

04

## Новый маркер для определения степени неоднородности емкостного и барьерного разрядов

© Э.А. Соснин,<sup>1,2</sup> А.А. Пикулев<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт сильноточной электроники СО РАН,  
634055 Томск, Россия

e-mail: badik@loi.hcei.tsc.ru

<sup>2</sup> ГОУ ВПО „Национальный исследовательский Томский государственный университет“,  
634050 Томск, Россия

<sup>3</sup> Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,  
607190 Саров, Нижегородская область, Россия  
e-mail: pikulev@expd.vniief.ru

(Поступило в Редакцию 5 февраля 2014. В окончательной редакции 30 мая 2014 г.)

Для уточнения результатов численного моделирования процессов формирования излучения в плазме эксиламп предложено использовать термодинамический подход для оценки степени неоднородности заполнения колбы эксилампы плазмой разряда. На примере ХеСl-эксилампы емкостного разряда показано, что тепловая мощность разряда пропорциональна коэффициенту заполнения разрядом объема. На примере ХеСl-эксилампы барьерного разряда показано, что с учетом коэффициента заполнения разрядом кюветы можно объяснить разницу между величинами эффективности, полученными при численном моделировании „идеальной“ разрядной системы и в эксперименте.

Для численного моделирования процессов формирования излучения в газоразрядной плазме эксиламп чаще всего используются кинетические и гидродинамические модели [1,2]. Если разряд не является однородным по внутреннему объему эксилампы, расчетные значения эффективности всегда оказываются существенно выше экспериментально измеренных значений.

Например, в модели, разработанной для расчетов параметров газовой среды, возбуждаемой электронным пучком (так называемая модель жесткого ионизатора [3]), удельная мощность возбуждения характеризуется соотношением  $W_{sp} = \nu N E_p$ , где  $\nu$  — частота ионизации среды, зависящая от сечения ионизации атомов и молекул среды для ионизирующих частиц определенного сорта,  $N$  — концентрация атомов и молекул,  $E_p$  — энергия, необходимая для образования одной электрон-ионной пары при торможении ионизирующей частицы в среде. Очевидно, что данная модель справедлива для случая, когда ввод энергии в среду осуществляется однородно.

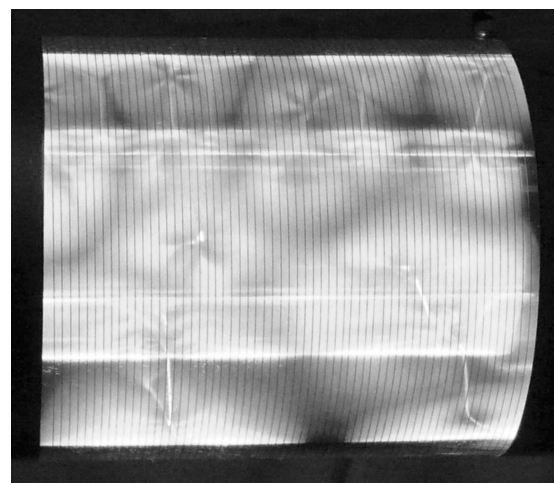
Между тем при возбуждении газовой среды барьерным или емкостным разрядами ввод энергии является неоднородным по внутреннему объему кюветы. Например, барьерный разряд в рабочих условиях эксплуатации состоит из множества микрозарядов (рис. 1) [1,2,4,5], т.е. объем  $V_d$ , занимаемый разрядом, оказывается много меньше внутреннего объема разрядной кюветы  $V$  ( $V_d \ll V$ ).

В гидродинамической модели [2] эффективность излучения рассчитывается как  $\eta_{th} = (P_{uv} V_d) / (W_{sp} V)$ . Здесь  $P_{uv}$  — объемная плотность мощности излучения,  $W_{sp}$  — мощность, введенная в единицу объема разряда. Разряд в поперечном направлении предполагается од-

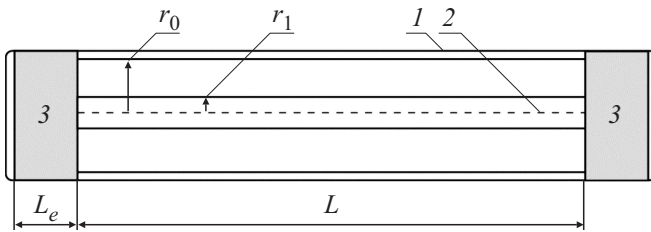
нородным и, следовательно, в модели  $V_d = V$ , хотя на самом деле  $V_d < V$ .

Таким образом, применяемые расчетные модели не учитывают неоднородного характера энерговода и энерговыделения в среде, что приводит к многократному расхождению с экспериментально полученными величинами эффективности работы эксиламп (отношение мощности излучения эксилампы к мощности разряда).

В настоящей работе мы предлагаем использовать термодинамический подход (так называемый метод скач-



**Рис. 1.** Форма горения барьерного разряда в коаксиальной эксилампе барьерного разряда (смесь Хе–Сl<sub>2</sub>). Видно, что разряд представляет собой множество микрозарядов, каждый из которых состоит из пары „подложек“, прилегающих к поверхности диэлектрических барьеров, и соединяющих их тонких перемычек (так называемых филаментов).



**Рис. 2.** Устройство цилиндрической эксилампы емкостного разряда: 1 — колба, 2 — область горения разряда, 3 — электроды.

ка давления), предложенный в [6] и развитый в [7], для оценки степени заполнения разрядом внутреннего объема кюветы эксилампы.

С точки зрения термодинамики при включении эксилампы в разрядном происходит изохорный процесс выделения тепла (так как внутренний объем эксилампы является герметичным). Поскольку теплоемкость используемых газовых смесей на три порядка ниже, чем теплоемкость кварцевой колбы, тепловые процессы в газе можно рассматривать происходящими при квазистационарных граничных условиях (т.е. считать, что стенки колбы лампы имеют постоянную температуру).

Очевидно, что объем области, в которой происходит тепловыделение при работе эксилампы, прямо пропорционален объему, занимаемому разрядом. В качестве количественной характеристики объема разряда ниже будем использовать коэффициент заполнения разрядом внутреннего объема эксилампы  $k = V_d/V$ .

Зависимость между тепловой мощностью разряда  $W$  и коэффициентом  $k$  была изучена нами экспериментально на примере цилиндрической ХеСl-эксилампы емкостного разряда (рис. 2).

Лампа представляла собой кварцевую цилиндрическую трубку 1 диаметром 30 мм, длиной 300 мм и толщиной стенки 1.3 мм, запаянную по торцам, на концы которой помещались круговые электроды 3 из фольги. В лампе такого типа, в отличие от эксилампы барьерного разряда, можно получать стабильный столб горения разряда и соответственно значительно проще измерить объем, занимаемый разрядом. Для этого во время работы производилось фотографирование колбы эксилампы и по фотографии проводили расчет объема столба емкостного разряда.

Давление смеси в колбе эксилампы варьировалось от  $3 \cdot 10^2$  до  $15 \cdot 10^2$  Па. Исследования проводились для газовой смеси Хе-Cl<sub>2</sub> при соотношениях компонент Хе-Cl<sub>2</sub> = (100–10) – 1. Емкостной разряд заигался при подаче на электроды 3 однополярных импульсов напряжения с амплитудой 5 кВ, длительностью 1.4 мкс и частотой повторения до 60 кГц.

Через один из торцов колба эксилампы соединялась с вакуумным постом для напуска и откачки смесей и керамическим тензорезистивным датчиком давления DMP 330L (ООО „БД Сенсорс РУС“) для измерения скачка давления при включении эксилампы.

Варьирование энерговклада и объема столба емкостного разряда производилось путем изменения частоты повторения импульсов напряжения.

Для определения тепловой мощности разряда использовалась модель, согласно которой предполагалось, что 1) разряд однородно нагревает газ в области  $0 < r < r_1 \leq r_0$ , где  $r_0$  — внутренний радиус колбы эксилампы,  $r_1$  — радиус столба разряда; плотность мощности разряда в этой области составляет  $w_0$ , 2) в области колбы эксилампы  $r_1 < r < r_0$  разряд отсутствует.

Для определения температуры газа в колбе эксилампы было использовано уравнение распространения тепла в цилиндрических координатах

$$\frac{\lambda}{r} \frac{d}{dr} \left\{ r \frac{d\Delta T}{dr} \right\} = -w, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности газа,  $\Delta T = T - T_0$  — скачок температуры газа  $T$  относительно температуры стенок колбы  $T_0$ ,  $w$  — тепловая мощность разряда.

На стенке колбы выполняется граничное условие  $\Delta T(r_0) = 0$ . В точке  $r = r_1$  температура и ее первая производная должны быть непрерывны.

Интегрируя уравнение (1) и подставляя граничные условия, получаем

$$\Delta T(r) = \frac{w_0}{4\lambda} \begin{cases} \{r_1^2 - r^2\} + 2r_1^2 \ln\{\frac{r_0}{r_1}\}, & 0 \leq r < r_1, \\ 2r_1^2 \ln\{\frac{r_0}{r}\}, & r_1 < r \leq r_0. \end{cases} \quad (2)$$

Среднее по внутреннему объему кюветы значение температуры может быть найдено по следующей формуле:

$$\langle \Delta T \rangle = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{r_0} 2\pi r \Delta T(r) dr = \frac{w_0}{8\lambda r_0^2} \{2r_0^2 r_1^2 - r_1^4\}. \quad (3)$$

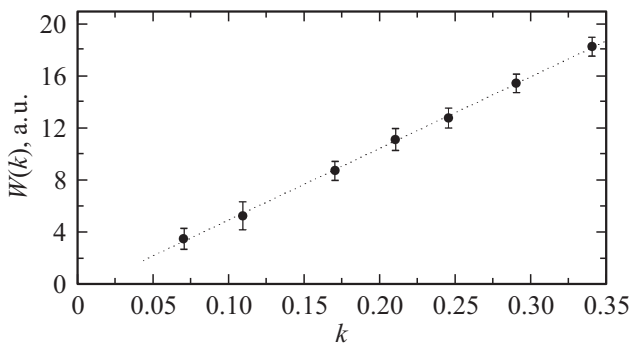
Учитывая, что тепловая мощность разряда  $W = \pi r_1^2 w_0 L$ , из (3) получаем следующее соотношение:

$$\langle \Delta T \rangle = \frac{W}{8\pi \lambda L r_0^2} \{2r_0^2 - r_1^2\} = \frac{W}{8\lambda V} \{2r_0^2 - r_1^2\}, \quad (4)$$

где  $V = \pi r_0^2 L$  — внутренний объем кюветы (с учетом, что  $L \ll L_e$ ).

Поскольку процесс нагрева газа происходит при постоянном объеме (изохорический процесс), скачок давления в колбе эксилампы  $\Delta p$  связан со средним скачком температуры  $\langle \Delta T \rangle$  соотношением  $\Delta p = p_0 \langle \Delta T \rangle / T_0$ , где  $p_0$  — начальное давление. Здесь  $\Delta p$  и  $\Delta T$  предполагаются малыми по сравнению с  $p_0$  и  $T_0$ . Из формулы (4) получаем следующее выражение для тепловой мощности разряда:

$$W = \frac{8\lambda V T_0 \Delta p}{p_0 \{2r_0^2 - r_1^2\}} = \frac{8\pi \lambda L T_0 \Delta p}{p_0 \{2 - k\}}. \quad (5)$$



**Рис. 3.** Зависимость тепловой мощности разряда от коэффициента заполнения разрядом внутреннего объема колбы эксилампы (смесь Хе–Cl<sub>2</sub> = 50–1,  $p = 10^3$  Па).

Нами была проведена серия экспериментов по определению зависимости тепловой мощности разряда  $W$  от коэффициента заполнения  $k$  для различных соотношений компонент смеси Хе–Cl<sub>2</sub>. Для каждой смеси при фиксированном соотношении концентраций Хе–Cl<sub>2</sub> изменяли частоту следования импульсов напряжения, что, соответственно, меняло энерговклад, диаметр шнура разряда и коэффициент заполнения разрядом внутреннего объема колбы. Для каждой смеси было проведено по 7 опытов.

В экспериментах измерялось значение скачка давления  $\Delta p$  и оценивалась величина коэффициента заполнения  $k$ . Величина  $k$  определялась по фотографиям разряда как отношение объема, занимаемого разрядом, к отношению полного объема колбы, т.е.  $k = r_1/r_0$  (рис. 2).

На рис. 3 приведен пример полученной зависимости  $W(k)$ . Из рисунка видно, что она хорошо аппроксимируется линейной функцией вида  $W = A + Bk$  (параметры аппроксимации для данного случая  $A = -0.51$ ,  $B = 54.8$  в относительных единицах).

Для остальных исследованных смесей были также получены линейные зависимости между коэффициентом  $k$  и тепловой мощностью разряда.

Полученное выражение удобно представить в виде  $W = B(k - k_{\min})$ , где  $k_{\min} = -A/B$  (для рис. 3  $k_{\min} = 9.3 \cdot 10^{-3} \ll 1$ ). То есть максимальная тепловая мощность достигается при  $k_{\max} = 1$  и может быть найдена по формуле  $W_{\max} = B(1 - k_{\min}) \approx B$ , а коэффициент  $B$  характеризует предельное значение тепловой мощности разряда.

Из формулы (5) и эмпирического соотношения  $W = B(k - k_{\min})$  можно получить следующее соотношение для скачка давления в зависимости от  $k$ :

$$\Delta p = \frac{p_0 B \{k - k_{\min}\} \{2 - k\}}{8\pi\lambda L T_0}. \quad (6)$$

Согласно формуле (6), при малых  $k$  происходит линейный рост скачка давления, а при  $k = 1$  величина  $\Delta p$  достигает своего экстремума

$$\Delta p_{\max} = \frac{p_0 B \{1 - k_{\min}\}}{8\pi\lambda L T_0} = \frac{p_0 W_{\max}}{8\pi\lambda L T_0}. \quad (7)$$

Полученные зависимости  $W(k)$  подтверждают наше предположение о том, что величина тепловой мощности может служить маркером заполнения разрядом объема колбы. Действительно, имеются два крайних случая: когда разряд не горит  $k = k_{\min} \approx 0$  и когда разряд почти полностью заполняет внутренний объем кюветы ( $k = k_{\max} \sim 1$ ), чему соответствует максимальное значение тепловой мощности разряда  $W_{\max}$ . Из проведенных экспериментов следует, что для коэффициента заполнения  $k$  справедливо следующее соотношение:

$$k = k_{\max}(W/W_{\max}) \sim W/W_{\max}. \quad (8)$$

Отметим, что полученные результаты хорошо согласуются с результатами работ [8,9], в которых был обнаружен „эффект нормальной плотности тока барьерного разряда“. А именно, в работах [8,9] было найдено, что ток барьерного разряда (БР) пропорционален площади поперечного сечения разряда, причем величина плотности тока по порядку величины соответствует величине нормальной плотности тока аналогичной газовой смеси для разряда постоянного тока. Отсюда следует, что мощность, вкладываемая в разряд, прямо пропорциональна эффективной площади разряда [8,9].

Полученные результаты позволяют проанализировать влияние коэффициента заполнения  $k$  на результаты расчетов эффективности работы эксиламп БР, которые, как было указано выше, проводятся в приближении однородного распределения разряда.

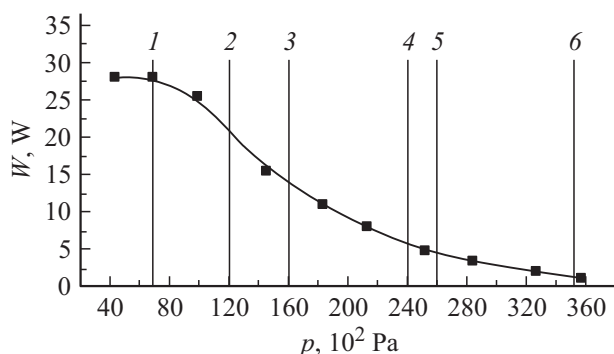
Обратимся к данным работы [10], где с помощью гидродинамической модели была вычислена эффективность работы ХеCl-эксилампы БР при различных соотношениях компонент смеси Хе–Cl<sub>2</sub>. Экспериментальные исследования проводились с помощью цилиндрической эксилампы БР. Колба эксилампы была выполнена из двух коаксиальных кварцевых трубок, герметично запаянных на концах и образующих разрядный промежуток толщиной  $d = 4$  мм, а разряд в рабочих условиях являлся неоднородным (как показано на рис. 1).

Тепловая мощность разряда определялась по величине скачка давления с помощью следующего соотношения [7]:

$$W = \frac{6\lambda S T_0 \Delta p}{p_0 d}, \quad S = \pi\{r_1^2 + r_2^2\}, \quad (9)$$

где  $S$  — площадь внутренней поверхности кюветы,  $r_1, r_2$  — радиусы внутренней и внешней кварцевых трубок кюветы барьерного разряда.

Зависимость тепловой мощности разряда от давления смеси (для случая соотношения компонент Хе–Cl<sub>2</sub> = 100–1) представлена на рис. 4, на котором также представлено качественное описание разряда, соответствующее данному давлению, и из рисунка видно, что для смеси Хе–Cl<sub>2</sub> = 100–1 максимальная тепловая мощность разряда составляет  $W_{\max} = 28$  W. Это соответствует давлению смеси 40 Торр, когда разряд горит однородно, т.е.  $k = k_{\max} \sim 1$ .



**Рис. 4.** Зависимость тепловой мощности разряда от давления смеси  $\text{Xe}-\text{Cl}_2 = 100-1$ . Цифрами отмечены визуально наблюдаемые формы горения разряда: 1 — гомогенное горение ( $k \sim 1$ ,  $W \sim P_{in}$ ), 2 — разряд теряет однородность, 3 — разряд состоит из микроканалов и фонового свечения, 4 — микроарзряды без фонового свечения заполняют весь объем ( $k \sim 1/4-1/5$ ), 5 — число микроарзрядов уменьшается, часть из них становится филаментами (нитьями), 6 — весь разряд филаментирован и количество филаментов составляет 10 и меньше ( $k \sim W \leq 1/30$ ).

Гидродинамическая модель [10] была использована для расчетов эффективности работы эксилампы для смеси  $\text{Xe}-\text{Cl}_2 = 100-1$  при давлении  $p = 24 \cdot 10^3 \text{ Pa}$ . Экспериментально зарегистрированная тепловая мощность разряда для данной смеси составляет  $W = 6 \text{ W}$  (рис. 4). В этом случае, согласно (8), коэффициент заполнения разряда равен  $k \sim 1/5$ , что хорошо согласуется с качественными результатами, представленными на рис. 4.

Эффективность работы эксилампы (отношение полной мощности УФ-излучения к мощности разряда) для смеси  $\text{Xe}-\text{Cl}_2 = 100-1$  при давлении  $p = 24 \cdot 10^3 \text{ Pa}$ , определенная из эксперимента, составила  $\eta_t = 1.7$ , при этом расчетное значение эффективности —  $\eta_{th} = 12.9$ . Отношение величин теоретической  $\eta_{th}$  и экспериментальной  $\eta_t$  эффективностей составляет  $m = \eta_{th}/\eta_t \approx 7.6$ . Если учесть, что конструкция колбы эксилампы приводит к дополнительным потерям излучения (поглощение на электродах и трубках), которые не учитываются при моделировании в рамках гидродинамической модели [10], то величина  $m$  должна быть меньше на 15–30%, т. е. составлять 5.3–6.4. Данное значение весьма близко к величине  $1/k \sim 5$ , которая равна отношению площади поперечного сечения разряда, использованного в расчетах, к экспериментальному значению.

Таким образом, с учетом коэффициента заполнения разрядом внутреннего объема колбы и потерь излучения на элементах конструкции эксилампы можно объяснить значительную разницу между величиной эффективности работы эксилампы, полученной при расчетном моделировании „идеальной“ разрядной системы (однородный разряд), и эффективностью, зарегистрированной в эксперименте (неоднородный разряд).

Предложенный подход может быть полезен для проверки результатов численного моделирования газового

разряда не только в эксилампах барьерного и емкостного разрядов, но и в других условиях, когда разряд не является однородным.

Авторы благодарят С.В. Автаеву за полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-08-00020-а).

## Список литературы

- [1] Бойченко А.М., Ломаев М.И., Панченко А.Н., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Ультрафиолетовые и вакуумно-ультрафиолетовые эксилампы: физика, техника и применения. Томск: STT, 2001. 512 с.
- [2] Автаева С.В. Барьерный разряд. Исследование и применение. Бишкек: Изд-во КРСУ, 2009. 290 с.
- [3] Бойченко А.М., Яковленко С.И. // В кн.: Энциклопедия низкотемпературной плазмы (Гл. ред. В.Е. Фортгов), 2005. Серия Б. Том XI-4. Vol. 3. С. 569–508. М.: Физматлит, 2005.
- [4] Тарасенко В.Ф., Соснин Э.А. // Оптический журнал. 2012. Т. 79. № 10. С. 58–65.
- [5] Lomaev M.I., Sosnin E.A., Tarasenko V.F. // Progress in Quantum Electronics. 2012. Vol. 36. N 1. P. 51–97.
- [6] Цветков В.М., Пикулев А.А., Соснин Э.А., Авдеев С.М., Тарасенко В.Ф. // ЖТФ. 2010. Т. 80. № 6. С. 53–57.
- [7] Пикулев А.А., Цветков В.М., Соснин Э.А., Панарин В.А., Тарасенко В.Ф. // ПТЭ. 2012. № 5. С. 3–15.
- [8] Малик Д.А., Орлов К.Е., Смирнов А.С. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. № 21. С. 44–48.
- [9] Малик Д.А., Орлов К.Е., Мирошников И.В., Смирнов А.С. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. № 12. С. 21–25.
- [10] Автаева С.В., Соснин Э.А., Саги Б., Панарин В.А., Рахмани Б. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 9. С. 862–872.