

УДК 536-37: 621.32

Э.А. СОСНИН*, **, А.А. ПИКУЛЕВ***, В.Ф. ТАРАСЕНКО*

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ОПРЕДЕЛЕНИЮ СТЕПЕНИ НЕОДНОРОДНОСТИ ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА¹

На примере эксиламп емкостного разряда показано, что тепловая мощность разряда пропорциональна коэффициенту заполнения разрядом объема. Предложено трактовать найденное явление как термодинамический аналог эффекта нормальной плотности тока барьерного разряда.

Ключевые слова: эксилампа, изохорный процесс, тепловая мощность.

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

Например, модель, разработанная для расчетов параметров газовой среды, возбуждаемой электронным пучком (так называемая модель жесткого ионизатора [3]), справедлива для случая, когда ввод энергии в среду осуществляется однородно. Однако при возбуждении газовой среды барьерным или емкостным разрядами ввод энергии является неоднородным по внутреннему объему кюветы. Например, емкостной разряд в рабочих условиях эксплуатации представляет собой тонкий шнур [1, 4], т.е. объем V_d , занимаемый разрядом, оказывается много меньше внутреннего объема разрядной кюветы V ($V_d \ll V$). Ситуация аналогична и с барьерным разрядом [1, 2, 5], состоящим из множества микроразрядов.

В гидродинамической модели [2] эффективность излучения рассчитывается как $\eta_{th} = (P_{uv} V_d) / (W_{sp} \cdot V)$. Здесь P_{uv} – объемная плотность мощности излучения; W_{sp} – мощность, введенная в единицу объема разряда. Разряд в поперечном направлении предполагается однородным, 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 существенному расхождению с экспериментально полученными величинами эффективности работы эксиламп (отношение мощности излучения эксилампы к мощности разряда).

Целью настоящей работы является разработка метода определения степени заполнения разрядом внутреннего объема кюветы эксилампы. Это позволит корректировать результаты теоретических расчетов эффективности эксиламп.

Для оценки степени заполнения разрядом внутреннего объема кюветы эксилампы мы предлагаем использовать термодинамический подход к изучению газоразрядных эксиламп (так называемый метод скачка давления), предложенный в [6] и развитый в [7].

С точки зрения термодинамики при включении эксилампы в разрядной кювете происходит изохорный процесс выделения тепла (поскольку 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 количество объемных источников тепла, которые возникают при включении эксилампы, прямо пропорционально объему, занимаемому разрядом. В качестве количественной характеристики объема разряда ниже будем использовать коэффициент заполнения разрядом внутреннего объема эксилампы $k = V_d / V$. Заметим, что объем V включает в себя как объем кюветы, так и отводы от неё, используемые для измерения скачка давления и стыковки с газовым пультом.

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 12-08-00020-а).

Можно предположить, что рост тепловой мощности разряда должно сопровождаться увеличением коэффициента заполнения k .

Зависимость между тепловой мощностью разряда W и коэффициентом k была изучена экспериментально на примере цилиндрической ХеСl-эксилампы емкостного разряда (рис. 1).

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 можно получать стабильный столб горения разряда, и поэтому значительно проще измерить объём, занимаемый разрядом. Для этого во время работы фотографировалась колба эксилампы и по фотографии проводился расчёт объема столба емкостного разряда.

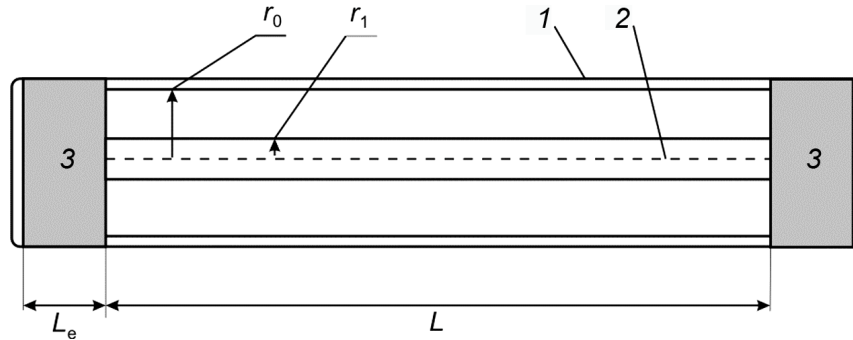


Рис. 1. Устройство и характерные размеры цилиндрической эксилампы емкостного разряда: 1 – колба; 2 – область горения разряда; 3 – электроды

Давление смеси в колбе эксилампы варьировалось от 0,4 до 2 кПа. Исследования проводились для газовых смесей Хе:Сl₂ = (100–10):1. Емкостной разряд зажигался 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 соединялась с вакуумным постом для напуска и откачки смесей и с керамическим тензорезистивным датчиком давления DMP 330L (ООО «БД Сенсорс РУС») для измерения скачка давления при включении эксилампы.

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 $r_1 < r < r_0$ разряда нет.

Запишем уравнение распространения тепла в цилиндрических координатах:

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

Здесь λ – 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 непрерывны.

Интегрируя уравнение (1) и подставляя граничные условия, получаем

$$\Delta T(r) = \frac{W_0}{4\lambda} \begin{cases} \{r_1^2 - r^2\} + 2r_1^2 \ln \left\{ \frac{r_0}{r_1} \right\}, & 0 \leq r < r_1, \\ 2r_1^2 \ln \left\{ \frac{r_0}{r} \right\}, & r_1 < r \leq r_0. \end{cases} \quad (2)$$

Среднюю по внутреннему объему кюветы температуру определяем по 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 $V = \pi r_0^2 L$ – объем кюветы (с учетом, что $L \ll L_e$).

Поскольку процесс нагрева происходит при постоянном объеме, скачок давления в колбе эксилампы Δp 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 Δp и ΔT предполагаются малыми по сравнению с p_0 и T_0 . В результате, получаем следующее выражение для тепловой мощности разряда:

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

Была проведена серия экспериментов по определению зависимости W от k (5). Для каждой смеси при фиксированном соотношении Хе:Cl₂ изменяли частоту следования импульсов напряжения, что соответственно меняло энерговыклад, диаметр шнура разряда и коэффициент заполнения разрядом внутреннего объема колбы. Для каждой смеси было проведено по 7 опытов.

На рис. 2 приведён пример полученной зависимости $W(k)$. Из рисунка видно, что зависимость хорошо аппроксимируется линейной функцией вида $W = -0,51 + 54,8 \cdot k$.

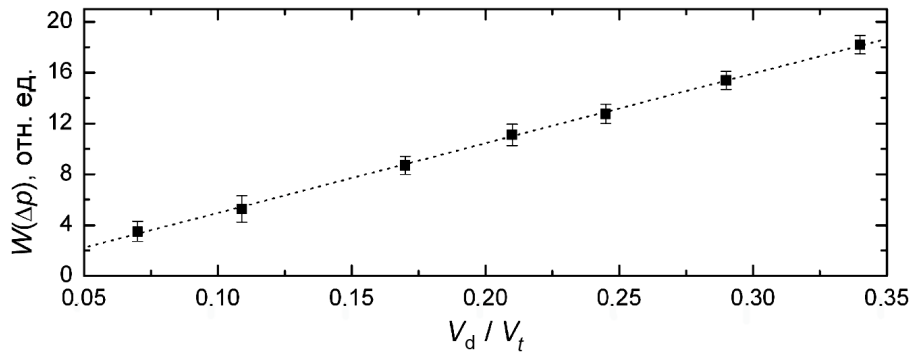


Рис. 2. Зависимость тепловой мощности разряда от коэффициента заполнения разрядом внутреннего объема колбы эксилампы (смесь Хе:Cl₂ = 50:1, $p = 1,3$ кПа)

Аналогичные зависимости $W(k)$ были получены для других смесей, в том числе и для ХеBr-эксилампы емкостного разряда. Линейность полученных зависимостей подтверждает предположение о том, что величина тепловой мощности может служить маркером заполнения разрядом объёма колбы. Действительно, имеются два крайних случая: когда разряд не горит ($k = k_{\min} = 0$) и когда разряд почти полностью заполняет внутренний объем кюветы ($k = k_{\max} \sim 1$), чему соответствует максимальное значение тепловой мощности разряда W_{\max} . Тогда для любых других ситуаций справедливо соотношение

$$k = k_{\max} (W/W_{\max}) \sim W/W_{\max}. \quad (6)$$

Отметим, что полученные результаты хорошо согласуются с результатами работ [8, 9], в которых был обнаружен эффект нормальной плотности тока барьерного разряда. А именно, 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].

В последующих работах мы предполагаем проверить справедливость соотношения (6) по отношению к эксилампам барьерного разряда.

Заключение

Для уточнения результатов численного моделирования процессов формирования излучения в плазме эксиламп применен адаптированный метод скачка давления. На примере ХеBr- и ХеCl-

эксиламп емкостного разряда установлено, что величина тепловой мощности разряда пропорциональна коэффициенту заполнения разрядом объема. Предложено трактовать найденную закономерность как термодинамический аналог эффекта нормальной плотности тока барьерного разряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бойченко А.М., Ломаев М.И., Панченко А.Н. и др. 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. // Энциклопедия низкотемпературной плазмы / гл. ред. В.Е. Фортов. – М.: Физматлит, 2005. – Сер. Б. Т. XI-4. – С. 569–508.
4. Sosnin E.A., Erofeev M.V., and Tarasenko V.F. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – V. 38. – P. 3194–3201.
5. Тарасенко В.Ф., Соснин Э.А. // Оптический журнал. – 2012. – Т. 79. – № 10. – С. 58–65.
6. Цветков В.М., Пикулев А.А., Соснин Э.А. и др. // ЖТФ. – 2010. – Т. 80. – Вып. 6. – С. 53–57.
7. Пикулев А.А., Цветков В.М., Соснин Э.А. и др. // Приборы и техника эксперимента. – 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.

*Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия Поступила в редакцию 09.10.13.

**Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

***Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, г. Саров Нижегородской обл., Россия
E-mail: badik@loi.hcei.tsc.ru