

# Расчёт полных объёмных коэффициентов излучения разрядных ламп высокой интенсивности<sup>1</sup>

Р.А. ЮССИФ<sup>1</sup>, А. САХАБ<sup>2</sup>, Ж. ЦИССИС<sup>2</sup>, В. МАЛЕБ<sup>1</sup>, М. ХАМАДИ<sup>1,3,4</sup>

<sup>1</sup> Бейрутский арабский университет, Бейрут, Ливан

<sup>2</sup> Тулузский университет, Тулуза, Франция

<sup>3</sup> Ливанский университет, Бейрут, Ливан

<sup>4</sup> E-mail: hamadymohamad@gmail.com

## Аннотация

Интерес к исследованиям ламп высокой интенсивности сохраняется несмотря на появление других источников света, таких как светодиоды. Основные уравнения и численные зависимости позволяют рассчитать важные параметры, такие как полный объёмный коэффициент излучения<sup>2</sup>, который имеет важное значение для понимания излучательных характеристик этих ламп. Эти лампы относятся к лампам высокого давления, и содержащаяся в них плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия. Объём лампы делят на мелкие ячейки, количество которых является компромиссом между точностью результатов и затрачиваемым на расчёты временем. Каждая из ячеек характеризуется своими собственными объёмными коэффициентами поглощения и излучения, соответствующими положению этой ячейки в разряде. Контур спектральной линии определяют посредством совмещения двух кривых: Лоренца и квазистатической. Для описания переноса видимого и УФ излучения используется метод трассировки лучей, позволяющий рассчитать значения полного объёмного коэффициента излучения чисто ртутного разряда и сравнить полученные результаты с результатами, полученными другими методами. Определены также и другие фотометрические характеристики ламп.

**Ключевые слова:** разряд высокой интенсивности (РВИ), перенос излучения, трассировка лучей, полный

объёмный коэффициент излучения, уширение спектральных линий, локальное термодинамическое равновесие, интенсивность, поток, световой поток, световая отдача, коррелированная цветовая температура.

## 1. Введение

Лампы высокой интенсивности (ЛВИ) представляют собой компактные газоразрядные лампы (длиной 1–100 мм или более), работающие при давлении примерно 1 атм или больше. Эти лампы представляют большой интерес, т.к. их используют в самых разных областях применения, таких как видеопроекторы и телевизионные проекционные системы [1]. Эти лампы являются прекрасными генераторами самого разного излучения, и в настоящий момент их нельзя заменить источниками света других типов, например, светодиодами.

Излучение является одним из трёх механизмов передачи энергии, и применительно к формированию непрерывного и линейчатого спектров его можно считать результатом нескольких процессов излучения и поглощения, протекающих в разряде высокого давления. Характеристики этих спектров зависят от параметров электрического разряда, таких как размеры, температура, давление и состав. Знание излучательных характеристик является ключом к количественному описанию энергообмена. При численном моделировании этот энергообмен рассматривается на основе дивергенции потока излучения, которая

описывает перенос энергии в плазме излучением, но от этого можно с лёгкостью отказаться, воспользовавшись «полным объёмным коэффициентом излучения – ПОКИ» (*Net Emission Coefficient*) [2], который также можно использовать для описания баланса энергии.

До сих пор, точным и недорогим способом определения ПОКИ в случае ламп высокого давления считалось компьютерное моделирование. В то же время, невозможно найти точное аналитическое решение очень нелинейного интегро-дифференциального уравнения переноса излучения [3]. На протяжении нескольких десятилетий предпринимались попытки исследовать это хорошо известное явление посредством формального описания процесса генерации излучения [4]. При помощи этих методов и результатов расчётов определяли значения ПОКИ [5] и парциальных характеристик [6], а в [7] была предложена диффузная аппроксимация.

Существуют и другие, а не только полуэмпирические, методы расчёта ПОКИ [8, 9]. Кроме того, в [10] расчёт ПОКИ был проведён методом дискретных ординат, который с большой точностью использовался применительно к решению многих задач переноса излучения и который является аналогом разбиения объёма на конечные элементы в векторном пространстве. В данной работе использовался другой метод расчёта этого коэффициента, основанный на трассировке лучей и осознании того, что до сих пор этот метод не был использован для прямых расчётов ПОКИ.

Поэтому мы сконцентрировали свои усилия на расчёте методом трассировки лучей мощности, излучаемой лампами высокого давления, а так как характеристики ртути хорошо известны, то в качестве объекта исследований был выбран чисто ртутный разряд.

При проведении расчётов считалось, что разряд обладает цилиндрической симметрией и что плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия. Для расчёта состава плазмы (локальных значений объёмных коэффициентов излучения и поглощения) и для учёта механизмов уширения спектральных линий достаточно знать распределение температуры и давление. В рамках этого метода разряд разбивают на

<sup>1</sup> Перевод с англ. Е.И. Розовского

<sup>2</sup> Во избежание совпадения с принятыми в светотехнике терминами, которые имеют несколько другой смысл, использовавшиеся в оригинале термины «*emission coefficient*» и «*absorption coefficient*» переводились, соответственно, как «объёмный коэффициент излучения» и «объёмный коэффициент поглощения» (см. Тимофеев Ю.М., Васильев А.В. Основы теоретической атмосферной оптики. Учебно-методическое пособие. СПб., 2007. – 152 с.). – Прим. пер.

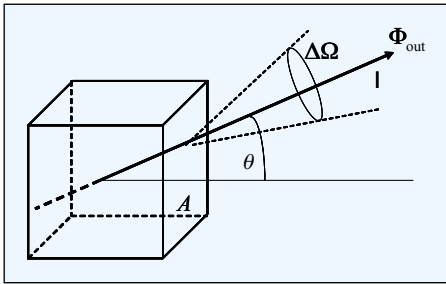


Рис. 1. Поток, выходящий из излучающей ячейки

элементарные ячейки, испускающие лучи во всех направлениях, и уравнение переноса излучения решают для каждого из лучей. Если поглощение отсутствует во всех ячейках разряда, то ПОКИ равен локальному объёмному коэффициенту излучения  $\varepsilon$ . Однако при наличии поглощения ПОКИ и  $\varepsilon$  отличаются друг от друга, что подтверждает важность данного исследования, посвящённого определению ПОКИ и фотометрических характеристик ламп.

## 2. Перенос излучения

Переносимое в плазме излучения вносит вклад в баланс энергии в разряде. Уравнение переноса излучения описывает изменение спектральной интенсивности излучения (*intensity*)<sup>3</sup>  $I_\lambda$ , Вт·м<sup>-3</sup>·ср<sup>-1</sup> вдоль траектории  $x$ . Если среда излучает и поглощает излучение без рассеяния, то уравнение переноса излучения имеет вид:

$$\frac{dI_\lambda}{dx} = \varepsilon_\lambda(\lambda, x) - \kappa(\lambda, x)I_\lambda, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_\lambda(\lambda, x)$  – локальный спектральный объёмный коэффициент излучения, Вт·м<sup>-4</sup>·ср<sup>-1</sup>,  $\kappa(\lambda, x)$  – локальный объёмный коэффициент поглощения, м<sup>-1</sup>. Для спектральной линии, соответствующей переходу между атомными уровнями  $u$  и  $l$ ,  $\varepsilon_\lambda$  рассчитывают, исходя из состава плазмы, как:

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{hc}{4\pi} \frac{A_{ul} n_u P(\lambda)}{\lambda_0}, \quad (2)$$

<sup>3</sup> В работах, посвящённых переносу излучения, используется именно термин «интенсивность», хотя с точки зрения светотехники соответствующий параметр в данном случае правильнее было бы назвать «объёмная плотность силы излучения». – Прим. пер.

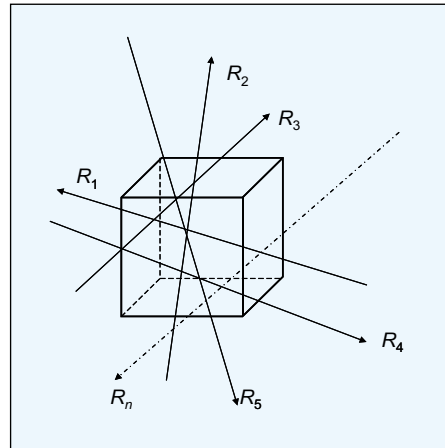


Рис. 2. Каждый из лучей теряет в ячейке энергию

где  $P(\lambda)$  – нормализованный контур спектральной линии.

Так как давление внутри ЛВИ довольно большое, то допущение о наличии локального термодинамического равновесия можно считать справедливым, и для расчёта  $\kappa$  можно воспользоваться функцией  $B_\lambda$  (уравнение Планка):

$$\kappa(\lambda, T) = \frac{\varepsilon_\lambda(\lambda, T)}{B_\lambda(T)}, \quad (3)$$

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left[ \exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (4)$$

Решение уравнения переноса излучения невозможно без знания состава плазмы. В случае ЛВИ состав рассчитывают в предположении наличия локального термодинамического равновесия и постоянства давления во всём разряде. Давление и локальная температура определяются на основе результатов спектральных измерений. Распределение температуры в поперечном сечении разряда аппроксимируют следующей формулой:

$$T(r) = T_c - (T_c - T_w) \left(\frac{r}{R}\right)^\beta, \quad (5)$$

где  $T_e$  и  $T_w$  – температура на оси разряда и на стенке колбы лампы соответственно,  $\beta$  – параметр, описывающий радиальное распределение температуры,  $R$  – радиус колбы лампы.

Применив уравнения состояния для идеального газа (уравнения Больцмана и Саха), можно рассчитать состав плазмы разряда. С другой стороны, применительно к контурам спектраль-

ных линий учитывают только обусловленное давлением уширение (доплеровское уширение считают пренебрежимо малым). Обусловленное давлением уширение возникает в результате столкновений излучающих атомов с другими атомами (ван-дер-ваальсовое или резонансное уширение) или с заряженными частицами (штарковское уширение). Случае ударной аппроксимации обусловленное давлением уширение описывается функцией Лоренца:

$$P(\lambda) = \frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\pi} \frac{1}{(\lambda - \lambda_0 - \Delta)^2 + (\Delta\lambda_{1/2})^2}, \quad (6)$$

где

$$\Delta\lambda_{1/2R} = C_R N, \quad \Delta\lambda_{1/2S} = C_S N_e,$$

$$\Delta_S = 0.87 \Delta\lambda_{1/2S}, \quad \Delta\lambda_{1/2W} = C_W N,$$

$$\Delta_W = 0.36 \Delta\lambda_{1/2W},$$

а символами  $R$ ,  $S$  и  $W$  обозначены, соответственно, резонансное, штарковское и ван-дер-ваальсовское уширение.

Результирующий контур спектральной линии получают посредством совмещения лоренцовского (уравнение (6)) и квазистатического (символ  $QS$ , уравнение (7)) контуров. Атомные константы и константы уширения для спектральных линий ртути были взяты из [8].

$$P_{QS}(\lambda) = \begin{cases} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\Delta\lambda_{QS}}{(\lambda - \lambda_0)^3}} \\ \cdot \exp\left(-\frac{\pi}{4} \frac{\Delta\lambda_{QS}}{\lambda - \lambda_0}\right) \text{ if } \lambda > \lambda_0, \\ 0 \text{ if } \lambda \leq \lambda_0 \end{cases} \quad (7)$$

где  $\Delta\lambda_{QS} = C_{QS} * N^2$ .

Для описания переноса излучения внутри лампы её объём разделяют на маленькие кубические элементы, каждый из которых испускает  $N$  изотропных лучей. До того, как лучи покинут разделённую на ячейки систему, каждый из них пройдёт через разные элементарные единицы объёма лампы. При этом рассчитывают и запоминают как индексы всех преодоленных лучом элементарных объёма, так и расстоя-

ния, которые луч прошёл в каждом из этих объёмов.

В выходной поток излучения вносят вклад все лучи. Поток излучения, выходящий с каждым из лучей из излучающего элементарного объёма, рассчитывают по формуле:

$$\Phi_{out} = I \cdot \Delta A \cdot \cos\theta \cdot \Delta\Omega, \quad (8)$$

где  $\Delta A$  – площадь пересечённой лучом поверхности,  $\Delta\Omega$  – телесный угол,  $\theta$  – угол между лучом и нормалью к поверхности  $A$ ,  $I$  – интенсивность выходящего из элементарного объёма излучения (рис. 1).

В разделённой на ячейки системе интенсивность выходящего из неё излучения определяют интегрированием описываемого формулой (9) решения уравнения переноса излучения. Учитывая, что все конечные объёмы « $i$ » считаются однородными, интенсивность излучения  $I$  в направлении распространения луча в точке границы  $P$  можно записать в следующем виде:

$$I_\lambda(\lambda, x_{i+1}) = I_\lambda(\lambda, x_i) \exp(-\kappa(\lambda, i)\Delta x_i) + \frac{\varepsilon_\lambda(\lambda, i)}{\kappa(\lambda, i)} (1 - \exp(-\kappa(\lambda, i)\Delta x_i)), \quad (9)$$

где  $\Delta x_i$  – расстояние, пройденное в  $i$ -м конечном объёме.

Луч пересекает все расположенные на его пути ячейки. Выходящий из ячейки поток излучения  $\Phi_{out}$  является входным потоком излучения  $\Phi_{in}$  для следующей пересекаемой лучом ячейки, и перед тем, как выйти из этой следующей ячейки, этот поток будет частично поглощён. Так что поток излучения  $\Phi_{out}$ , вышедший из следующей пересечённой лучом ячейки, будет равен

$$\Phi_{out} = \Phi_{in} \cdot \exp(-\kappa \cdot \Delta x), \quad (10)$$

где  $\Delta x$  – расстояние, пройденное лучом,  $\kappa$  – объёмный коэффициент поглощения пройденной ячейки. При этом поглощённый в ячейке поток равен

$$\Phi_{absorbed} = \Phi_{in} - \Phi_{out}. \quad (11)$$

Для следующей ячейки описываемая уравнением (10) величина  $\Phi_{out}$  является входным потоком  $\Phi_{in}$ . Расчёт  $\Phi_{out}$  по (10) и  $\Phi_{absorbed}$  по (11) продолжают для каждой пересечённой ячейки до тех пор, пока луч не вый-

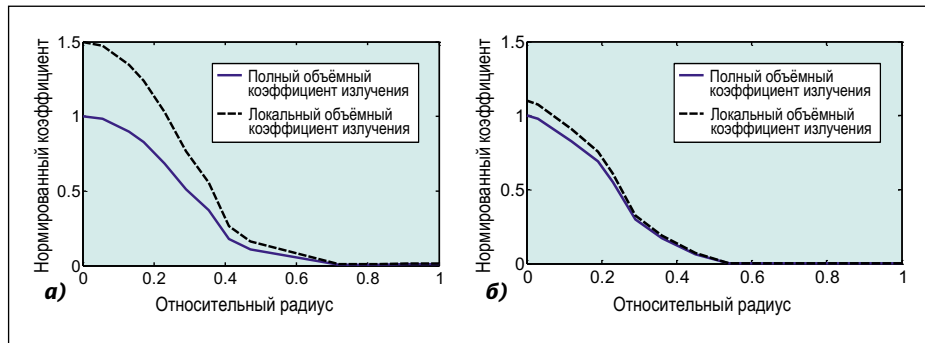


Рис. 3. Сравнение локального и полного объёмных коэффициентов излучения для длин волн 435 нм (а) и 577 нм (б)

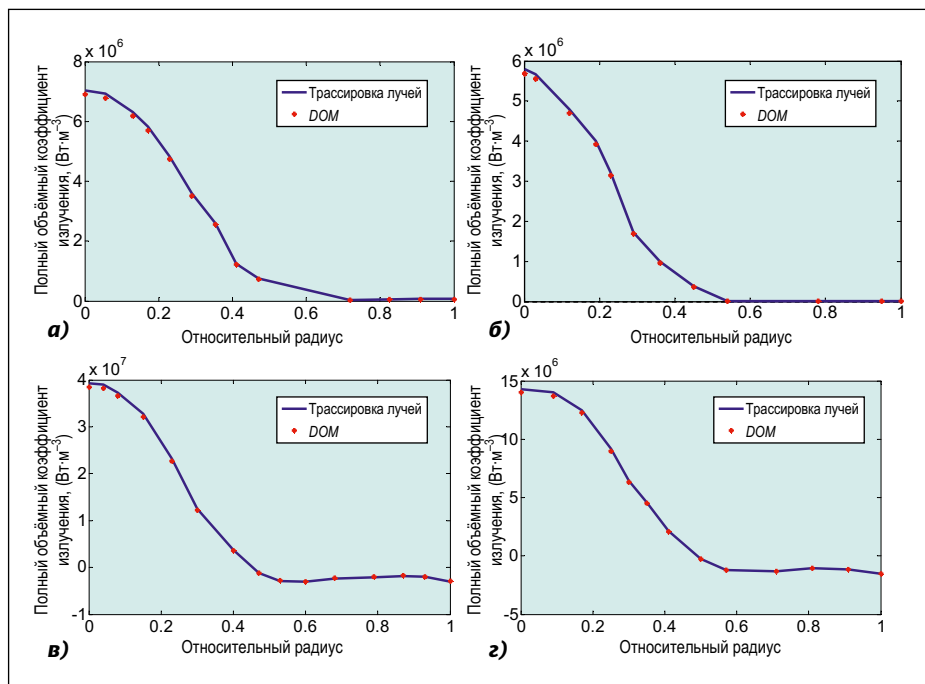


Рис. 4. Хорошее совпадение результатов, полученных методами трассировки лучей и методом DOM для длин волн 435 нм (а), 577 нм (б), 185 нм (в) и 254 нм (г)

дет за пределы лампы. В этот момент значение  $\Phi_{out}$ , которое соответствует вкладу рассматриваемого луча в полный поток излучения, сохраняют в памяти. После этого выбирают другой луч, и расчёты повторяют до тех пор, пока из всех ячеек не выйдут все лучи. В результате каждая входящая в систему ячейка пересекается разными лучами, и каждый из этих лучей теряет в каждой ячейке определённый поток излучения  $\Phi_{absorbed}$  (рис. 2).

Затем по формуле (12) рассчитывают полный объёмный коэффициент излучения:

$$\varepsilon_N = \varepsilon - \frac{\sum \Phi_{absorbed}}{4\pi\Delta V}, \quad (12)$$

где  $\varepsilon$  – локальный объёмный коэффициент излучения ячейки,  $\Delta V$  – объём ячейки.

Полный поток излучения лампы при этом равен

$$\Phi_T = \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^{nb_x} \sum_{j=1}^{nb_y} \sum_{i=1}^{nb_z} \Phi_{out}, \quad (13)$$

где  $nb_x$ ,  $nb_y$  и  $nb_z$  – количества ячеек вдоль осей  $x$ ,  $y$  и  $z$  соответственно,  $N$  – общее количество лучей, выходящих из каждой из ячеек.

В результате световой поток оказывается равным

$$\Phi_{vis} = K_m \int_{\lambda} V(\lambda) \Phi_\lambda(\lambda) d\lambda, \quad (14)$$

где  $V(\lambda)$  – относительная спектральная световая эффективность излучения в условиях дневного зрения,  $K_m = 683$  лм/Вт. Световая отдача при этом равна

Характеристики исследованного разряда

$T_C$ , К	$T_W$ , К	$R$ , см	$\beta$	Давление, атм
6000	1000	0.78	2,2	3

Рис. 5. Хорошее совпадение полных объёмных коэффициентов излучения, полученных методами трассировки лучей и методом DOM для всех длин волн

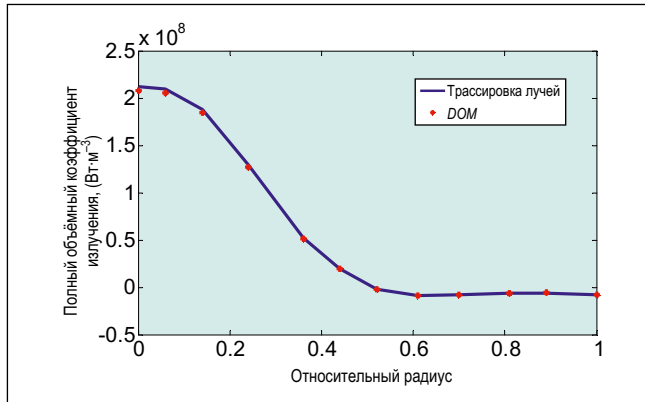
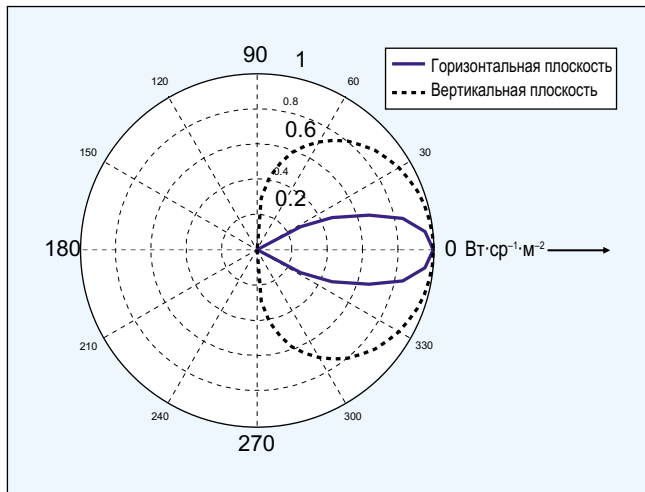


Рис. 6. Нормированные кривые интенсивности излучения лампы



$$\eta = \frac{\Phi_{vis}}{P_{electric}}, \quad (15)$$

где  $P_{electric}$  – подводимая к лампе электрическая мощность. Зная соответствующий каждой из спектральных линий поток излучения, можно рассчитать коррелированную цветовую температуру и координаты цветности.

### 3. Результаты и обсуждение

В данной работе было проведено исследование ртутной ЛВИ, которая представлена в виде разряда цилиндрической формы, разделённого на небольшие ячейки. Работа состояла из трёх этапов. На первом этапе цилиндр был разделён на 35 ячеек в радиальном направлении и 15 ячеек в продольном (осевом) направле-

нии. В [12] из каждой из ячеек исходили по 100 лучей, однако ранее нами было установлено, что достаточно и 62 лучей [13]. В результате был достигнут хороший компромисс между проведёнными в [12] расчётами и затрачиваемым на расчёты временем. В конце этого этапа в отдельном файле были сохранены расстояния, пройденные лучами в излучающих и пересечённых ячейках, а также телесные углы и площади поверхностей, пересечённых лучами в пределах соответствующих телесных углов.

На втором этапе каждой из ячеек было поставлено в соответствие определённое значение температуры. В результате расположенные в осевом направлении ячейки имели одну и ту же температуру, тогда как распределение температуры ячеек, расположенных в радиальном направлении, имело параболическую форму, опи-

сываемую уравнением (5). На основе этих известных значений температуры были рассчитаны локальные объёмные коэффициенты излучения и поглощения.

На третьем этапе было проведено решение уравнения переноса излучения, что позволило при помощи уравнений (8) – (15) получить искомые результаты. Подобная методика расчётов позволяет получить результаты быстрее, чем при использовании других методов. Например, изменение состава плазмы приводит к изменению второго этапа без каких бы то ни было изменений первого этапа, тогда как при использовании других методов расчёты приходится начинать с самого начала.

В данной работе расчёты проводились применительно к разряду, известному как стандартный разряд (*standard conditions discharge*). Этот разряд характерен для ртутных ламп высокого давления, которые используются в качестве источников света. Характеристики этого разряда приведены в таблице.

ПОКИ отражает разницу между энергией, излучённой ячейкой, и поглощённой в этой ячейке энергией. Поэтому для каждой из ячеек важно провести сравнение значения ПОКИ и энергии, соответствующей локальному объёмному коэффициенту излучения, так как это позволяет убедиться в том, что поглощение имеет место во всех ячейках и что используемый метод работает удовлетворительно. А для этого необходимо сравнить результаты расчётов, проведённых при помощи уравнений (2) и (12). Результаты подобных расчётов, проведённых применительно к спектральным линиям с длинами волн 435 и 577 нм, представлены на рис. 3. Несмотря на то, что доля поглощённого излучения не остаётся постоянной, представленные графики позволяют с лёгкостью судить о влиянии поглощения в случае рассматриваемых спектральных линий. Аналогичное поведение наблюдается и в случае других спектральных линий.

В [10] результирующие значения ПОКИ были определены посредством суммирования значений ПОКИ, рассчитанных методом DOM для всех линий, излучаемых разрядом. Полученные результаты были сопоставлены с результатами расчётов по формуле Стромберга. Полученные ре-

зультаты оказались сравнимыми, так что для оценки результатов данной работы достаточно сравнить их с результатами, полученными при использовании одной из этих моделей. Так что значения ПОКИ для каждой из спектральных линий были рассчитаны для стандартного разряда (см. таблицу) и сопоставлены с результатами, полученными в [10] применительно к этому же разряду. Эти результаты хорошо согласуются друг с другом, что ясно видно на рис. 4.

Результирующие ПОКИ (*total NEC*) были рассчитаны для всех спектральных линий разряда, которые приведены в [8]. При этом полученные значения результирующих ПОКИ хорошо согласуются с данными, приведёнными в [10] (рис. 5).

Основной целью этой работы были расчёт значений ПОКИ и сравнение их с результатами, полученными при использовании других моделей, с тем, чтобы создать новый инструмент для расчёта этого параметра в будущем. При этом предложенный метод позволяет определить не только ПОКИ, но и спектральные данные, которые лежат в основе расчётов фотометрических характеристик любых ламп [11, 13]. Например, в случае рассмотренного стандартного разряда вначале при помощи уравнения (13) производится расчёт спектрального распределения потока излучения разряда, после чего при помощи уравнения (14) определяется значение светового потока. Что касается световой отдачи, то расчёты, проведённые при помощи уравнения (15), показали, что она равна 50 лм/Вт. Коррелированная цветовая температура излучения разряда оказалась равной примерно 5500 К. Эта цветовая температура воспринимается как сине-белый цвет, характерный для чисто ртутных ЛВИ. Нормированные кривые интенсивности излучения лампы в горизонтальной и вертикальной плоскостях приведены на рис. 6.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Derra, G., Moench, H., Fischer, E., Giese, H., Hechtfisher, U., Heusler, G., Koerber, A., Niemann, U., Noertemann, F.-C., Pekarski, P., Pollmann-Retsch, J., Ritz, A., Weichmann, U.* UHP lamp systems for projection applications // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2005. – Vol. 38, No. 3. – P. 2995–3010.

2. *Cressault, Y., Teulet, P., Zissis, G.* Radiative properties of ceramic metal-halide high intensity discharge lamps containing additives in argon plasma // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2016. – Vol. 55, No. 7S2. – P. 07LB05.

3. *Simonet, F., Aubes, M., Elloumi, H., Sarroukh, H.* Optimization of the spectral flux computation for cylindrical discharges // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. – 1999. – Vol. 61, No. 2. – P. 197–207.

4. *Lochte-Holtegreven, W.* Plasma Diagnostics. – North Holland Publishing Company, 1968.

5. *Leibermann, R.-W., Lowke, J.-J.* Radiation emission coefficients for sulfur hexafluoride are plasmas // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. – 1976. – Vol. 16, No. 3. – P. 253–264.

6. *Sevast'yanenko, V.-G., Soloukhin, R.-I., Golovnev I.-F., Zamurayev, V.-P., Katsnel'son, V.-P., Koval'skaya, G.-A., Goulard, R.* Radiative Heat Transfer in High Temperature Gases. – Springer, 1987.

7. *Lowke, J.-J., Capriotti, E.-R.* Calculation of temperature profiles of high pressure electric arc using the diffusion approximation for radiation transfer // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. – 1969. – Vol. 9, No. 2. – P. 207–236.

8. *Stromberg, H.-P., Schafer, R.* Time-dependent behaviour of high-pressure mercury discharges // *Journal of Applied Physics*. – 1983. – Vol. 54, No. 8. – P. 4338.

9. *Jones, B.-F., Mottram, D.-A.-J.* A semi-empirical formula to describe the net emission coefficient of self-absorbed spectral lines for use in modeling high-pressure discharge lamps // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1981. – Vol. 14, No. 7. – P. 1183

10. *Bouaoun, M., Elloumi, H., Charrada, K., Rhouma, B.-E.-H., Stambouli, M.* Discrete ordinates method in the analysis of the radiative transfer in high intensity discharge lamps // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2005. – Vol. 38, No. 22. – P. 4053–4065.

11. *Hamady, M., Lister, G.-G., Zissis, G.* Calculations of visible radiation in electrodeless HID Lamps // *Journal of Lighting Research and Technology*. – 2016. – Vol. 48, No. 4. – P. 502

12. *Galvez, M.* Ray tracing model for radiation transport in three dimensional LTE systems // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2005. – Vol. 38, No. 17. – P. 3011

13. *Hamady, M., Lister, G.-G., Aubès, M., Zissis, G.* Study of photometric properties of high-pressure mercury discharge with thallium iodide additives (HgII) using the ray-tracing method // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2011. – Vol. 44, No. 10. – P. 5201



**Раван Аль Юссиф (Rawan Al Youssif)**, В. Sc. (2015). Преподаватель Высшей школы Сайда, Абра, Ливан. Область научных интересов: разряд высокой интенсивности, применение метода трассировка лучей



**Антуан Сахаб (Antoine Sahab)**, М. Sc. Аспирант (Ph.D.) Университета Поля Сабатье, Тулуза, Франция. Бухгалтер и распорядительный директор компании Solid Worx SARL, Ливан. Область научных интересов: исследование газового разряда



**Жорж Циссис (Georges Zissis)**, Ph.D. Окончил Критский университет (1964 г.). Профессор Тулузского университета Тулуза-3. Почётный профессор Санкт-Петербургского государственного университета.

Руководитель группы «Свет и вещество», лауреат нескольких национальных и международных премий. Область научных интересов: физика газового разряда, метрологическое обеспечение СД освещения, стандартизация и проблемы качества источников света, качество жизни, здоровье и безопасность, освещение



**Валид Малейб (Walid Malaeb)**, Ph.D. (2009 г.). Доцент Бейрутского арабского университета, Ливан. Автор и соавтор более чем 35 научных работ. Область научных интересов: исследование электронного

строения новых высокотемпературных сверхпроводников, а также электрические, структурные, механические, магнитные и температурные характеристики сверхпроводников и наноматериалов



**Мохамад Хамади (Mohamad Hamady)**, Ph.D. Преподаватель Ливанского университета и Бейрутского арабского университета, Ливан. Область научных интересов: газовый разряд и производство наноматериалов