

04 Моделирование плазмы короткодугового ксенонового разряда сверхвысокого давления

© Н.А. Тимофеев,¹ В.С. Сухомлинов,¹ G. Zissis,² И.Ю. Мухараева,¹ Д.В. Михайлов,¹ P. Dupuis³

¹ Санкт-Петербургский государственный университет,
198504 Санкт-Петербург, Петергоф, Россия

² LAPLACE, 118 route de Narbonne,
31062 Toulouse, France

³ Kawantech SAS,
Toulouse, France
e-mail: niktimof@yandex.ru

Поступило в Редакцию 22 марта 2019 г.

В окончательной редакции 22 марта 2019 г.

Принято к публикации 10 апреля 2019 г.

Исследован короткодуговой разряд высокого (сверхвысокого) давления в ксеноне, использующего катоды из торированного вольфрама. На основе ранее полученных экспериментальных данных, которые указывают на возможную эмиссию материала катода — тория, в разрядный промежуток, сформулирована система уравнений, позволяющая определить напряженность электрического поля, температуру плазмы, концентрации атомов тория и ионов тория и ксенона в плазме. Задача решена для модельного случая разряда между плоскими электродами. Полученные результаты свидетельствуют о ключевой роли атомов тория в прикатодной области. Атомы тория определяют ионизационный баланс и другие электрокинетические свойства плазмы. Эмиссия атомов тория снижает температуру плазмы вблизи катода, которая оказывается заметно ниже температуры плазмы вблизи анода, что является новым результатом и находится в соответствии с экспериментальными данными. Также в хорошем согласии находятся другие электрокинетические характеристики плазмы, в частности, концентрация заряженных частиц и напряженность электрического поля.

Ключевые слова: короткодуговой ксеноновый разряд, высокое давление, торий, моделирование плазмы.

DOI: 10.21883/JTF.2019.10.48171.103-19

Введение

Короткодуговые ксеноновые лампы высокого и сверхвысокого давления используются там, где требуется получить спектр излучения, максимально близкий к солнечному, и там, где источник излучения должен быть практически точечным. В этом отношении короткодуговые ксеноновые лампы не имеют аналогов и вряд ли могут быть замещены другими источниками оптического излучения.

Разряды высокого и сверхвысокого давления в инертных газах, на основе которых созданы в том числе и ксеноновые короткодуговые лампы, изучены достаточно хорошо [1,2]. Исследованы их оптические, спектроскопические, светотехнические и электрические характеристики. Это справедливо, как правило, для интегральных характеристик разряда: изучены полный световой поток, спектр излучения разряда как целого, светотехнические, электрические, энергетические характеристики. Существуют также немногочисленные исследования, в которых изучаются отдельные интересные авторы аспекты работы таких источников света, направленные на решение конкретных научных, технических или других задач. Например, в работе [3] были экспериментально исследованы радиометрические характеристики

инфракрасного излучения ксеноновых короткодуговых ламп мощностью 150 W. Эти результаты были полезны для некоторых биомедицинских приложений и высокотемпературных реакторов, которые используют как видимое, так и инфракрасное излучение. В работе [4] изучалась эффективность рециркуляции света обратно в зону излучения лампы. Было показано, что такая рециркуляция может усилить излучение, полученное из плазмы, причем для определенных областей дуги яркость может быть увеличена до 70%.

Однако ряд вопросов остается неисследованным. Прежде всего, это касается возможного присутствия атомов материала электродов в разряде и их влияния на свойства плазмы. Источники света на основе ксенонового разряда высокого и сверхвысокого давления имеют, как правило, торированные вольфрамовые катоды для уменьшения работы выхода и увеличения эмиссии электронов из материала катода. Сильный нагрев катода, вызванный большими плотностями тока, может привести к испарению атомов тория в разрядный промежуток. Торий имеет примерно вдвое более низкий потенциал ионизации (6.3 eV) [5], чем ксенон (12.13 eV), поэтому его присутствие в разрядном промежутке, безусловно, может сильно повлиять на характеристики плазмы. Сходный результат был получен в работе [6], где было

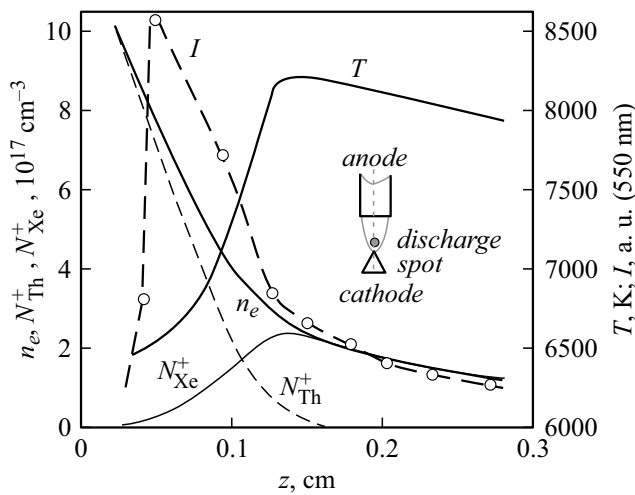


Рис. 1. Продольные распределения температуры плазмы T , концентраций электронов n_e , ионов тория N_{Th}^+ и ионов ксенона N_{Xe}^+ ; разряд в короткодуговой ксеноновой лампе сверхвысокого давления мощностью 250 W (давление ксенона в холодной лампе — 20 atm); справа показана геометрия разряда.

показано, что присутствие в ксеноновом разряде атомов с низким потенциалом ионизации (в качестве добавки к атомам ксенона использовались молекулы галогенидов металлов, которые в условиях разряда разлагались на металл и галоген) существенно изменяло (улучшало) излучательные характеристики плазмы.

Проведенное ранее исследование спектра излучения вдоль оси ксенонового короткодугового разряда сверхвысокого давления [7,8] дало результаты, которые невозможно объяснить без учета эмиссии тория в разрядный промежуток: атомы тория, попадая в разрядный промежуток, уменьшали температуру плазмы, что существенно влияло на оптические характеристики разряда. Данные результаты были получены при исследовании короткодугового разряда стандартной ксеноновой лампы мощностью 250 W. Разряд создавался между вольфрамовым торированным катодом, имеющим остроконечную форму, и массивным вольфрамовым анодом. Расстояние между электродами составляло 3 mm, давление ксенона в холодной лампе — 20 atm (концентрация атомов ксенона на оси дуги $\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), плотность тока вблизи катода $\sim 10^3 \text{ A/cm}^2$. Вблизи катода возникала область (катодное пятно), имеющая максимальную интенсивность в видимой области; затем по мере приближения к аноду и расширения разряда, интенсивность излучения плазмы уменьшалась. На рис. 1 приведены продольные распределения концентраций заряженных частиц и температуры плазмы, полученные из спектральных измерений, а также интенсивность излучения плазмы вблизи 550 nm. Схематично показана также геометрия разряда. Как видно из рис. 1, присутствие тория вблизи катода, действительно, уменьшает температуру плазмы T и обеспечивает превалирование ионов тория N_{Th}^+ над ионами ксенона N_{Xe}^+ в этой части разряда.

При этом интенсивность излучения в видимой области спектра имеет максимум вблизи катода и не коррелирует с температурой плазмы, что невозможно объяснить в случае однородного по составу разряда (присутствие в плазме только атомов ксенона).

К сожалению, можно констатировать, что в силу определенных экспериментальных трудностей к настоящему времени нет надежных данных (экспериментальных, расчетных) о температуре катода короткодуговых ксеноновых ламп. Эти трудности связаны, по-видимому, с различной формой катода (цилиндрической, конической), разными добавками к материалу катода (вольфраму), величиной разрядного тока и другими условиями разряда (сортом газа и его давлением), что приводит к довольно большому разбросу в получаемой температуре катода: от 3000 K [9] (и даже ниже) до примерно 4000 K [10–15] (большинство этих данных получено для разряда в аргоне при атмосферном давлении). Наиболее ценными и интересными для нас являются результаты работы [16], в которой для ксенонового разряда высокого давления с катодом, допированным 2% ThO_2 , была получена температура острия катода 3631 K. Основываясь на температурной зависимости насыщенных паров тория над его поверхностью [17], можно заключить, что температура порядка 3600 K обеспечит концентрацию атомов тория вблизи катода $> 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Эта величина сравнима с ожидаемой концентрацией электронов [12,18], что в случае ионизации атомов тория должно сильно влиять на свойства плазмы. Работа катодов аргонового дугового разряда, для которого получен основной массив данных, сходна с работой катодов разряда в ксеноне, поэтому мы полагаем, что температура катода $\sim 3600 \text{ K}$ и выше обеспечит значительное испарение атомов тория в прикатодную область разряда.

Целью настоящей работы является построение модели плазмы короткодугового разряда в ксеноне при высоком (сверхвысоком) давлении (слои вблизи электродов не включены в рассмотрение) с учетом влияния атомов тория на свойства плазмы.

Основные уравнения

Будем полагать, что плазма находится в условиях локального термодинамического равновесия [1,2] и что в плазме присутствуют атомы тория, эмитированные торированным катодом. Геометрия разряда такова, что для описания пространственных распределений характеристик плазмы оказывается удобным использование эллиптических координат [19], где поверхности τ совпадают с эквипотенциальными поверхностями (с поверхностью электродов в том числе), а поверхности σ — с силовыми линиями электрического поля. Такое представление позволяет сразу определить линии протекания электрического тока. Для нахождения параметров плазмы: температуры T , напряженности электрического поля E , концентрации атомов тория N_{Th} , концентраций

ионов тория N_{Th}^+ и ионов ксенона N_{Xe}^+ , — были сформулированы и написаны пять уравнений: уравнения Саха для ионов тория и ионов ксенона, уравнение баланса мощности, уравнение тока через плазму и уравнение баланса числа атомов и ионов тория.

Уравнения Саха учитывали присутствие в плазме двух сортов ионов — ионов ксенона и ионов тория, сумма которых при выводе окончательных выражений заменяла концентрацию электронов $n_e = N_{Th}^+ + N_{Xe}^+$.

При формулировании уравнения баланса мощности учитывались нагрев плазмы в электрическом поле и потери энергии за счет излучения. Оценки показывают, что потери энергии за счет теплопроводности поперек разряда в силу его геометрии несущественны (поперечный диаметр кварцевой колбы составляет ~ 2 см); также несущественны потоки тепла из плазмы на электроды: как показывают оценки, толщина слоя, в котором заметны потери мощности за счет потока на электроды, составляет $\sim 10^{-2}$ см. Это много меньше длины разрядного промежутка 0.3 см. Целью настоящей работы является модель плазмы без рассмотрения процессов в приэлектродных слоях, поэтому потери энергии на электродах не учитывались. Потери энергии за счет излучения складываются из рекомбинационно-тормозного излучения электронов на ионах ксенона и тория и линейчатого, главным образом, ИК-излучения атомов ксенона. Полное излучение в непрерывном спектре рассчитывалось с помощью выражения, приведенного в [20]; ИК-излучение атомов ксенона рассчитывалось суммированием наиболее ярких линий в диапазоне 800–1100 nm [21].

Соотношение для тока разряда представляло собой интеграл по поперечной координате σ . При этом для расчета подвижности электронов, как показывают оценки, в интересующих нас разрядных условиях достаточно учесть столкновения электронов с атомами ксенона и кулоновские столкновения заряженных частиц.

Для нахождения концентрации атомов тория были написаны уравнения для концентраций атомов и ионов тория в гидродинамическом приближении:

$$\frac{\partial N_{Th}}{\partial t} = \text{div} (D_{Th} \text{grad} N_{Th}) + \left(\frac{\delta N_{Th}}{\delta t} \right)_{\text{rec}} - \left(\frac{\delta N_{Th}}{\delta t} \right)_{\text{ion}}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_{Th}^+}{\partial t} = \text{div} (D_{Th}^+ \text{grad} N_{Th}^+) - \left(\frac{\delta N_{Th}^+}{\delta t} \right)_{\text{rec}} + \left(\frac{\delta N_{Th}^+}{\delta t} \right)_{\text{ion}} - \text{div} (\vec{J}_{Th}^+), \quad (2)$$

Слагаемое $\left(\frac{\delta N_{Th}}{\delta t} \right)_{\text{rec}}$ описывает появление атомов тория за счет рекомбинации ионов тория с электронами, слагаемое $\left(\frac{\delta N_{Th}}{\delta t} \right)_{\text{ion}}$ — уход атомов тория за счет ионизации, они равны соответственно уходу ионов тория за счет рекомбинации $\left(\frac{\delta N_{Th}^+}{\delta t} \right)_{\text{rec}}$ и рождению ионов тория при ионизации $\left(\frac{\delta N_{Th}^+}{\delta t} \right)_{\text{ion}}$, (\vec{J}_{Th}^+) — поток ионов тория за счет

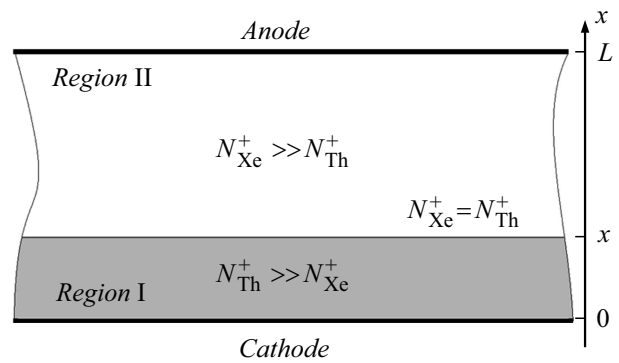


Рис. 2. Схематическое изображение одномерного разряда.

действия электрического поля, D_{Th} и D_{Th}^+ — коэффициенты диффузии атомов и ионов тория. Для разряда постоянного тока производные по времени равны нулю. Слагаемые, отвечающие за ионизацию и рекомбинацию, как показывают оценки, на 3–4 порядка больше слагаемых, отвечающих за диффузию и дрейф атомов и ионов тория. Это означает, что ионизация атомов тория уравновешивается объемной рекомбинацией, что ведет, очевидно, к уравнению Саха для ториевой компоненты плазмы. Складывая уравнения (1) и (2), легко получить уравнение для N_{Th} , в котором не будет ионизационных и рекомбинационных членов:

$$0 = \text{div} (D_{Th} \text{grad} N_{Th}) + \text{div} (D_{Th}^+ \text{grad} N_{Th}^+) - \text{div} (\vec{J}_{Th}^+). \quad (3)$$

Таким образом, для определения пяти искомым характеристик плазмы — напряженности электрического поля E , температуры плазмы T , концентрации атомов тория N_{Th} , концентраций ионов ксенона N_{Xe}^+ и ионов тория N_{Th}^+ (их сумма дает концентрацию электронов n_e) — имеется пять уравнений: два уравнения Саха, уравнение тока разряда, уравнение баланса мощности и уравнение баланса числа атомов тория (3).

Упрощение задачи

Задача, сформулированная в эллиптических координатах, с точки зрения получения количественных результатов, является достаточно сложной. В то же время наиболее важным, по нашему мнению, является вопрос о роли атомов тория в прикатодной области. Для выяснения этого вопроса в настоящей работе будет рассмотрена упрощенная с математической точки зрения задача в плоской геометрии с параметрами, близкими к параметрам короткодугового разряда высокого давления в ксеноне.

Положим, что разряд осуществляется между двумя плоскостями, линейные размеры которых много больше расстояния между ними. В этом случае задачу можно считать одномерной. На рис. 2 изображена геометрия такого разряда. Нижний электрод является катодом,

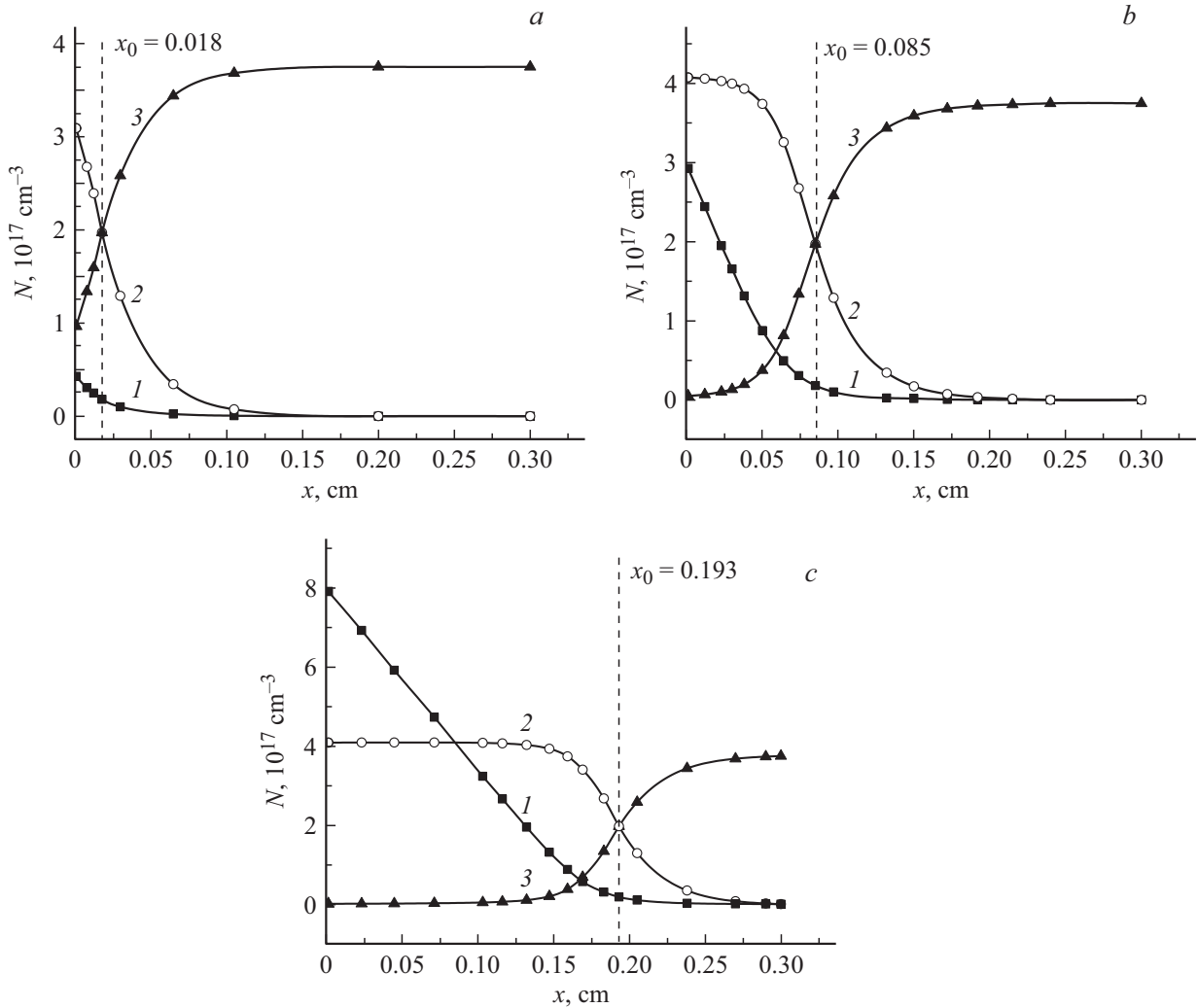


Рис. 3. Продольное распределение концентраций атомов тория (1), ионов тория (2) и ионов ксенона (3) при разной концентрации атомов тория на поверхности катода N_{Th}^0 ; $N_{\text{Xe}} = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; *a* — $N_{\text{Th}}^0 = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; *b* — $N_{\text{Th}}^0 = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; *c* — $N_{\text{Th}}^0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

верхний — анодом, ось x направлена от катода к аноду, при этом начало координат выбирается на поверхности катода (координата катода равна нулю), координата анода равна L . Разрядные условия будем считать близкими к условиям работы короткодуговой ксеноновой лампы сверхвысокого давления мощностью 250 W [1]: начальное давление ксенона (холодная лампа) $\sim 20 \text{ atm}$, плотность тока $\sim 10^3 \text{ A/cm}^2$, расстояние между электродами 0.3 см. Будем полагать, что температура поверхности острия катода ($\sim 3600 \text{ K}$) обеспечивает концентрацию атомов тория $\sim (10^{17} - 10^{18}) \text{ cm}^{-3}$. Эти значения вполне реальны, принимая во внимание данные работ [14–17].

Опираясь на результаты экспериментального исследования (рис. 1), положим, что область между электродами можно разбить на две части: область I, где концентрация ионов тория существенно превосходит концентрацию ионов ксенона, и область II, в которой концентрация ионов ксенона много больше концентрации ионов тория. Границей между этими двумя областями выберем по-

верхность $x = x_0$, где концентрации ионов тория и ионов ксенона равны. Разбиение разрядного промежутка на две области I и II, предположение о преобладании разных сортов ионов в этих областях и использование баланса мощности и уравнений Саха для ионов тория и ксенона позволяют определить точку x_0 , температуру плазмы в этой точке и получить аналитические решения $N_{\text{Th}}(x)$ для областей I и II, а сшивка полученных функций $N_{\text{Th}}(x)$ и их производных — концентрацию атомов тория для всего разрядного промежутка. Совместное использование четырех оставшихся уравнений системы для всего разрядного промежутка позволяет найти $T(x)$, $E(x)$, $N_{\text{Th}}^+(x)$ и $N_{\text{Xe}}^+(x)$.

Результаты моделирования

Определяющим в проводимом моделировании является распределение атомов и ионов тория в разрядном

промежутке. Присутствие тория может привести к снижению температуры плазмы вблизи катода и сильному изменению других характеристик плазмы, прежде всего, оптических (излучательных). На рис. 3 приведены результаты расчета продольных распределений концентраций атомов тория N_{Th} , ионов тория N_{Th}^+ и ионов ксенона N_{Xe}^+ при различной начальной концентрации атомов тория N_{Th}^0 — концентрации атомов тория на поверхности катода: $N_{Th}^0 = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (a), $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (b), 10^{18} cm^{-3} (c). Из рис. 3 видно, что действительно при рассмотренных значениях N_{Th}^0 вблизи катода наблюдается превалирование количества ионов тория над ионами ксенона в области I. При этом примечательно, что при двух меньших значениях N_{Th}^0 концентрация ионов тория заметно выше концентрации атомов тория. Это означает, что атомы тория, попадая в разрядный промежуток, интенсивно ионизируются. Об этом свидетельствует также то, что, как видно из рисунков, аппроксимация концентрации атомов тория к точке $x = 0$ дает меньшие значения, чем выбирались в качестве граничных условий. Например, для $N_{Th}^0 = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (рис. 3, a) аппроксимация дает $0.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, что примерно в три раза меньше концентрации на катоде.

Как и должно быть, концентрация ионов тория монотонно уменьшается, а концентрация ионов ксенона монотонно увеличивается с приближением к аноду. В точке $x = x_0$ эти концентрации равны. В точке x_0 концентрация атомов тория заметно меньше концентрации ионов тория. Это делает обоснованным выбранный нами способ решения, когда при нахождении x_0 мы полагаем $N_{Th}^+ \gg N_{Th}$. Вблизи анода атомов тория практически нет, и свойства плазмы определяются атомами ксенона. Это хорошо видно из рис. 3: концентрация $N_{Xe}^+(L)$ вблизи

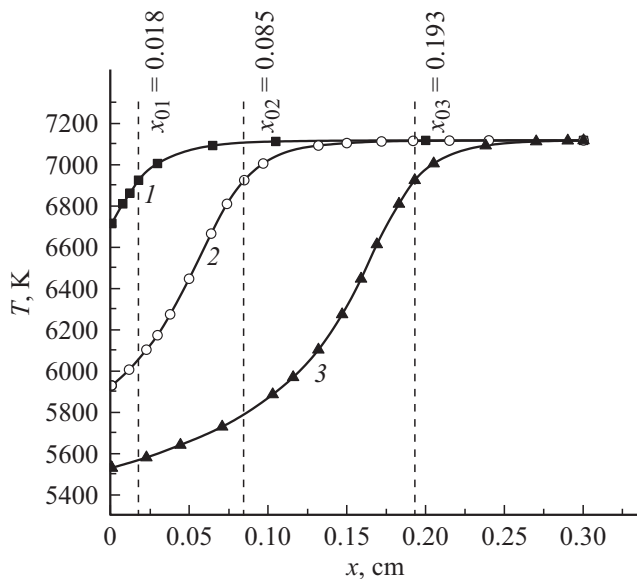


Рис. 4. Распределение температуры плазмы T при разной концентрации атомов тория на поверхности катода; $N_{Xe} = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; 1 — $N_{Th}^0 = 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 2 — $N_{Th}^0 = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 3 — $N_{Th}^0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

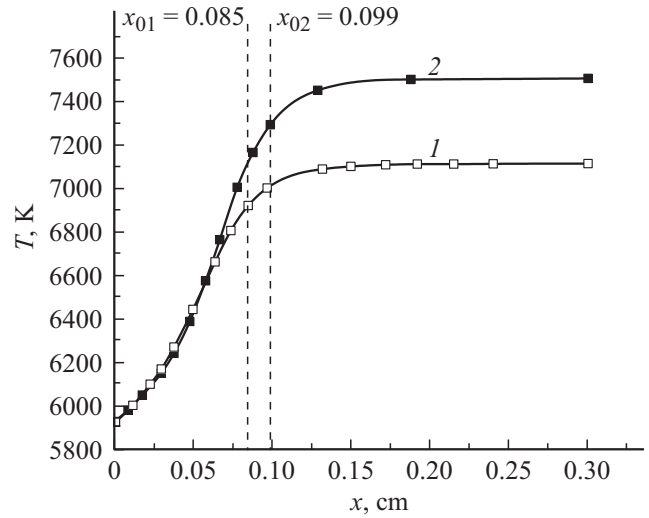


Рис. 5. Продольное распределение температуры плазмы T при разной концентрации атомов ксенона; $N_{Th}^0 = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; 1 — $N_{Xe} = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, 2 — $N_{Xe} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

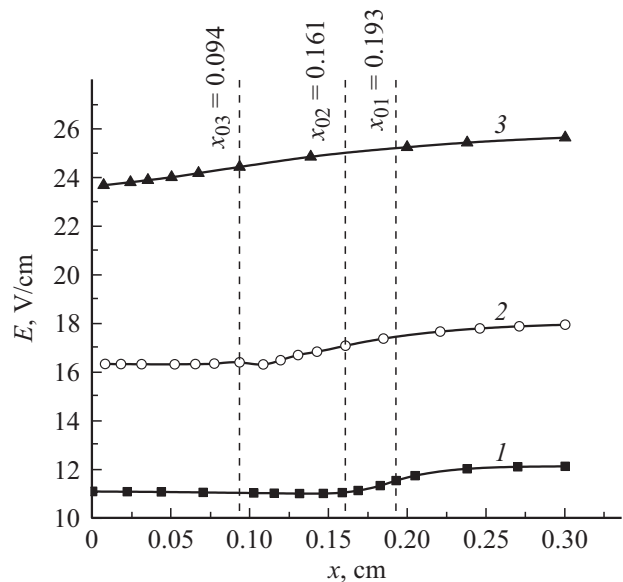


Рис. 6. Напряженность электрического поля E при разной плотности тока j ; $N_{Xe} = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $N_{Th}^0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; 1 — $j = 10^3 \text{ A/cm}^2$, 2 — $j = 3.3 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$, 3 — $j = 10^4 \text{ A/cm}^2$.

анода одинакова при разных N_{Th}^0 . Полученные значения концентрации электронов (сумма концентраций ионов тория и ксенона) по порядку величины $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ хорошо соответствуют данным работ [12,18].

Рост начальной концентрации атомов тория N_{Th}^0 приводит к удалению точки x_0 от катода, что вполне естественно. Это приводит также еще к одному интересному результату: концентрация ионов тория перестает превышать концентрацию атомов тория (рис. 3, c).

На рис. 4 приведен расчет температуры плазмы $T(x)$ при различной начальной концентрации атомов тория на поверхности катода N_{Th}^0 . Присутствие тория в раз-

ряде, как видно из рисунка, действительно уменьшает температуру плазмы вблизи катода, это уменьшение значительно и достигает 1500 К при изменении концентрации атомов тория вблизи катода в 5 раз. Полученный результат полностью подтверждает экспериментальные результаты, полученные из спектральных измерений [7,8]. Рост N_{Th}^0 приводит к более сильному уменьшению температуры плазмы, что представляется естественным.

Уменьшение концентрации атомов ксенона приводит к слабому изменению температуры плазмы вблизи катода (все определяется торием) и к росту температуры в области, прилегающей к аноду. На рис. 5 приведены результаты расчета температуры плазмы при двух значениях концентрации атомов ксенона — 10^{19} и $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Полученный рост температуры вблизи анода связан с необходимостью поддержания требуемой концентрации заряженных частиц при уменьшении концентрации ионизируемых атомов (ксенона) вблизи анода.

На рис. 6 представлен расчет напряженности электрического поля при различной плотности тока. Эти данные весьма интересны, потому что они фактически являются проверкой достоверности проведенного расчета. Напряженность электрического поля в короткодуговом разряде, очевидно, изменяется по длине разряда, тем не менее можно оценить усредненное значение. Оно составляет $\sim 20\text{--}50 \text{ V/cm}$ [1,22]. В частности, для ксеноновой шаровой лампы при давлении ксенона 35 atm (холодная лампа) и разрядном токе 7.5 А была получена напряженность электрического поля 28 V/cm [1]. В данной работе получено, что напряженность поля в силу геометрии решаемой задачи слабо зависит от продольной координаты и изменяется от 12 до 24 V/cm с увеличением плотности тока на порядок величины. При плотности тока 10^4 A/cm^2 напряженность поля равна $\sim 24 \text{ V/cm}$. Учитывая разную геометрию рассмотренной в данной работе задачи и геометрию реальной короткодуговой лампы это вполне удовлетворительное согласие, которое свидетельствует о правильности предлагаемой модели.

Заключение

В работе показано сильное влияние эмиссии материала катода (тория) в разрядный объем на характеристики плазмы: присутствие атомов тория заметно снижает температуру плазмы вблизи катода и полностью определяет ее электрокинетические характеристики. Хорошее качественное (в некоторых случаях — и количественное) согласие результатов расчета с данными эксперимента, несмотря на различие геометрии модельной задачи и геометрии реальной ксеноновой лампы, свидетельствует об адекватности учета определяющих свойства плазмы процессов и может служить основой создания модели плазмы короткодугового ксенонового разряда высокого (сверхвысокого) давления в реальной геометрии. Опи-

санный в работе эффект может быть существенным для работы силовых дуговых разрядов, где также может быть сильным влияние эмиссии материала катода в разрядный промежуток.

Ксеноновые источники света (оптического излучения) высокого и сверхвысокого давления имеют, как правило, торированные катоды для уменьшения работы выхода электронов из материала катода. Торий является радиоактивным элементом, поэтому разрабатываются новые катоды, допированные другими элементами. В настоящее время эти исследования интенсивно ведутся, главным образом, с использованием редкоземельных элементов: $\text{La}_2\text{O}_3\text{--W}$, $\text{ZrO}_2\text{--W}$, $\text{CeO}_2\text{--W}$, $\text{Y}_2\text{O}_3\text{--}$ [23], Ce--W , La--W , Y--W [24]. Редкоземельные металлы имеют меньшие значения температуры плавления по отношению к вольфраму и потенциала ионизации по отношению к ксенону, поэтому можно полагать, что результаты данной работы будут применимы и для катодов, допированных другими элементами.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Рохлин Г.Н.* Разрядные источники света. М.: Энергоатомиздат, 1991. 720 с.
- [2] *Lisnyak M., Cunha M., Bauchire J., Benolov M.* // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 50. N 31. P. 315203.
- [3] *Nakar D., Malul A., Feuermann D., Gordon J.M.* // Appl. Opt. 2008. Vol. 47. N 2. P. 224–229. <https://doi.org/10.1364/AO.47.000224>
- [4] *Malul A., Nakar D., Feuermann D., Gordon J.M.* // Opt. Express. 2007. Vol. 15. N 21. P. 14194–14201.
- [5] *Kohler S., Deissenberger R., Eberhardt K., Erdmann N., Herrmann G., Huber G., Kratz J.V., Nunnemann M., Passler G., Rao P.M., Riegel J., Trautmann N., Wendt K.* // Spectrochim. Acta B. 1997. Vol. 52. P. 717–726. DOI: 10.1016/S0584-8547(96)01670-9
- [6] *Neiger M., Hoppstock R., Kleiner B.* US Patent 4937496. 1990.
- [7] *Тимофеев Н.А., Сухомлинов В.С., Зиссис Ж., Мухараева И.Ю., Дюнуа П.* // Материалы X Всероссийской конференции по физической электронике (ФЭ-2018). Махачкала, 2018. С. 19–23.
- [8] *Timofeev N., Sukhomlinov V., Zissis G., Mukharaeva I., Dupuis P.* // IEEE. 2019. In press.
- [9] *Bergner A., Scharf F.H., Kuhn G., Ruhrmann C., Hoebing T., Awakowicz P., Mentel J.* // Plasma Sources Sci. T. 2014. Vol. 23. N 5. P. 054005–054017. DOI: 10.1088/0963-0252/23/5/054005
- [10] *Sillero J.L., Ortega D., Munoz-Serrano E., Casado E.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. Vol. 43. N 18. P. 185204. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00629948>
- [11] *Reinelt J., Westemeier M., Ruhrmann C., Bergner A., Awakowicz P., Mentel J.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. Vol. 44. N 9. 095204. doi.org/10.1088/0022-3727/44/9/095204

- [12] *Zhu P., Lowke J.J., Morrow R.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1992. Vol. 25. N 9. P. 1221–1230.
- [13] *Wendehtorr J., Wohlfahrt H., Simon G.* // IEEE Conference Record — Abstracts. 1999 IEEE International Conference on Plasma Science. 26th IEEE International Conference (Cat. No 99CH36297). Monterrey, CA, USA. 2002. P. 240. DOI: 10.1109/PLASMA.1999.829559.
- [14] *Baeva M., Uhrlandt D., Benilov M.S., Cunha M.D.* // Plasma Sources Sci. T. 2013. Vol. 22. P. 065017–065025. doi:10.1088/0963-0252/22/6/065017
- [15] *Baeva M.* // Plasma Chem. Plasma P. 2017. Vol. 37. P. 341–370. DOI: 10.1007/s11090-017-9785-y.
- [16] *Minayeva O.B., Doughty D.A.* // Proc of the 59th GEC Conference. Columbus, OH, USA, 2006. P. RR2.00002.
- [17] *Stull D.* American Institute of Physics Handbook / Ed. by D.E. Gray. NY: McGraw Hill, 1972. 2200 p.
- [18] *Weymouth J.F.* // IEEE. 1991. Vol. 19. N 6. P. 1003.
- [19] *Корн А.Г., Корн Т.М.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1973. 832 с.
- [20] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [21] *Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J.* NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.6.1), 2018. URL: <https://physics.nist.gov/asd>. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. DOI: <https://doi.org/10.18434/T4W30F>
- [22] *Ровинский П.Е.* // Светотехника. 1958. № 8. С. 5.
- [23] *Haidar J., Farmer A.J.D.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. Vol. 28. P. 2089.
- [24] *Gu Z., Xi X., Yang J., Xu J.* // Fuel. 2012. Vol. 95. P. 648. DOI: 10.1016/j.fuel.2011.12.051