

**Влияние состава инертных газов на теплофизические процессы  
в импульсных газоразрядных источниках излучения***С. В. Гавриш, Н. Ю. Петренко, Д. Ю. Пугачев*

*Данная работа посвящена теоретическому анализу теплофизических процессов в импульсном ксеноновом разряде при добавлении в состав плазмообразующей среды другого инертного газа. На основе разработанной математической модели рассчитаны температурные зависимости теплопроводности смесей ксенона с неонам, криптоном и аргоном в различных процентных соотношениях. Показано влияние теплопроводности смеси газов на температуру, оптическое пропускание и кристаллизацию кварцевой оболочки газоразрядной лампы.*

*Ключевые слова:* импульсный разряд, ксенон, криптон, аргон, неон, смесь инертных газов, теплопроводность, оптическое пропускание, градиент температуры.

**Ссылка:** Гавриш С. В., Петренко Н. Ю., Пугачев Д. Ю. // Успехи прикладной физики. 2020. Т. 8. № 1. С. 75.

**Reference:** S. V. Gavrish, N. Y. Petrenko, and D. Y. Pugachev, Usp. Prikl. Fiz. **8** (1), 75 (2020).

**Введение**

Импульсный разряд в ксеноне широко используется в качестве источника света в светосигнальных устройствах [1], при генерации УФ-радиации в установках обеззараживания [2], ближнего ИК-излучения в системах накачки твердотельных лазеров [1, 3] и т. д. Поэтому задачи повышения селективности излучения импульсного газового разряда представляют практический интерес, так как их решение позволяет повысить эффективность всего прибора, использующего газоразрядную лампу. При этом все возможные способы повышения селективности излучения можно свести к конструктивным аспектам (выбор размеров разрядного канала и состава плазмообразующей среды, нанесение интерференционных покрытий и т. д.) и электро-

техническим решениям (использование разрядного контура или модуляции постоянного напряжения, повышение мощности, вкладываемой в разряд, и т. д.). В итоге, при разработке импульсной лампы с преимущественным излучением в требуемой области спектра возникает многофакторная задача поиска оптимальной конструкции источника излучения при работе в определенной электрической цепи и наоборот.

В работах [3, 4] для повышения эффективности ультрафиолетового излучения разряда предлагается использовать смеси инертных газов (Xe – He, Xe – Ne, Xe – Kr, Xe – Ar, Kr – Ne) в качестве плазмообразующей среды импульсной газоразрядной лампы короткой длительности. Предполагается, что использование газовых смесей в спектральном диапазоне 220–350 нм позволит поднять силу излучения в 1,09–1,24 раза по отношению к интенсивности излучения беспримесного ксенонового разряда.

Данная работа посвящена теоретическому анализу происходящих теплофизических процессов в импульсной лампе с разрядом в смеси инертных газов и влиянию их на эксплуатационные параметры источника излучения.

---

Гавриш Сергей Викторович, нач. отдела, д.т.н.  
Петренко Николай Юрьевич, инженер-технолог.  
Пугачев Дмитрий Юрьевич, зам. нач. лаб.  
ООО «НПП «Мелитта», филиал АО «Стелла-К».  
Россия, 117997, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 16/10.  
E-mail: svgavr@list.ru

Статья поступила в редакцию 25 ноября 2019 г.

© Гавриш С. В., Петренко Н. Ю., Пугачев Д. Ю., 2020

## Теоретический анализ теплофизических процессов в импульсной ксеноновой лампе

Одним из основных способов увеличения интенсивности излучения газоразрядной лампы (см. рис. 1) практически в любом спектральном диапазоне является наращивание электрической мощности, вкладываемой в разряд. В результате в плазмообразующей среде и ограничивающей ее оболочке 1 происходят следующие основные теплофизические процессы, перечисленные ниже.

1. Увеличивается температура на оси лампы  $T_0$ , и трансформируется радиальный профиль температуры разряда  $T(r)$ .

2. Возрастает проводимость плазмы, и изменяются приоритеты механизмов излучения. Например, усиливается непрерывный фон излучения, обусловленный ростом концентрации электронов и, соответственно, увеличением частоты актов рассеяния их на атомах и ионах.

3. Повышаются кондуктивные потери на оболочку 1, приводящие к следующим последствиям:

– возрастают продольное тепловое поле по поверхности и градиент температуры по толщине стенки колбы лампы  $T_{об1} - T_{об2}$ ;

– увеличивается скорость испарения кремния с внутренней поверхности кварцевой трубки 1 и возрастает концентрация его атомов в разряде [5, 6];

– сдвигается коротковолновая граница

льших длин волн [7];

– активируется процесс парообразования при точке кипения кварца на границе соприкосновения оболочки с плазмой, что ускоряет реакции кристаллизации ее поверхности, снижающей механическую прочность газоразрядной лампы.

Изменение состава плазмообразующей среды приведет к еще более значительным изменениям теплофизических процессов в газоразрядной лампе. Например, замена одного инертного газа в разрядном объеме на другой неизбежно приведет к трансформации спектра, изменению теплоемкости и теплопроводности плазмы и т. д.

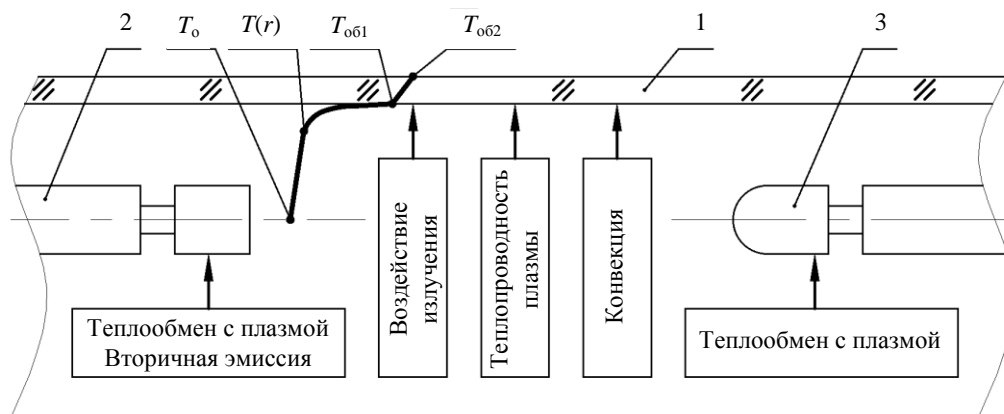


Рис. 1. Некоторые теплофизические процессы в импульсном ксеноновом разряде, ограниченном кварцевой оболочкой: 1 – кварцевая оболочка газоразрядной лампы; 2 – катод; 3 – анод.

## Расчетные исследования теплопроводности газовых смесей

Теплопроводности инертных газов  $\lambda$  как индивидуальных веществ при высоких температурах подробно изучены в работах [8, 9]. Отсутствие данных по температурной зависимости теплопроводности смесей инертных газов, используемых в качестве плазмообразующих сред, делает актуальным решение

этой задачи при конструировании газоразрядных ламп.

Рассмотрим вопрос изменения теплопроводности рабочего наполнения разрядной лампы при использовании смесей двух газов в различных весовых соотношениях.

Так как теплопроводность смеси газов неаддитивна ни по массе, ни по объёму, её, как правило, вычисляют косвенными методами. В нашей работе мы использовали расчетный

метод, основанный на вычислении теплопроводности смеси газов  $\lambda_{см}$ , исходя из теплоемкости компонентов  $c_v$  смеси при постоянном объеме и коэффициентов  $\mu$  динамических вязкостей [10]:

$$\lambda_{см} = B c_{vсм} \mu_{см}, \quad (1)$$

где  $B = 2,5$  для одноатомных газов.

Теплоемкость бинарной смеси газов при постоянном объеме можно вычислить из теплоемкостей компонентов и их массовых долей:

$$c_{vсм} = x_1 c_{v1} + x_2 c_{v2}, \quad (2)$$

где  $x_1, x_2$  – массовые доли компонентов газовой смеси;  $c_{v1}, c_{v2}$  – теплопроводности компонентов газовой смеси при постоянном объеме.

Мольная теплоемкость одноатомных газов при постоянном объеме практически не зависит от температуры и равна:

$$c_v = \frac{3}{2} \times R \approx 12,5 \text{ Дж/(моль К)}. \quad (3)$$

Исходя из этого, теплоемкость каждого компонента на единицу массы:

$$c_v = \frac{3R}{2M} \times 1000 \text{ Дж/(кг К)}, \quad (4)$$

где  $M$  – молярная масса соответствующего компонента.

Как следует из работы [10], коэффициент динамической вязкости смеси газов  $\mu_{см}$  для рабочей температуры  $T$  вычисляется по следующей формуле:

$$\mu_{см} = \frac{y_1 \mu_1 \sqrt{M_1 T_{кр1}} + y_2 \mu_2 \sqrt{M_2 T_{кр2}}}{y_1 \sqrt{M_1 T_{кр1}} + y_2 \sqrt{M_2 T_{кр2}}}, \quad (5)$$

где  $\mu_1, \mu_2$  – коэффициенты динамической вязкости компонентов газовой смеси при температуре  $T$ ;  $y_1, y_2$  – мольные доли компонентов смеси при температуре  $T$ ;  $M_1, M_2$  – молярные массы компонентов смеси;  $T_{кр1}, T_{кр2}$  – критические температуры компонентов смеси [11].

Мольная доля компонента бинарной смеси, при условии, что известна его массовая доля  $x_i$  и молярные массы  $M_i$  обоих компонентов, вычисляется по уравнению:

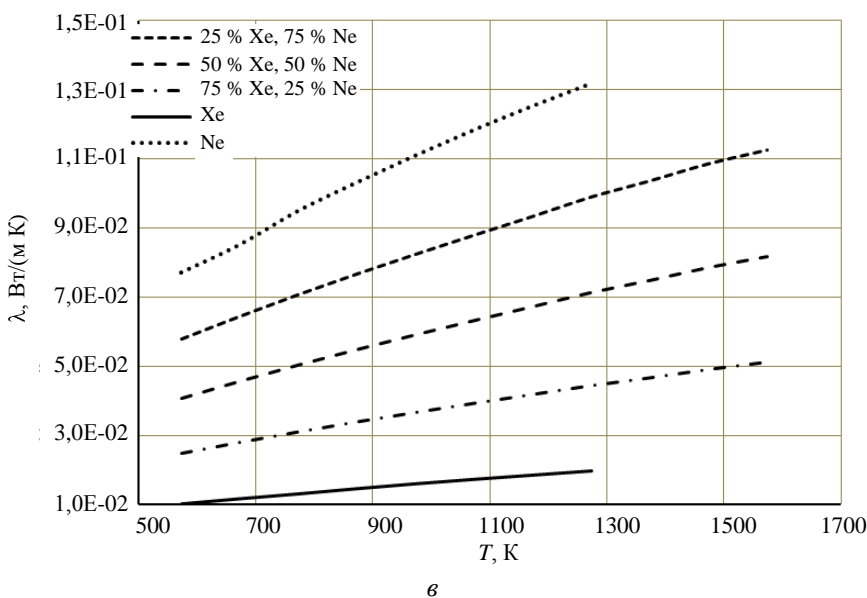
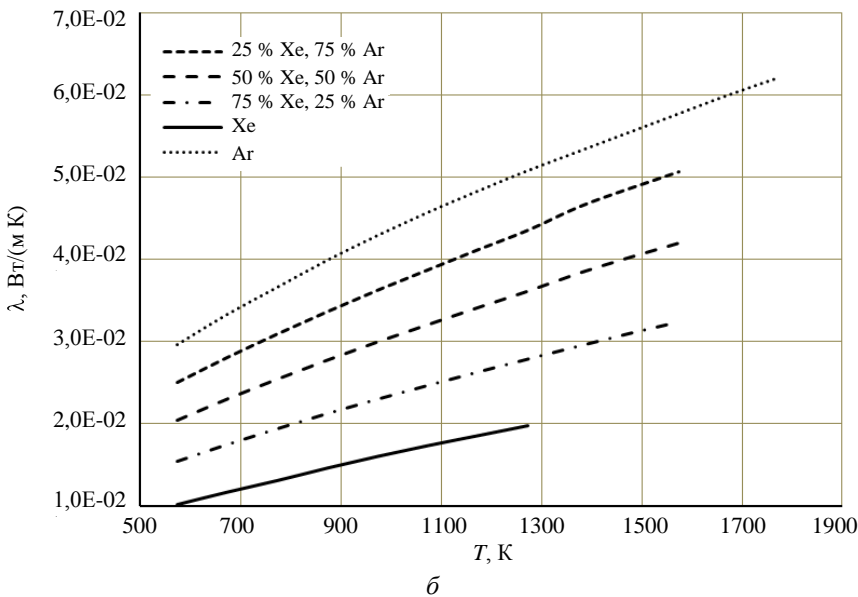
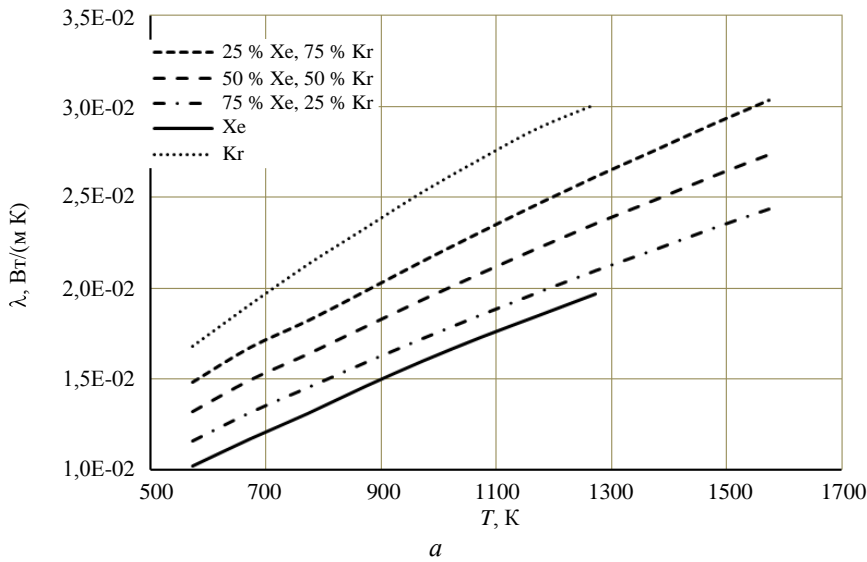
$$y_1 = \frac{\frac{x_1}{M_1}}{\left(\frac{x_1}{M_1} + \frac{x_2}{M_2}\right)}. \quad (6)$$

В наших исследованиях данные для расчетов были заимствованы из работы [6], которые сгруппированы в таблицу.

Таблица

**Значения коэффициентов динамической вязкости, теплоемкостей при постоянном объеме и параметра  $\sqrt{M_i T_{кри}}$  для неона, аргона, криптона и ксенона**

T, К	Ne	Ar	Kr	Xe
	$\mu, \text{Па с}$			
573	$4,92 \times 10^{-5}$	$3,78 \times 10^{-5}$	$4,42 \times 10^{-5}$	$4,21 \times 10^{-5}$
673	$5,45 \times 10^{-5}$	$4,23 \times 10^{-5}$	$4,98 \times 10^{-5}$	$4,79 \times 10^{-5}$
773	$5,96 \times 10^{-5}$	$4,64 \times 10^{-5}$	$5,38 \times 10^{-5}$	$5,33 \times 10^{-5}$
873	$6,44 \times 10^{-5}$	$5,04 \times 10^{-5}$	$5,85 \times 10^{-5}$	$5,85 \times 10^{-5}$
973	$6,90 \times 10^{-5}$	$5,42 \times 10^{-5}$	$6,34 \times 10^{-5}$	$6,34 \times 10^{-5}$
1073	$7,35 \times 10^{-5}$	$5,78 \times 10^{-5}$	$6,81 \times 10^{-5}$	$6,81 \times 10^{-5}$
1173	$7,79 \times 10^{-5}$	$6,14 \times 10^{-5}$	$7,27 \times 10^{-5}$	$7,27 \times 10^{-5}$
1273	$8,26 \times 10^{-5}$	$6,49 \times 10^{-5}$	$7,71 \times 10^{-5}$	$7,71 \times 10^{-5}$
1373	$8,63 \times 10^{-5}$	$6,93 \times 10^{-5}$	$8,13 \times 10^{-5}$	$8,12 \times 10^{-5}$
1473	$9,03 \times 10^{-5}$	$7,25 \times 10^{-5}$	$8,55 \times 10^{-5}$	$8,55 \times 10^{-5}$
1573	$9,33 \times 10^{-5}$	$7,55 \times 10^{-5}$	$8,95 \times 10^{-5}$	$8,95 \times 10^{-5}$
1673		$8,16 \times 10^{-5}$		
1773		$8,44 \times 10^{-5}$		
$c_v, \text{Дж/(кг К)}$	619,3	312,9	149,2	95,2
$\sqrt{M_i T_{кри}}$	29,94	77,63	132,5	195,0



Результаты выполненных расчетных исследований представлены на рис. 2, а–в. Адекватность предложенной модели проверялась путем сравнения расчетных результатов теплопроводностей чистых инертных газов (рис. 2) с экспериментальными данными авторов монографии [9].

**Рис. 2.** Расчетные температурные зависимости теплопроводности газовых смесей: ксенон – криптон (а), ксенон – аргон (б), ксенон – неон (в).

### Обсуждение полученных результатов

Анализ зависимостей, приведенных на рис. 2, позволяет сделать следующие три основных вывода.

1. Ксенон обладает самой низкой теплопроводностью из всех исследованных чистых газов и смесей с ним. При этом с ростом температуры разница в значении  $\lambda$  ксенона и других газов возрастает. Наиболее наглядно это представлено на рис. 2, в. Так, при повышении температуры от 600 до 1300 К теплопроводность ксенона возрастает на 0,01 Вт/(м К), в то время как у неона указанная разница достигает величины 0,05 Вт/(м К).

2. Во всех рассмотренных комбинациях газов справедливо утверждение, что чем выше массовая доля одного из компонентов смеси, тем ближе значение  $\lambda_{см}$  к его теплопроводности как индивидуального вещества.

3. Так как коэффициенты динамической вязкости рассмотренных газов при одних и тех же температурах близки, а разница в  $\sqrt{M_i T_{кр i}}$  частично компенсируется разницей в их теплоемкостях при постоянном объеме (см. таблицу), то для инженерных расчетов теплопроводности всех вышеперечисленных смесей правило аддитивности по массе можно использовать с удовлетворительной точностью.

Далее выполним оценку влияния теплопроводности газовой смеси на оптическое пропускание кварцевой оболочки импульсной газоразрядной лампы. На первом этапе основное внимание будет сосредоточено на сформировавшемся квазистационарном тепловом состоянии материала оболочки при установившейся средней температуре в предположении отсутствия указанной парогазовой прослойки испаряющегося кварцевого стекла [6].

Полученные нами расчетные результаты позволяют сделать только качественную

оценку влияния состава плазмообразующей среды на нагрев оболочки. Коэффициент теплопроводности с учетом излучения является сложной функцией температуры и давления. Это связано с тем, что непрозрачная часть излучения поглощается на пути от точки эмиссии до оболочки, тем самым наращивая плотность теплового потока на ее поверхность. Поэтому рассмотрим упрощенную модель процесса теплопроводности.

При анализе полученных результатов воспользуемся понятием теплового напора двухслойной плоской стенки (рис. 3, а), представляющей собой комбинацию тонкого приповерхностного слоя плазмообразующей среды толщиной  $h_1$  с теплопроводностью  $\lambda_1$  и кварцевой оболочки с  $h_2, \lambda_2$  [12]:

$$T_1 - T_2 = q_{пл1} \frac{h_1}{\lambda_1} \quad (7)$$

$$T_2 - T_3 = q_{пл2} \frac{h_2}{\lambda_2} \quad (8)$$

где  $q_{пл1}, q_{пл2}$  – удельные тепловые потоки в рассматриваемых слоях.

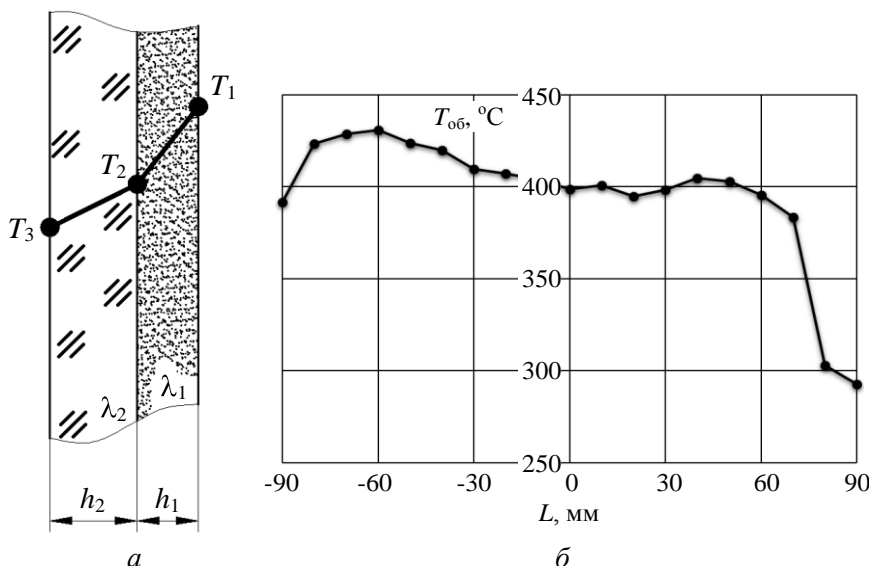


Рис. 3. Схема теплопередачи через двухслойную стенку (а) и продольное распределение температуры оболочки (б) импульсной ксеноновой газоразрядной лампы при средней мощности 200 Вт.

Использование формул (7) и (8) в инженерных расчетах применительно к цилиндрической оболочке допустимо в силу того, что нами рассматриваются достаточно тонкие стенки [12]. В частности, в большинстве газоразрядных ламп с кварцевой оболочкой тол-

щина стенки разрядной трубки составляет величину 1,0–1,5 мм.

Выполним сравнительный анализ двух разрядов в плазмообразующих средах ксенона и неона. Введем обозначение теплового напора в плазмообразующей среде как  $\Delta T_{пл} = (T_1 - T_2)$ .

Тогда при равенстве теплового потока из плазмы  $q_{пл1}$  и толщины рассматриваемого слоя  $h_1$  получаем  $\Delta T_{пл.Xe} / \Delta T_{пл.Ne} = \lambda_2 / \lambda_1$ , т. е. исходя из данных рис. 2, в, тепловой напор в неоне, например при температуре 700 К, будет в 3 раза больше. Соответственно, температура поверхности стенки в зоне контакта с неоновой плазмобразующей средой возрастет в несколько раз в сравнении с разрядом в ксеноне.

Далее рассмотрим последствия, к которым приведет полученный результат. По разработанной нами в работе [13] методике определения температуры полупрозрачных материалов получено представленное на рис. 3, б продольное тепловое поле разрядной оболочки импульсной ксеноновой лампы с диаметром и длиной плазменного канала соответственно 5 и 120 мм. За нулевую точку отсчета принят центр разрядного промежутка. Как следует из приведенных данных, в середине плазменного столба температура внешней поверхности оболочки составляет 400 °С.

В различных литературных источниках тепловые потери разряда на нагрев кварцевой стенки составляет от 20 до 40 % от потребляемой электрической мощности газоразрядной лампы. Поэтому в случае рассматриваемой импульсной лампы удельная мощность, идущая на нагрев оболочки, составит от  $1,54 \times 10^5$  до  $3,1 \times 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>. Воспользовавшись уравнением (8) можно оценить температуру внутренней поверхности при указанных тепловых нагрузках на оболочку из кварцевого стекла

( $\lambda = 1,81$  Вт/(м °С) для температуры 400 °С [14]). Полученные расчетные значения 413 °С и 426 °С правомочны, так как толщина стенки разрядной трубки составляет 1,5 мм и не обеспечивает значительных тепловых потерь на продольную теплопроводность (см. рис. 3, б). В итоге, можно сделать вывод, что установившийся тепловой профиль в стенке оболочки не оказывает значительного влияния на оптическое пропускание кварцевого стекла. Так, из данных работы [7] следует, что при полученных рабочих температурах сдвиг ультрафиолетовой границы пропускания составит не более 5–10 нм в зависимости от марки кварцевого стекла, используемого в качестве оболочки импульсной ксеноновой лампы.

К сожалению, в работах [1, 3, 4] не приво-

дятся данные по тепловым потерям разряда в смесях ксенона с другими газами, поэтому оценить величину сдвига границы прозрачности не представляется возможным. Исходя из расчетных данных рис. 2, совершенно очевидно, что смещение УФ-границы пропускания кварца в сторону видимого диапазона в случае ксенон–неонового разряда будет максимально в сравнении с другими плазмобразующими средами на основе смесей инертных газов. В то же время интенсивность и спектральный состав исследуемых разрядов практически не отличаются друг от друга [3, 4], поэтому существенного выигрыша в эффективности излучения в УФ-области при описанных эффектах сдвига границы прозрачности можно не ожидать.

Сложнее обстоит вопрос с теплофизическими процессами в разрядном объеме. Температурный радиальный профиль импульсного разряда в чистом ксеноне имеет сложный вид, характеризующийся резким переходом из пологого теплового фронта к резкому спаду температуры в приповерхностной зоне оболочки [6]. При этом в определенные моменты времени разогрева и остывания плазмы температура на оси и на расстоянии  $r$ , вплоть до  $r/R = 0,8$  ( $r, R$  – текущий и внутренний радиусы разрядной оболочки), колеблется в диапазоне от  $10^4$  К до  $1,5 \times 10^4$  К. Такое явление приводит к ряду теплофизических процессов в кварцевой оболочке, например, к обратимому запиранию УФ-излучения или испарению кремния с поверхности с образованием парогазовой прослойки. При работе ксеноновой газоразрядной лампы в режимах короткой длительности происходит испарение кварцевой оболочки в момент к максимуму импульса тока ( $T_{об1} = 4000$  °С [6]). После поступления паров кварца в чисто ксеноновый разряд увеличиваются кондуктивные потери примерно в два раза [6] за счет роста теплопроводности образовавшейся парогазовой смеси. В результате осевая температура разряда понизится и, соответственно, уменьшится энергетический выход УФ-излучения. Добавление еще одного более теплопроводного газового компонента в плазму усилит наблюдаемый эффект, концентрация паров кремния еще более возрастет в разряде. После завершения импульса тока конденсация паров кремния будет происхо-

дуть в холодную зону (рис. 3, б), что приведет к «отравлению» электродов и, как следствие, к повышению напряжения зажигания газоразрядной лампы, а на внутренней поверхности оболочки начнется кристаллизация кварца. В результате образования кристобалита [5] в приповерхностном слое, контактирующем с плазмой, сформируются термоупругие напряжения, которые приведут к появлению сетки трещин внутренней поверхности оболочки, что скажется на долговечности газоразрядной лампы. Данную проблему можно частично решить применением в качестве материала оболочки новых оптических материалов с более высокой температурой кипения, например, монокристаллического сапфира с  $T_{\text{кип}} = 3500\text{ }^\circ\text{C}$ , как это реализовано в работе [15].

Понятно, что увеличение теплопроводности плазмообразующей среды скажется на тепловом состоянии электродов (на эмиссии электронов с катода, скорости распыления материалов) и, как следствие, на изменении энергетического баланса и долговечности газоразрядной лампы (см. рис. 1). Подробно данный вопрос проанализирован в работах [1, 16].

Необходимо отметить еще одну важную особенность разряда в смесях инертных газов. В силу наблюдаемого различия в потенциалах ионизации ксенона ( $E_{i\text{Xe}} = 12,13\text{ В}$ ), криптона ( $E_{i\text{Kr}} = 14,0\text{ В}$ ), аргона ( $E_{i\text{Ar}} = 15,76\text{ В}$ ) и неона ( $E_{i\text{Ne}} = 21,56\text{ В}$ ) [16], можно ожидать разделение компонентов смеси в радиальном и продольном направлениях плазменного столба (явление катафореза) [17]. Данный теплофизический процесс обусловлен тем, что степень ионизации легкоионизируемого компонента (в нашем случае ксенона) оказывается более высокой, чем у добавки, что приводит к продольному переносу его либо в виде ионов к катоду, либо амбиполярной диффузии в сторону стенки разрядной трубки. В итоге, при определенных условиях, а именно при превышении скорости амбиполярной диффузии над тепловым потоком атомов газа от стенки лампы, высокотемпературный осевой разряд будет происходить в добавленном к ксенону газе, что снизит эффективность выходящего из плазмы УФ-излучения [17]. Впрочем, эта ситуация небезнадежна, ибо варьируя пара-

метры импульсного питания, можно добиться таких условий развития разряда, при которых влияние катафореза будет несущественным.

## Заключение

Несмотря на отрицательные расчетные результаты прогноза использования разряда в смесях инертных газов в качестве источника УФ-излучения повышенной селективности, для практической проверки сделанных выводов и предположений требуются:

- дополнительная разработка конструкции данного класса газоразрядных ламп, основанная на применении перспективных материалов разрядной оболочки;
- проведение экспериментальных исследований режимов электрического питания, спектральных и энергетических характеристик излучения, температурных полей ламп, структурных изменений внутренней поверхности разрядной оболочки и т. д.

В заключение авторы выражают надежду, что приведенные результаты будут полезны научным специалистам, использующим разряд в смесях инертных газов при разработке приборов плазменной и квантовой электроники.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Маршак И. С., Дойников А. С., Жильцов В. П. и др. Импульсные источники света. Изд. 2-е, перераб. и доп. – М.: Энергия, 1978.
2. Камруков А. С., Козлов Н. П., Шаиковский С. Г. и др. // Безопасность жизнедеятельности. 2003. № 1. С. 32.
3. Басов Ю. Г. Источники накачки микросекундных лазеров. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
4. Басов Ю. Г. // ЖПС. 1984. Т. 15. № 6. С. 885.
5. Андреев Ю. П., Браиловская Р. В., Воскресенская Н. А. // Обзоры по электронной технике. Сер. Электровакуумные и газоразрядные приборы. 1976. Вып. 8. С. 75.
6. Градов В. М., Иванов В. В., Терентьев Ю. И., Щербаков А. А. // ТВТ. 1981. Т. 19. № 1. С. 28.
7. Воробьев А. Н., Даниэль Е. В. // ЖПС. 1970. Т. 12. № 2. С. 347.
8. Варгафтик Н. Б., Филиппов Л. П., Тарзиманов А. А. и др. Справочник по теплопроводности жидкостей и газов. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
9. Фастовский В. Г., Ровинский А. Е., Петровский Ю. В. Инертные газы. – М.: Атомиздат, 1972.
10. Павлов К. Ф., Романков П. Г., Носков А. А. Примеры и задачи по курсу процессов и аппаратов химической технологии. – Л.: Химия, 1987.
11. Таблицы физических величин. Справочник

под редакцией И. К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976.

12. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. – М.: Энергия, 1977.

13. Гавриш С. В., Логинов В. В., Пучнина С. В. и др. // Оборонный комплекс – научно-техническому прогрессу России. 2014. № 1. С. 49.

14. Битюков В. К., Петров В. А., Степанов С. В. // ТВТ. 1981. Т. 19. № 3. С. 661.

15. Киреев С. Г., Шапковский С. Г., Пугачев Д. Ю. и др. // Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7. № 6. С. 608.

16. Рохлин Г. Н. Разрядные источники света. – М.: Энергоатомиздат, 1991.

17. Шибкова Л. В., Шибков В. М. Разряд в смесях инертных газов. – М.: Физматлит, 2005.

PACS: 07.50-e

## Effect of the composition of inert gases of a plasma-forming medium on thermophysical processes in the pulsed gas-discharge radiation sources

S. V. Gavrish, N. Y. Petrenko, and D. Y. Pugachev

Scientific and Production Enterprise “Melitta”, Ltd, affiliate “Stella-K”, JSC  
16/10 Miklukho-Maklaya st., Moscow, 117997, Russia

Received November 25, 2019

*This work is devoted to the theoretical analysis of thermophysical processes in a pulsed xenon discharge when another inert gas is added to the composition of the plasma-forming medium. Based on the developed mathematical model, the temperature dependences of the thermal conductivity of mixtures of xenon with neon, krypton, and argon in various percentages are calculated. The effect of the thermal conductivity of a gas mixture on the temperature, optical transmission, and crystallization of the quartz envelope of a gas discharge lamp is shown.*

**Keywords:** pulse discharge, xenon, krypton, argon, neon, inert gas mixture, thermal conductivity, optical transmission, temperature gradient.

### REFERENCES

1. I. S. Marshak, *Pulsed light sources* (Springer, New York, 1987).

2. A. S. Kamrukov, N. P. Kozlov, S. G. Shashkovsky, et al., *Bezopasn. Zhiznedeyat.*, No. 1, 32 (2003).

3. Yu. G. Basov, *Sources of pumping of microsecond lasers* (Energoatomizdat, Moscow, 1990) [in Russian].

4. Yu. G. Basov, *ZhPS* **15** (6), 885 (1984).

5. Yu. P. Andreev, R. V. Brailovskaya, and N. A. Voskresenskaya, *Obozr. Elektron. Tekhnologii. Ser. Elektrovak. i Gazorazr. Pribory*, No. 8, 75 (1976).

6. V. M. Gradov, V. V. Ivanov, Yu. I. Terentyev, and A. A. Scherbakov, *TVT* **19** (1), 28 (1981).

7. A. N. Vorobyov and E. V. Daniel, *ZhPS* **12** (2), 347 (1970).

8. N. B. Vargaftik, L. P. Filippov, A. A. Tarzimanov, et al., *Handbook of thermal conductivity of liquids and gases* (Energoatomizdat, Moscow, 1990) [in Russian].

9. V. G. Fastovsky, A. E. Rovinsky, and Yu. V. Petrovsky, *Inert gases* (Atomizdat, Moscow, 1972) [in Russian].

10. K. F. Pavlov, P. G. Romankov, and A. A. Noskov, *Examples and tasks on the course of processes and apparatuses of chemical technology* (Chemistry, Leningrad, 1987) [in Russian].

11. *Tables of physical quantities. Handbook*, edited by I.K. Kikoin (Atomizdat, Moscow, 1976) [in Russian].

12. M. A. Mikheev and I. M. Mikheeva, *The basics of heat transfer* (Energy, Moscow, 1977) [in Russian].

13. S. V. Gavrish, V. V. Loginov, S. V. Puchnina, et al., *Oboron. Kompleks – Nauchn. Tekhnich. Progres. Rossii*, No. 1, 49 (2014).

14. V. K. Bityukov, V. A. Petrov, and S. V. Stepanov, *TVT* **19** (3), 661 (1981).

15. S. G. Kireev, S. G. Shashkovsky, D. Y. Pugachev, et al., *Usp. Prikl. Fiz.* **7** (6), 608 (2019).

16. G. N. Rokhlin, *Discharge light sources* (Energoatomizdat, Moscow, 1991) [in Russian].

17. L. V. Shibkova and V. M. Shibkov, *Discharge in mixtures of inert gases* (Fizmatlit, Moscow, 2005) [in Russian].