант модели при проведении массовых расчетов оказывается наиболее приемлемым. Вместе с тем разработанное программное обеспечение позволяет формировать радиационную часть модели на основе точного подхода, когда дивергенция спектрального потока рассчитывается по-прежнему согласно (6), а входящая в эту формулу объемная плотность  $U_\lambda$  находится прямым интегрированием по пространству решения точного уравнения переноса. При этом расчетные трудности конечно возрастают. Соответствующие формулы имеют следующий вид

$$U_{\lambda}(r) = \frac{4\pi}{c_0} \int_0^{\pi/2} d\varphi \int_0^{\pi/2} I_{\lambda}(r, \theta, \varphi) \sin(\theta) d\theta,$$

$$I_{\lambda}(r, \theta, \varphi) = I_{\lambda}^{-}(R, \theta, \varphi) \cdot \exp\left(-\int_0^{l(r, \theta, \varphi)} k_{\lambda}'(s) ds\right) + \frac{c}{4\pi} \int_0^{l(r, \theta, \varphi)} U_{\lambda p} k_{\lambda}'(s) \exp\left(-\int_s^{l(r, \theta, \varphi)} k_{\lambda}'(s') ds'\right) ds,$$

где  $I_{\lambda}^{-}(R, \theta, \varphi)$  - интенсивность внешнего излучения на границе плазменного объема, поступающего внутрь в направлении, определяемом углами  $\theta, \varphi$ , (для открытого источника излучения эта величина равна 0),  $l(r, \theta, \varphi)$  - длина луча от точки с радиальной координатой  $r$  до поверхности цилиндра в направлении  $\theta, \varphi$ ,  $s, s'$  - координаты вдоль луча.

Уравнения переноса излучения в плазме (5), (6) можно использовать с граничными условиями, позволяющими учесть отражение от границ разряда. Учет отражения на границе принципиально важен при рассмотрении влияния на состояние плазмы стабилизирующих разряд нагретых оболочек, а также при моделировании процессов в лампах с активными светофильтрами, нанесенными на оболочку. Граничные условия для уравнений переноса излучения имеют вид:

$$\begin{aligned} r = 0, \frac{dU_{\lambda}}{dr} &= 0, \\ r = R, U_{\lambda} &= -\frac{A}{k_{\lambda}} \cdot \frac{1 + \rho_{\lambda}}{1 - \rho_{\lambda}} \frac{dU_{\lambda}}{dr}, \end{aligned} \quad (12)$$

где  $\rho_{\lambda}$  - коэффициент отражения на границе разряд – стабилизирующая поверхность.

Математическая модель включает также уравнения переноса излучения в оболочке в приближении Шустера – Шварцшильда [5]

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rF_{\lambda}^{+}) = 2(\pi j_{\lambda} - k_{\lambda} F_{\lambda}^{+}) + f_{\lambda}(r), \quad (12)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rF_{\lambda}^{-}) = 2(-\pi j_{\lambda} + k_{\lambda} F_{\lambda}^{-}) + f_{\lambda}(r), \quad (13)$$

где

$$f_{\lambda}(r) = \frac{4}{r} \int_0^{\pi/2} I_{\lambda\pi/2}(r, \psi) \sin^2(\psi) d\psi,$$

$$I_{\lambda\pi/2}(r, \psi) = \frac{F_{\lambda}^{-}(R_b)}{\pi} \exp\left(-\frac{1}{\sin(\psi)} \int_0^d k_{\lambda}(x) dx\right) + \\ + \frac{1}{\sin(\psi)} \int_0^d j_{\lambda}(x) \exp\left(-\frac{1}{\sin(\psi)} \int_0^x k_{\lambda}(x') dx'\right) dx,$$

$F_{\lambda}^{+}$ ,  $F_{\lambda}^{-}$  - радиальные потоки в направлении к внешней поверхности и к оси цилиндра, соответственно,  $R_b$  - внешний радиус разрядной трубки.

Интенсивность излучения  $I_{\lambda\pi/2}$  вычисляется в плоскости, перпендикулярной радиус-вектору точки.

При решении задачи о переносе излучения в материале стабилизирующих разряд оболочек коэффициент излучения записывается в соответствии с законом Кирхгофа в виде

$j_{\lambda} = k_{\lambda} n_{\lambda}^2 I_{p\lambda}$ , где  $n_{\lambda}, I_{p\lambda}$  - спектральный коэффициент преломления материала и функция Планка, соответственно.

Дивергенция результирующего лучистого потока, фигурирующая в уравнении теплопроводности (10), вычисляется согласно выражению

$$\operatorname{div} F_c(r) = \int_{\lambda} (4\pi j_{\lambda} - 2k_{\lambda} (F_{\lambda}^{+} + F_{\lambda}^{-})) d\lambda. \quad (13)$$

Граничные условия для уравнений (11), (12) ставятся в соответствии с характером решаемой задачи. Например, при отсутствии внешнего излучения для расчета разряда совместно с оболочкой, принимая во внимание, что перенос излучения в плазме рассчитывается в диффузионном приближении, имеем

$$r = R_b, \quad F_{\lambda}^{-} = 0,$$

$$r = R, F_{\lambda}^{+} = F_{\lambda} + F_{\lambda}^{-},$$

$$F_{\lambda} = \frac{cU_{\lambda}}{2} - 2F_{\lambda}^{-} \quad (14)$$

где  $U_{\lambda}, F_{\lambda}^{-}$  - как и прежде, объемная плотность и результирующий поток излучения плазмы на границе с оболочкой,  $R_b$  - внешний радиус разрядной трубки.

На основе сформулированной системы уравнений естественным образом строится математическая модель стационарного разряда. При этом имеют практическое значение три варианта задания входных параметров:

- а) электрический ток  $\mathbf{I}$ , рабочее давление  $\mathbf{p}$ , радиус разрядной трубки  $\mathbf{R}$ ;
- б) напряженность поля  $\mathbf{E}$ , электрический ток  $\mathbf{I}$ , рабочее давление  $\mathbf{p}$ ;
- в) электрический ток  $\mathbf{I}$ , начальное давление  $p^0$ , радиус разрядной трубки  $\mathbf{R}$ .

Рассмотрим общую схему реализации сформулированной модели. Внешний цикл итераций осуществляется по параметрам электрической цепи (1). При этом настраивается омическое сопротивление  $R_p$  (8), которое в случае ЛТР – плазмы определяется температурным профилем и давлением в плазме, и находятся электрический ток и напряжение. Если используется нелинейная разностная схема для уравнения энергии в плазме, то итерационная процедура должна включать схему настройки температурного поля в разряде при переходе от одного временного слоя к другому. Таким образом, алгоритм, реализующий модель, строится следующим образом.

При заданном начальном температурном распределении определяется давление в разряде согласно (7), омическое сопротивление  $R_p$  из (8), радиальный профиль плотности плазмы  $\rho(r)$ , скорость плазмы  $v(r)$  полагается равной нулю.

Далее на каждом временном шаге выполняются следующие операции

1. Рассчитываются электрический ток и напряжение на конденсаторе из системы уравнений (1).
2. По найденному току находится напряженность электрического поля из (8), (9), а по температурному полю находятся радиальные распределения теплофизических свойств плазмы, плотности и скорости.
3. Решаются уравнения переноса излучения в разряде (5), (6) для каждого спектрального интервала и определяется профиль дивергенции интегрального лучистого потока путем интегрирования по частоте (4).

4. Определяется новое температурное распределение в разряде из уравнения энергии (2).

5. Полученное поле температур сравнивается с температурным профилем, найденным на предыдущей итерации и при их несовпадении с заданной точностью осуществляется переход к этапу 2. В противном случае выполняется этап 6.

6. Вычисляется новое омическое сопротивление плазмы  $R_p$ . Если  $R_p$  на текущей итерации совпадает со значением сопротивления на предыдущей итерации, то с заданной точностью процесс считается сошедшимся для данного момента времени и осуществляется переход к следующему временному шагу. При этом полученные профили температур и плотности плазмы, а также ток и напряжение на конденсаторе считаются начальными данными. В противном случае выполняется этап 1.

Возможно упрощение описанного алгоритма, если перейти к линейной разностной схеме для уравнения энергии. Тогда отпадает необходимость в большом объеме работы на внутренних итерациях по температуре, однако шаги по времени при этом приходится значительно уменьшать из соображений устойчивости.

Для учета излучающих оболочек каждая итерация по температурному полю в плазме сопровождается расчетом переноса излучения в оболочках, и дополнительно определяется температурное распределение в стенках.

Вычисления можно заметно упростить в ситуации, когда процессы в разряде слабо зависят от процессов в оболочках. Тогда плазма может рассматриваться при задании достаточно произвольных граничных условий, и стенка исключается из рассмотрения. Данное положение имеет место для одиночных импульсных разрядов в Хе и Кг и менее справедливо для разрядов в парах щелочных металлах.

Основным способом решения выписанных систем уравнений моделей являются численные методы. Дифференциальные уравнения решаются методом конечных разностей. При этом получаются двухслойные консервативные однородные неявные разностные схемы с трехдиагональными матрицами, имеющие порядок аппроксимации  $O(\tau^k + h^2)$ , где  $\tau$  и  $h$  - шаги по времени и координате. Значение  $k=2$  для симметричных по времени схем и  $k=1$  в остальных случаях. Обыкновенные дифференциальные уравнения второго порядка аппроксимируются на трехточечном шаблоне и сводятся также к системе алгебраических уравнений с трехдиагональной матрицей. Системы разностных уравнений решаются методом прогонки. Если исходные дифференциальные уравнения являются квазилинейными, то получающаяся разностная схема оказывается нелинейной и для ее решения применяются итерационные процедуры разного типа (с релаксаци-

ей, фиксированным количеством итераций). В ряде случаев применяется метод Ньютона. Граничные условия аппроксимируются на граничном двухточечном шаблоне, включающем крайнюю точку сетки и половинный узел (узлы  $\mathbf{N}$  и  $\mathbf{N} - 1/2$ ) с порядком аппроксимации, равным 2. Вопросы устойчивости и сходимости разностных решений детально рассмотрены в [5].

Задачи о переносе излучения в приближении Шустера-Шварцшильда и развитии процессов в разрядном контуре ставятся как задачи Коши. В этом случае применяются методы типа предиктор-корректор, Рунге-Кутта четвертого порядков точности, а также неявные схемы типа схем Гира. Последняя схема особенно актуальна при решении электротехнических уравнений внешней цепи, т.к. система этих уравнений на переднем фронте импульса тока из-за большого омического сопротивления плазменного столба оказывается жесткой.

Аппроксимация дифференциальных уравнений проводится на трех видах сеток: равномерных, квазиравномерных, сетках с фиктивными узлами.

Важнейшим вопросом при построении и использовании моделей рассматриваемого типа является вопрос информационного оснащения. Входящие в модель материальные функции плазмы (коэффициенты оптического поглощения, тепло- и электропроводности плазмы), которые должны быть точно «привязаны» к температуре, давлению и составу плазмы, следует представить в полном объеме и с достаточной точностью. Наибольшие сложности связаны с коэффициентом поглощения, который при этом зависит еще и от длины волны. Литературные данные по этой величине крайне немногочисленны [4, 8]. Поэтому коэффициент поглощения ксеноновой плазмы в данной работе получается расчетом. Учитываются линии и непрерывный фон. При расчете линий принимаются во внимание доплеровский, штарковский, вандерваальсовский, резонансный механизмы уширения. Вероятности спонтанных переходов рассчитываются в кулоновском приближении, частично используются проверенные данные из литературы. В континууме учитываются процессы фоторекомбинации атомов, обратное тормозное поглощение на ионах и атомах. Данная достаточно сложная методика расчета описана в [4]. В настоящей работе в дополнение к расчетам [4] учтено большое количество линий в УФ- и видимой областях спектра, введена более подробная сетка по длине волны, сделана оценка вклада в поглощение эксимерных молекул и вторых ионов ксенона.

Кроме того, нужны данные по свойствам материала оболочки (спектральным коэффициентам оптического поглощения и преломления, коэффициенту теплопроводности), которые берутся из литературных источников.

## Результаты моделирования импульсных разрядов в периодических режимах работы

Исследовался импульсно- периодический разряд в ксеноновых лампах с частотой следования импульсов и энергией, обеспечивающих длительную работу источников излучения в рамках допустимой деградации их электро - физических и спектрально - энергетических характеристик.

Для экспериментальных исследований был разработан специальный стенд, на котором выполнены измерения спектров излучения в диапазоне 220-800 нм, электрических параметров разряда, энергетических потерь на оболочке, временные зависимости температуры оболочки. Сопровождение вычислительных экспериментов натурными испытаниями открывает уникальную возможность всеобъемлющего и точного формирования набора необходимых исходных данных для моделирования, т.к. зачастую получить нужную информацию в полном объеме из литературных источников, в которых отражены результаты соответствующих экспериментов, не удастся. Речь идет о геометрических размерах разрядной трубки, давлении наполнения газа (ксенона), емкости, индуктивности, активного сопротивления разрядного контура, оптических свойствах оболочек (сорт кварца) и т.д.

Результаты сопоставления экспериментальных и расчетных данных по электрическим параметрам ламп представлены на рис. 1, 2. Видно, что данные согласуются как качественно, вплоть до мелких деталей, так и количественно (в пределах 5-12 %). Имеется также хорошее совпадение по такой «тонкой» характеристике, как выход излучения в трех узких спектральных интервалах: шириной  $\Delta\lambda = 50$  нм и центром  $\lambda = 270$  нм,  $\Delta\lambda = 100$  нм и  $\lambda = 430$  нм,  $\Delta\lambda = 100$  и  $\lambda = 530$  нм. Теория и эксперимент согласуются в пределах 15-20 %, что в условиях некоторой неопределенности в оптических свойствах кварцевой оболочки представляется весьма неплохим результатом. Кривые зависимостей энергетических потерь на оболочках от вложенной мощности и температуры внешней поверхности оболочки от времени, полученные в натурных и вычислительных экспериментах, также находятся в разумном согласии. Их расхождение не превышает 20 % и укладывается в диапазон, определяемый начальными погрешностями данных по спектральной и температурной зависимостям коэффициента поглощения кварца и возможной деградацией его оптических свойств под воздействием плазмы. Сюда же следует отнести трудно контролируемое в экспериментах динамическое окрашивание кварца в ходе импульса, особенно если оно носит обратимый характер.

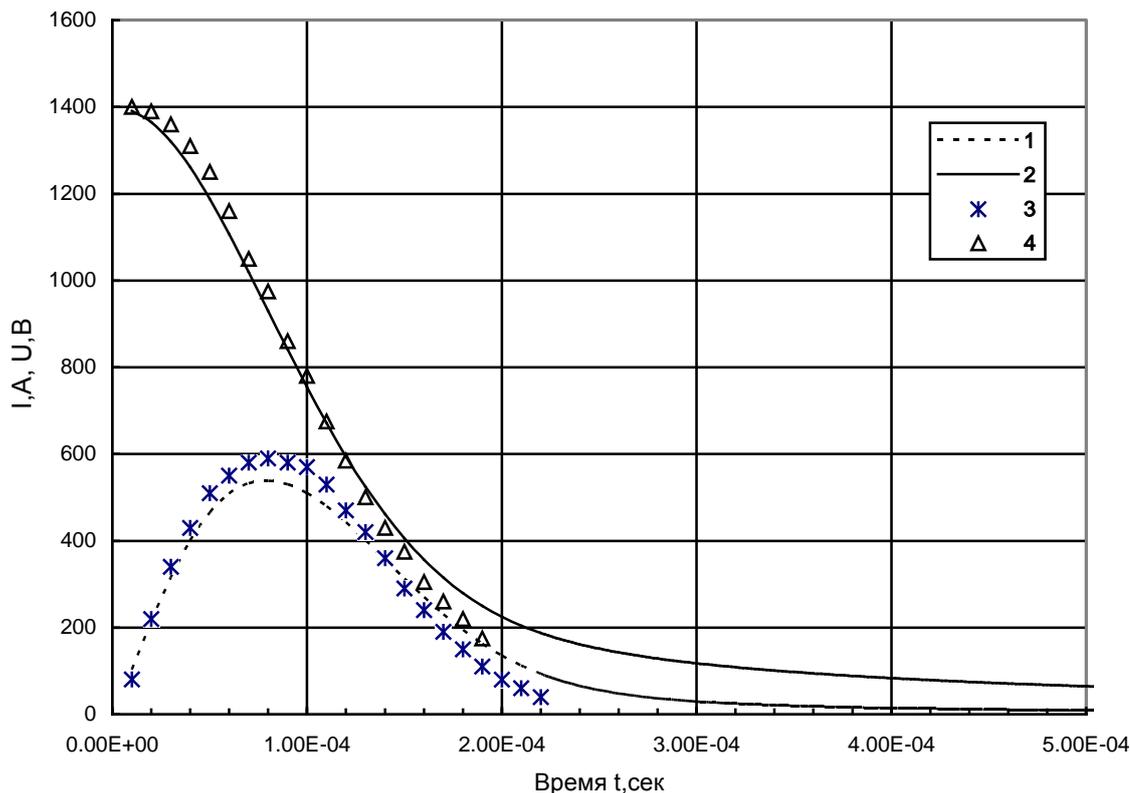


Рис. 1 . Зависимость электрического тока и напряжения на конденсаторе от времени импульса.  $X_e$ ,  $R=0.25$  см,  $l=12$  см,  $C= 60$  мкФ,  $L_k=48$  мкГн,  $R_k=0.3$  Ом,  $U_0=1400$  В. 1,3 – I, 2,4 – U. 1,2 – расчет, 3, 4 – эксперимент

Изменение во времени внутренних характеристик разряда иллюстрируют рис. 3 и 4. Видно, как идет формирование температурного распределения по мере прохождения импульса тока, как меняется скорость плазмы по величине и направлению в процессе развития разряда. На начальной стадии происходит «наполнение» температурного профиля, идет постепенный прогрев периферийных областей, и плазма перемещается в пограничные с оболочкой зоны разряда. Начиная примерно с 100 мкс, разряд переходит в квазистационарную стадию, к этому моменту развиваются интенсивные обратные течения. Отметим, что учет газодинамики плазмы заметно сказывается на характеристиках разряда. Важнейшей из этих характеристик является спектральное распределение излучения, которое представлено на рис. 5. На рисунке дан спектр излучения плазмы, т.е. излучения, падающего на внутреннюю поверхность разрядной трубки, который в экспериментах не фиксируется. Знание этого спектра позволяет рассчитать лучистые потоки, генерируемые лампой с учетом реальных кривых пропускания кварца и энергетические потери на оболочке. Вместе с данными по потерям на стенке за счет теплопроводности электронной и ионной компонент плазмы и другими потерями, указанная информация позво-

ляет прогнозировать энергетические характеристики ламп и их эффективность. При этом удается выделить все составляющие энергетического баланса потерь на стенке и сформулировать требования к оптическим свойствам материала оболочки.

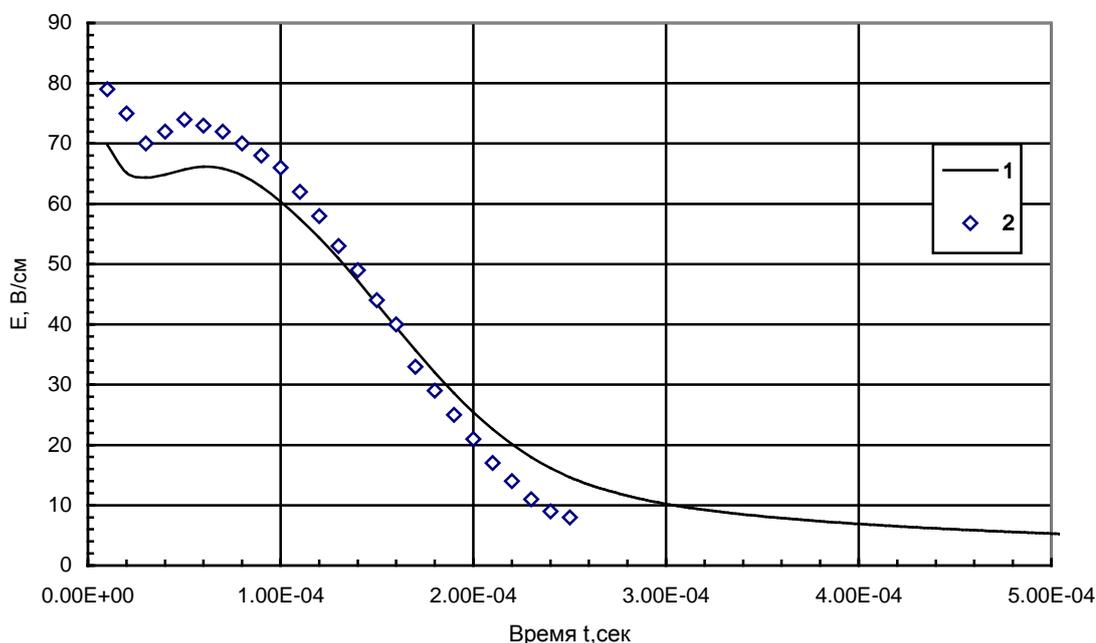


Рис. 2. Зависимость напряженности на разрядном промежутке от времени импульса. Хе,  $R=0.25$  см,  $l=12$  см,  $C=60$  мкФ,  $L_k=48$  мкГн,  $R_k=0.3$  Ом,  $U_0=1400$  В. 1- расчет, 2- эксперимент.

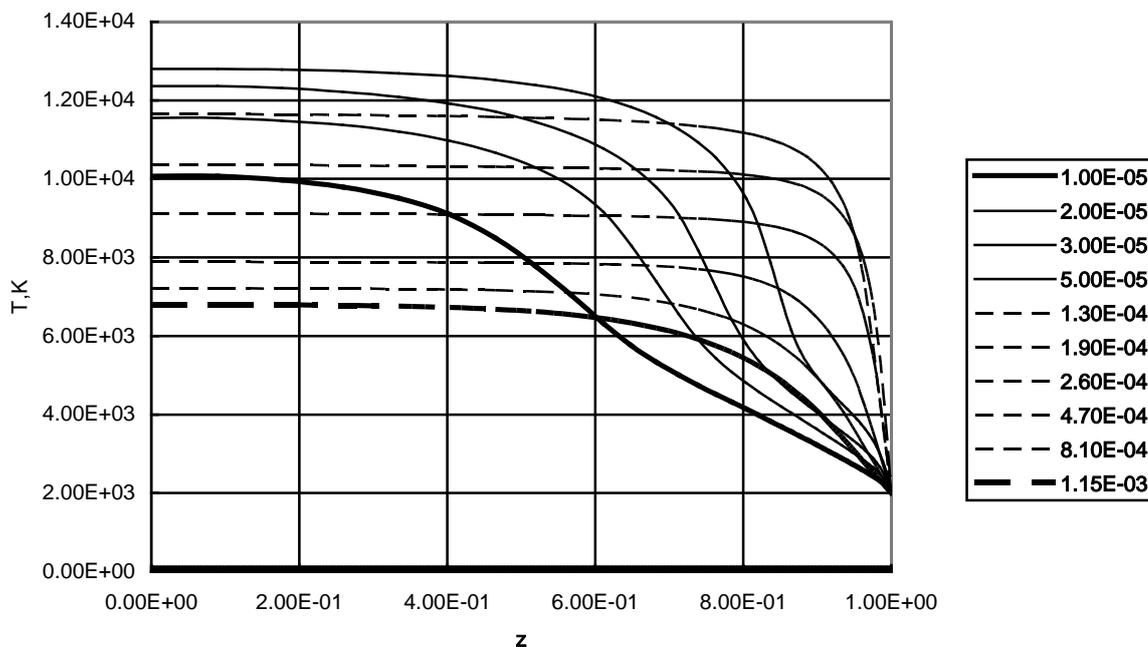


Рис. 3. Зависимость температурного поля в разряде от времени импульса. Хе,  $R=0.25$  см,  $l=12$  см,  $C=60$  мкФ,  $L_k=48$  мкГн,  $R_k=0.3$  Ом,  $U_0=1400$  В. Сплошные кривые - на стадии нарастания осевой температуры, пунктирные - на стадии спада.

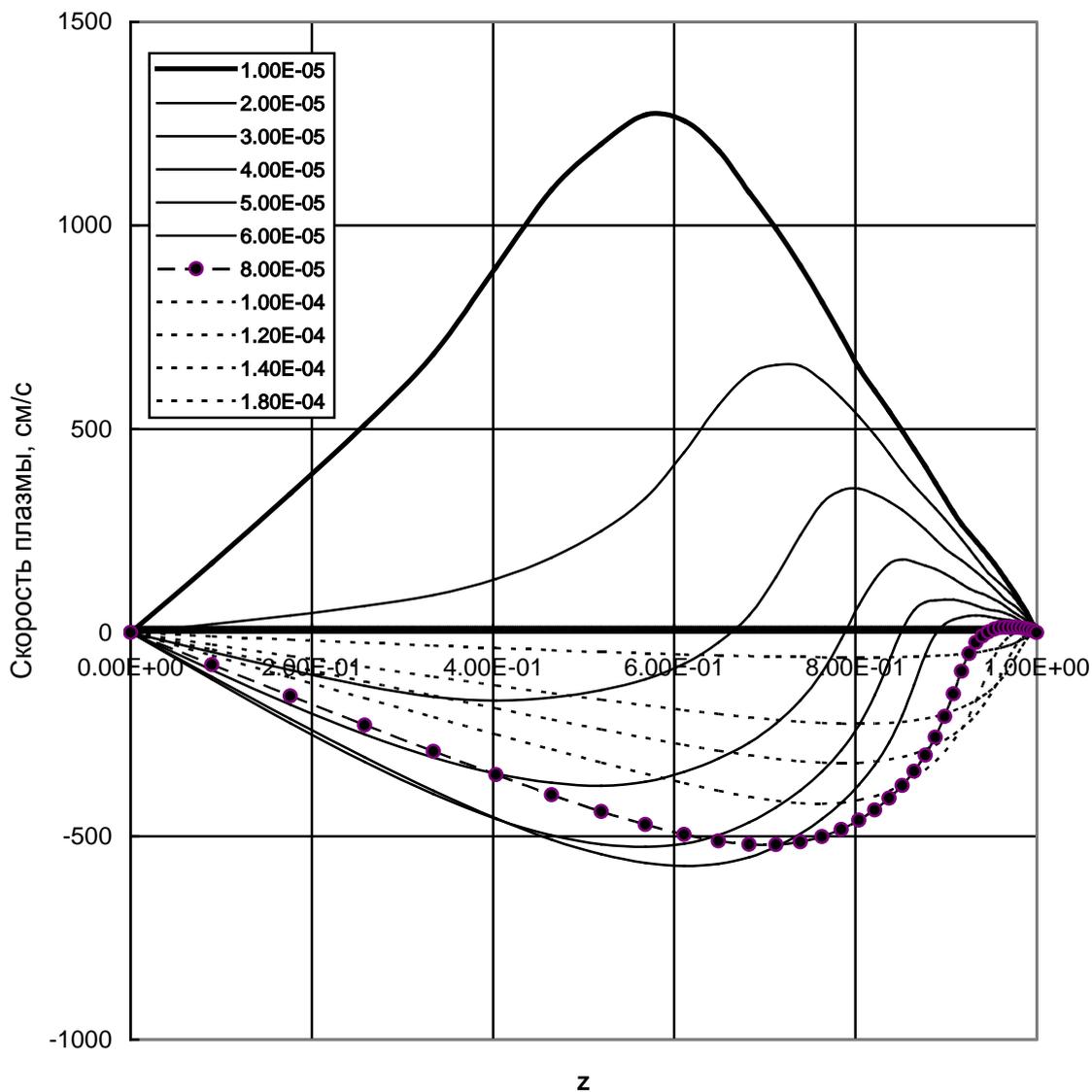


Рис. 4. Зависимость скорости плазмы в разряде от времени импульса. Хе,  $R=0.25$  см,  $l=12$  см,  $C=60$  мкФ,  $L_k=48$  мкГн,  $R_k=0.3$  Ом,  $U_0=1400$  В. Сплошные кривые- на стадии нарастания тока, пунктирные- на стадии спада. Цифры, идентифицирующие кривые, обозначают моменты времени в течение импульса в секундах.

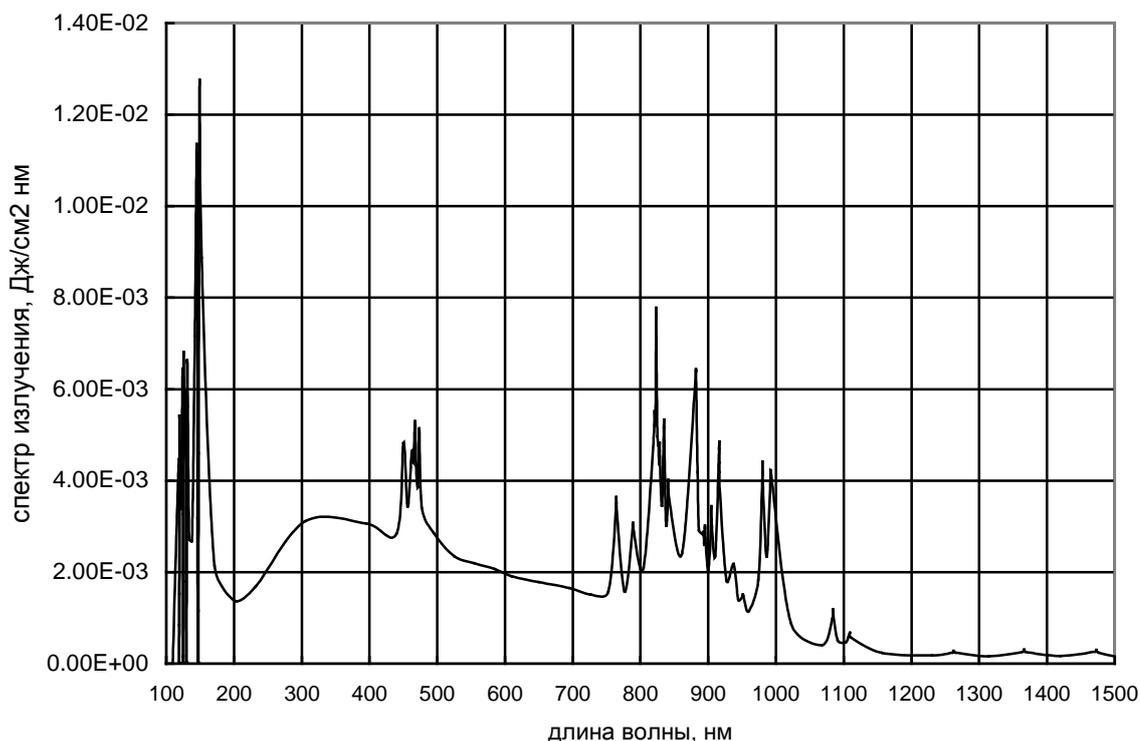


Рис. 5. Спектральное распределение энергии излучения разряда. Хе,  $R=0.25$  см,  $l=12$  см,  $C_k=60$  мкФ,  $L_k=48$  мкГн,  $R_k=0.3$  Ом,  $U_0=1400$  В.

Отметим, что разработанная модель и соответствующее программное обеспечение позволяют проводить исследование не только источников рассмотренного типа, но и других типов ламп с другими типами наполнений, о которых упоминалось в начале статьи. В итоге появляется возможность решать широкий спектр задач, связанный с разработкой, совершенствованием и оптимизацией большого класса приборов электронной техники и систем на их основе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Импульсные источники света./ И.С. Маршак, А.С. Дойников, В.П. Жильцов и др. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергия, 1978.– 472 с/
2. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1991.- 720 с.
3. Андреев С.И., Ивасенко Н.Ф. Основы расчета импульсных ксеноновых ламп. – Томск: Изд-во Томск. Ун-та. 1982. – 152 с.
4. Градов В.М. Разработка методов расчета и исследование радиационных процессов в системах с разрядными источниками селективного излучения: Дисс... д-ра техн. наук/ МГТУ им. Н.Э. Баумана. – М., 2002. – 323 с.
5. Самарский А.А. Теория разностных схем. – М.: Наука, 2009.-656 с.
6. Рекин А.Д. Уравнения переноса излучения в приближении Шустера- Шварцшильда для задач со сферической и цилиндрической симметрией //ТВТ. – 1978. - Т.16, №4. - С. 811 – 818.

7. Энциклопедия низкотемпературной плазмы: Вводный том: В 4-х тт. Т. 2. Генерация плазмы и газовые разряды; Диагностика и метрология плазменных процессов / Под.ред. В.Е. Фортова. – М.: Наука, 2001.– С. 126-312.
8. Суржиков С.Т. Тепловое излучение газов и плазмы. – М: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана. -2004. -544с.

**Computing experiment in mechanics problem of radiating gas.  
Method, algorithm and software for research of repetitively pulsed  
gas-discharge lamps.**

**77-30569/364110**

**# 04, April 2012**

**Gradov V.M., Jelaev I.A., Lomovskoi I.V.**

Bauman Moscow State Technical University

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

The authors propose a realistic non-stationary mathematical model of gas-discharge emitting sources with periodical pulse, considering transfer of radiation of complex discrete-continuous composition in plasma and coat stabilizing the charge. System for information fitting of computing experiments was developed. Appropriate software was created. The authors compared the obtained data with the results of the experiment; the comparison proved applicability of the developed software and computer tools for investigation of systems and technologies using infrared, ultraviolet and visible radiating of powerful discharge lamps with wide nomenclature of gas and metallo-gas plasma-generating media.

---

**Publications with keywords:** [computing model](#), [plasma of discharges](#), [emitting characteristics of discharges](#)

**Publications with words:** [computing model](#), [plasma of discharges](#), [emitting characteristics of discharges](#)

---

#### References

1. Marshak I.S., Doinikov A.S., Zhil'tsov V.P., Kirsanov V.P., Rovinskii R.E., Shchukin L.N., Feigenbaum M.G. *Impul'snye istochniki sveta* [Pulsed light sources]. Moscow, Energiia, 1978. 472 p.
2. Rokhlin G.N. *Razriadnye istochniki sveta* [The discharge light sources]. Moscow, Energoatomizdat, 1991. 720 p.
3. Andreev S.I., Ivasenko N.F. *Osnovy rascheta impul'snykh ksenonovykh lamp* [Basis of calculation of pulsed xenon lamps]. Tomsk, TSU Publ., 1982. 152 p.
4. Gradov V.M. *Razrabotka metodov rascheta i issledovanie radiatsionnykh protsessov v sistemakh s razriadnymi istochnikami selektivnogo izlucheniia. Dokt. diss* [Development of methods of calculation and study of radiative processes in systems with a bit sources of selective radiation. Dr. diss]. Moscow, MGTU im. N.E. Baumana [the Bauman MSTU], 2002. 323 p.

5. Samarskii A.A. *Teoriia raznostnykh skhem* [The theory of difference schemes]. Moscow, Nauka, 2009. 656 p.
6. Rekin A.D. Uravneniia perenosa izlucheniia v priblizhenii Shustera- Shvarts-shil'da dlia zadach so sfericheskoi i tsilindricheskoi simmetrii [Radiative transfer equation in the approximation of Shuster - Schwarzschild for problems with spherical and cylindrical symmetry]. *Teplofizika vysokikh temperatur*, 1978, vol. 16, no. 4, pp. 811 – 818.
7. Fortov V.E., ed. *Entsiklopediia nizkotemperaturnoi plazmy: Vvodnyi tom: V 4-kh tt. T. 2. Generatsiia plazmy i gazovye razriady; Diagnostika i metrologiia plazmennykh protsessov* [Encyclopedia of low-temperature plasma: Introductory volume. In 4 vols. Vol. 2. Generation of plasma and gas discharges; Diagnostics and Metrology of plasma processes]. Moscow, Nauka, 2001, pp. 126-312.
8. Surzhikov S.T. *Teplovoe izluchenie gazov i plazmy* [Thermal radiation of gases and plasma]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2004. 544 p.