

СПЕКТРОСКОПИЯ АТОМОВ
И МОЛЕКУЛ

УДК 535.333+621.327

XeI-ЭКСИЛАМПА БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА

© 2013 г. С. М. Авдеев*, Г. Н. Зверева**, ****, Э. А. Соснин*, ***, В. Ф. Тарасенко*

*Институт сильноточной электроники Сибирского отделения РАН,
634055 Томск, Россия

**Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова, 199034 Санкт-Петербург, Россия

***Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия

****Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации,
196210 Санкт-Петербург, РоссияПоступила в редакцию 20.02.2012 г.
В окончательной редакции 16.01.2013 г.

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований барьерных разрядов в смеси Xe–I₂ (100–0.04 Торр). Показано, что экспериментальные значения эффективности и интенсивности излучения в $B \rightarrow X$ -полосе XeI* (253 нм) могут достигать 5.5% и 9 мВт/см² соответственно. Результаты моделирования показывают, что основным каналом потерь энергии является нагрев ионов. Увеличение эффективности выхода излучения возможно при условии уменьшения длительности импульса прикладываемого напряжения.

DOI: 10.7868/S0030403413070039

ВВЕДЕНИЕ

Плазма барьерных разрядов (БР) на смеси Xe–I₂ интересна тем, что в ней образуются эксимерные молекулы XeI*, излучающие в районе $\lambda \sim 253$ нм (переход $B^2\Sigma_{1/2} \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}$), а также возбужденные атомы йода, линии излучения которых (переход p^4s-p^5) лежат в промежутке $\Delta\lambda = 160–200$ нм. Данный спектр практически совпадает со спектром ртутных ламп, что дает возможность рассматривать эксилампы на смеси Xe–I₂ как альтернативу ртутным лампам низкого давления.

Исследованию Xe–I₂-эксиламп посвящено большое число работ [1–17]. Значения достигну-

тых в экспериментах величин эффективности излучения имеют широкий разброс (табл. 1): от 1.5% [1] до 22% [7]. Это требует как критического рассмотрения полученных данных, так и проведения дополнительных исследований.

Целью настоящей работы было экспериментальное и теоретическое исследование параметров, определяющих энергетические характеристики (интенсивность и эффективность) эксиламп на основе БР на смеси Xe–I₂.

ТЕХНИКА И УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе проводились исследования оптических параметров двухбарьерной коаксиальной

Таблица 1. Литературные данные об энергетических параметрах XeI-эксиламп

Ссылки	Смесь, Торр	$D/L/h$, см, V , см ³	U , кВ, форма напряжения, T , мкс, f , кГц	E/N , В см ²	$P(\text{Вт})/p(\text{Вт/см}^3)$	$I_{253 \text{ нм}}$, мВт/см ² /η, %
[1]	Xe–I ₂ , 300–0.3	0.28/3/7.9, 6.6	8, импульс, 5, 100	3×10^{-15}	15/2	0.8/1.5
[16]	Xe–I ₂ , 375–15	0.35/339.4, 108	6, синусоида, 1.5, 300	1.7×10^{-15}	1100/10	100/3
[7]	Xe–I ₂ , 375–7.5	0.5/80/9.4, 380	10, синусоида, 2.5, 200	2×10^{-15}	70/0.2	100/22
Настоящая работа	Xe–I ₂ , 104.96–0.04	0.75/10/13.5, 100	4.2, импульс, 1.8, 50	1.3×10^{-15}	2.3/0.02	9/5.5
	[17] Kг–Xe–I ₂ , 550–50–0.3	0.1/9/9, 8	3, синусоида, 20, 50	2×10^{-15}	60/8	50/7

D – газоразрядный зазор, L – длина излучающего слоя, h – ширина излучающего слоя, E/N – пиковое значение приведенного электрического поля, P, p – вводимые в плазму полная и удельная электрические мощности, V – объем, занимаемый плазмой.

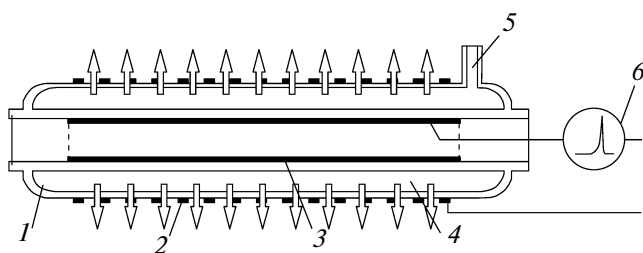


Рис. 1. Конструкция лампы: 1 – колба, 2 – перфорированный электрод, 3 – сплошной электрод, 4 – разрядный промежуток, 5 – патрубок для замены рабочих смесей, 6 – источник питания. Стрелками показано направление выхода излучения.

XeI-эксилампы, выполненной из двух соосных трубок с внешним диаметром 2.3 и 4.3 см, герметично спаянных на торцах. Площадь излучающей поверхности 155.4 см². Трубки были изготовлены из кварцевого стекла марки ТКг (ООО «Техно-кварц») толщиной $d = 2.5$ мм. Пропускание кварцевой оболочки колбы на длине волны 206.2 и 253.1 нм составляло 68 и 82% соответственно. Конструкция лампы показана на рис. 1. Длина рабочей области лампы составляла 10 см. Внешний перфорированный электрод (заземленный) 2 имел форму спирали и пропускание ~86%. Сплошной электрод (потенциальный) 3 был изготовлен из алюминиево-магниевой фольги. Величина разрядного промежутка 4 составила $L = 7.5$ мм.

Возбуждение газовой среды в промежутке 4 осуществлялось при подаче на электроды импульсов напряжения с амплитудой 4.2 кВ, длительностью по основанию 1.8 мкс и частотой повторения $f = 50$ кГц. Для оценки мощности, вложенной в плазму разряда за период, регистрировали осциллограммы тока и напряжения с помощью четырехканального осциллографа TDS-224 (Tektronix Inc.), токового шунта и емкостного делителя напряжения. Плотность мощности излучения эксилампы в абсолютных единицах измерялась с помощью фотоприемника H8025-222 (HAMAMATSU PHOTONICS K.K.) с известной спектральной чувствительностью. Спектр излучения разряда в диапазоне 200–400 нм регистрировался аппаратным комплексом, состоявшим из двух спектрометров HR4000 (Ocean Optics, 2400 штрихов/мм) с известной спектральной чувствительностью. Откачка газового пульта проводилась вакуумным пластинчато-роторным насосом 2НВР-5ДМ.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В нормальных условиях йод представляет собой кристаллы черно-серого цвета, легко образующие пары молекул I₂. Концентрация и давление паров (I₂) определяются температурой нагрева кристаллов йода. Эмпирическая зависимость давления паров йода от температуры представлена в работах [18, 19]. В условиях комнатной температуры давление паров йода составляет ~0.3 Торр. Концентрация паров йода в вакуумированном газовом пулте будет определяться его наиболее холодным участком, на котором происходит осаждение паров йода. Поэтому, как и в работах [20–22], наполнение рабочей смесью Xe–I₂ колбы эксилампы проводилось в условиях комнатной температуры, когда все элементы газового пульта имеют одинаковую температуру и пары йода равномерно наполняют газовую систему. При фиксированном давлении паров йода в системе парциальное давление ксенона менялось в диапазоне 300–750 Торр, далее система откачивалась до давлений, обеспечивающих оптимальные излучательные параметры.

Наибольшая плотность мощности излучения эксилампы была получена при давлении смеси Xe–I₂ 105 Торр (0.04 Торр I₂). Мощность и эффективность излучения эксилампы составили 2.2 Вт и 5.5% соответственно. В этих условиях барьерный разряд имел свою классическую форму – множество ярко светящихся микрозарядов на фоне однородного свечения плазмы. При данных относительных концентрациях компонент смеси в диапазоне давлений 60–120 Торр были получены временные зависимости тока разряда (рис. 2), спектры излучения в области 200–400 нм и зависимости мощности излучения от давления газа.

Спектр излучения (рис. 3) в области 200–400 нм по составу аналогичен спектрам, полученным в [1, 7, 8, 11], и содержит интенсивную полосу XeI*(B → X, $\lambda = 253$ нм) и более слабые континуумы XeI*(D → X, $\lambda = 202.4$ нм), XeI*(C → A, $\lambda = 265$ нм) и XeI*(B → A, $\lambda = 320$ нм). Также в спектре излучения присутствуют атомарная линия йода I*($\lambda = 206.2$ нм) и слабая полоса молекулярно-го йода I₂*(D' → A', $\lambda = 342$ нм).

На рис. 4 приведены зависимости мощности излучения атомов йода I* (переход p^4s-p^5 , $\lambda = 206$ нм) и молекулярных полос XeI* ($\lambda = 253$ нм) от давления. При уменьшении давления в эксилампе от 120 до 60 Торр мощность излучения полосы XeI*(B → X) растет, достигает своего максимума при $p = 105$ Торр, затем уменьшается, а ин-

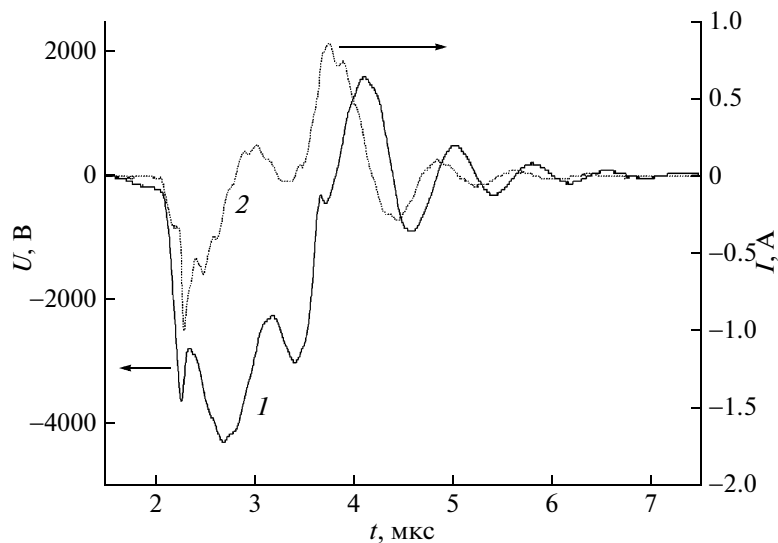


Рис. 2. Осциллограммы напряжения (1) и тока разряда (2) XeI-эксилампы. Соотношение рабочей смеси Xe/I₂ = 104.96/0.04 Торр, $p = 105$ Торр.

тенсивность излучения линии йода I* монотонно возрастает.

В тлеющем [23] и емкостном [24, 25] разрядах малые добавки ксенона (от 1.5 до 3 Торр) также приводили к значительному росту интенсивности I*($\lambda = 206$ нм), а полоса XeI*($\lambda = 253$ нм) при этом была слабо выражена. С увеличением давления ксенона (более 10 Торр) $B \rightarrow X$ полоса XeI* существенно возрастала [24, 25]. Интенсивное излучение атомарной линии йода с уменьшением

давления в барьерном разряде ранее наблюдалось в смеси Kr-I₂ [26].

Мы полагаем, что зависимости, представленные на рис. 5, обусловлены преддиссоциацией — безызлучательным распадом молекулы XeI*:



Строение электронных термов молекулы XeI* указывает на наличие преддиссоциативного терма в структуре ее потенциальных кривых (рис. 6).

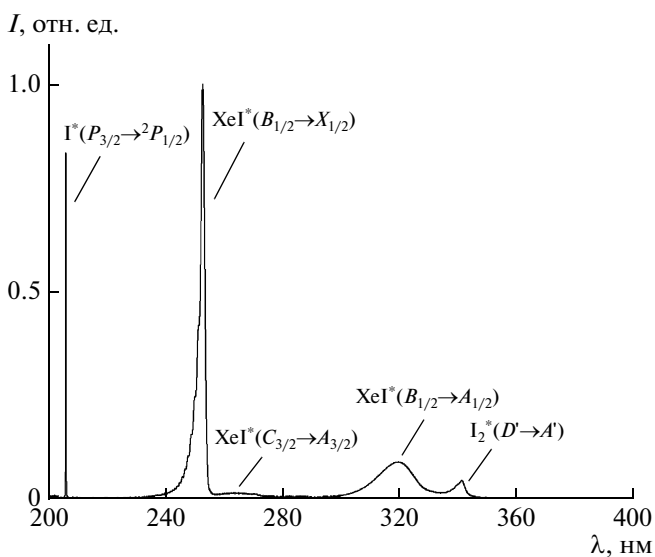


Рис. 3. Спектр излучения XeI-эксилампы. Xe/I₂ = 104.96/0.04 Торр $p = 105$ Торр, $f = 49.6$ кГц.

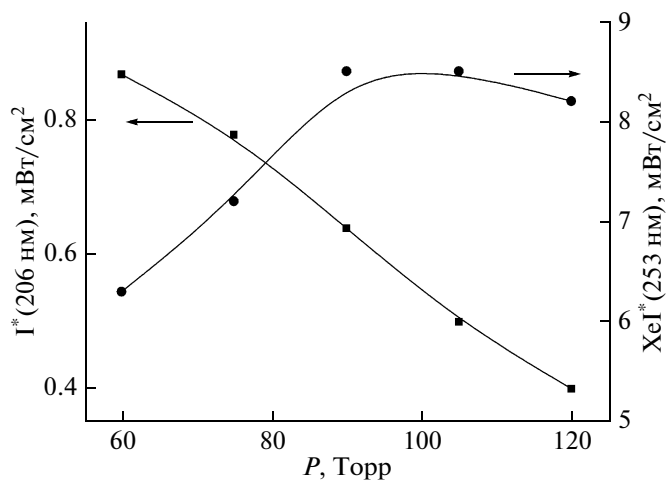


Рис. 4. Зависимость плотности мощности излучения атомов йода и молекул XeI* от давления. Смесь Xe/I₂ = 99.96/0.04%.

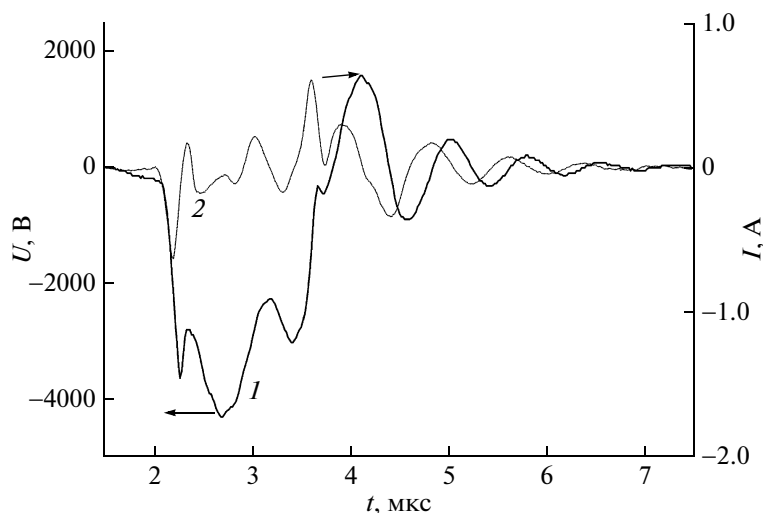


Рис. 5. Временные зависимости напряжения на лампе (1) и тока в цепи (2). Смесь Xe/I₂ 104.96/0.04 Торр (расчет).

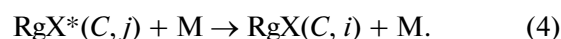
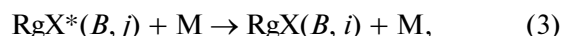
Эффективность процесса преддиссоциации зависит как от структуры электронных термов эксиплексных молекул, так и от давления (концентрации частиц) газовой смеси.

Известно, что при образовании эксиплексных молекул RgX*(B, C) (где Rg – атом инертного газа, X – атом галогена) верхние колебательные уровни заселены больше, чем нижние [27, 28]. Константа скорости колебательной релаксации пря-

мо пропорциональна константе скорости газокинетических столкновений:

$$k_R = k_0 P_{ji}^R, \quad (2)$$

где k_R – константа скорости колебательной релаксации, k_0 – константа скорости газокинетических столкновений, P_{ji}^R – вероятность колебательного перехода в одном столкновении молекулы RgX*(B, C) с атомом буферного газа [27]:



Наглядно роль электронно-колебательной релаксации демонстрируется при сравнении спектров излучения эксиламп емкостного (давления рабочих смесей единицы Торр) и барьерного (давления рабочих смесей десятки-сотни Торр) разрядов. Так, спектры излучения емкостных эксиламп отличаются от эксиламп барьерного разряда интенсивными $D \rightarrow X$ -, $C \rightarrow A$ -переходами и широким коротковолновым крылом $B \rightarrow X$ -полосы, соответствующих эксиплексных молекул [25].

Итак, уменьшение давления смеси приводит к тому, что снижается эффективность колебательной релаксации возбужденных молекул XeI*, а вероятность процесса преддиссоциации (1) через верхние колебательные состояния возрастает. Ранее преддиссоциация через верхние колебательные состояния XeCl*, XeBr*, KrCl*, KrBr*, ArCl*, KrI*, ArBr* и AgI* была описана в [29–32]. В работах [33, 34] приводятся расчетные значения параметра R_B (Å) для эксиплексных молекул.

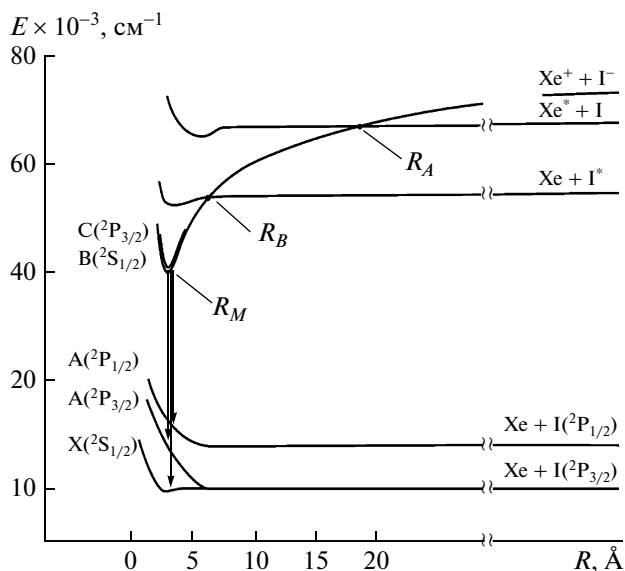


Рис. 6. Схема потенциальных кривых молекулы XeI*, где R_B – межъядерное расстояние, на котором происходит пересечение преддиссоциативного терма (Xe + I*) с потенциальной кривой (Xe⁺ + I⁻) (восстановлено по [10]).

Таблица 2. Скорости реакций в смеси Xe-I₂

№	Реакция	Скорость k , $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$, время τ , с	Ссылки	№	Реакция	Скорость k , $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$, время τ , с	Ссылки
1	$\text{Xe}^* + \text{I}_2 \longrightarrow \text{XeI}^* + \text{I}$	5×10^{-10}	[37]	24	$\text{Xe}_2^* + \text{I}^- \longrightarrow \text{Xe}_2\text{I}^* + \text{e}$	4×10^{-9}	[37]
2	$\text{I}^* \longrightarrow \text{I} + \text{h}\nu$	10^{-7}	[38]	25	$\text{Xe}^* + \text{I}^- \longrightarrow \text{XeI}^* + \text{e}$	4×10^{-9}	[37]
3	$\text{I}^* + \text{e} \longrightarrow \text{I} + \text{e}$	k	Расчет	26	$\text{Xe}_2^+ + \text{I}^- \longrightarrow \text{XeI}^* + \text{Xe}$	$\times 10^{-6}$	[44]
4	$\text{I}_2 + \text{e} \longrightarrow \text{I}^- + \text{I}$	2×10^{-10}	[39]	27	$\text{Xe}^+ + \text{I}^- \longrightarrow \text{XeI}^*$	$\times 10^{-6}$	[44]
5	$\text{I}^- + \text{e} \longrightarrow \text{I} + 2\text{e}$	5×10^{-7}	[37]	28	$\text{I}_2 + \text{e} \longrightarrow \text{I}_2^+ + 2\text{e}$	k	Расчет
6	$\text{I}_2^+ + \text{e} \longrightarrow \text{I}^* + \text{I}$	$\times 10^{-7}$	[40]	29	$\text{I}_2^* + \text{e} \longrightarrow \text{I}_2^+ + 2\text{e}$	k	Расчет
7	$\text{I}_2 + \text{e} \longrightarrow \text{I}_2(\text{B}) \longrightarrow 2\text{I}$	k	Расчет	30	$\text{Xe}^+ + \text{I}_2 \longrightarrow \text{Xe} + \text{I}_2^+$	3×10^{-10}	[40]
8	$\text{XeI}^* + \text{I}_2 \longrightarrow \text{Xe} + \text{I} + \text{I}_2$	2×10^{-10}	[40]	31	$\text{Xe}_2^+ + \text{I}_2 \longrightarrow \text{I}_2^+ + 2\text{Xe}$	3×10^{-10}	[40]
9	$\text{I} + \text{I} + \text{Xe} \longrightarrow \text{I}_2 + \text{Xe}$	5×10^{-33}	[41]	32	$\text{I}_2 + \text{e} \longrightarrow \text{I}_2^* + \text{e}$	k	Расчет
10	$2\text{I} + \text{I}_2 \longrightarrow \text{I}_2 + \text{I}_2$	3×10^{-30}	[41]	33	$\text{Xe}^* + \text{I}_2 \longrightarrow \text{Xe} + \text{I}_2^*$	2×10^{-10}	[40]
11	$\text{I} + \text{e} \longrightarrow \text{I}^* + \text{e}$	k	Расчет	34	$\text{Xe}_2^* + \text{I}_2 \longrightarrow \text{I}_2^* + 2\text{Xe}$	2×10^{-10}	[40]
12	$\text{Xe}^* + \text{I} \longrightarrow \text{Xe} + \text{I}^*$	1×10^{-10}	[40]	35	$\text{I}_2^* \longrightarrow \text{I}_2 + \text{h}\nu$	7×10^{-9}	[39]
13	$\text{I}_2^+ + \text{I}^- + \text{Xe} \longrightarrow \text{I}_2^* + \text{Xe} + \text{I}$	$\times 10^{-26}$	[42]	36	$\text{I}_2^* + \text{I}_2 \longrightarrow \text{продукты}$	$\times 10^{-9}$	[39]
14	$\text{XeI}^* + \text{Xe} \longrightarrow 2\text{Xe} + \text{I}$	$\times 10^{-12}$	[43]	37	$\text{I}_2^* + \text{e} \longrightarrow \text{I}_2 + \text{e}$	k	Расчет
15	$\text{Xe}^* + \text{I}_2 \longrightarrow \text{Xe} + \text{I}^* + \text{I}$	1×10^{-10}	[40]	38	$\text{Xe} + \text{I}_2^* \longrightarrow \text{XeI}^* + \text{I}$	2×10^{-10}	[40]
16	$\text{Xe}_2^* + \text{I} \longrightarrow \text{I}^* + 2\text{Xe}$	1×10^{-10}	[40]	39	$\text{Xe}_2^* + \text{I}_2 \longrightarrow \text{XeI}^* + \text{Xe} + \text{I}$	5×10^{-10}	[37]
17	$\text{I}^* + \text{I}_2 \longrightarrow \text{I}_2^* + \text{I}$	$\times 10^{-9}$	[39]	40	$\text{XeI}^* \longrightarrow \text{Xe} + \text{I} + \text{h}\nu$	12×10^{-9}	[39]
18	$\text{I}^* + \text{e} \longrightarrow \text{I}^+ + 2\text{e}$	k	Расчет	41	$\text{Xe}_2^* + \text{I}_2 \longrightarrow \text{Xe}_2\text{I}^* + \text{I}$	3×10^{-10}	[37]
19	$\text{I}_2 + \text{e} \longrightarrow \text{I}^+ + \text{I} + 2\text{e}$	k	Расчет	42	$\text{Xe}_2^* + \text{I}_2 \longrightarrow \text{XeI}_2^* + \text{Xe}$	3×10^{-10}	[37]
20	$\text{Xe}^+ + \text{I} \longrightarrow \text{Xe} + \text{I}^+$	3×10^{-10}	[40]	43	$\text{XeI}^* + 2\text{Xe} \longrightarrow \text{Xe}_2\text{I}^* + \text{Xe}$	4×10^{-31}	[37]
21	$\text{Xe}_2^+ + \text{I} \longrightarrow \text{I}^+ + 2\text{Xe}$	3×10^{-10}	[40]	44	$\text{Xe}_2\text{I}^* \longrightarrow \text{XeI} + \text{Xe} + \text{h}\nu$	$\times 10^{-7}$	[37]
22	$\text{I}^+ + \text{I}^- \longrightarrow \text{I}_2^*$	$\times 10^{-7}$	[37]	45	$\text{Xe}_2\text{I}^* + \text{I}_2 \longrightarrow 2\text{Xe} + \text{I} + \text{I}_2$	$\times 10^{-9}$	[44]
23	$\text{I}^+ + \text{I} (+\text{Xe}) \longrightarrow \text{I}_2^+ (+\text{Xe})$	$\times 10^{-32}$	Оценка	46	$\text{I}^- + \text{I} \longrightarrow \text{I}_2 + \text{e}$	33×10^{-10}	[45]

После проведения экспериментов отпаянный XeI-излучатель был испытан на срок службы газовой смеси. Излучатель помещался в корпус, содержащий в едином блоке источник питания и вентилятор охлаждения (модель VD_P – barrier

discharge, portable) [35]. Эксиламп проработала в непрерывном режиме 2568 ч. За первые 1200 ч наблюдался постепенный спад плотности мощности излучения до 25% от первоначальной ее величины 13.8 мВт/см². Затем произошла стабилизация

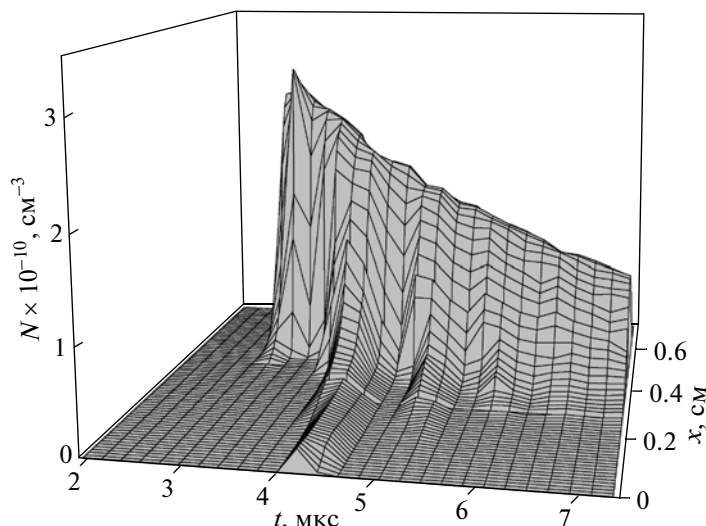


Рис. 7. Пространственно-временное распределение электронов в разряде. Смесь Xe/I₂ 104.96/0.04 Торр (расчет).

плотности мощности излучения XeI-эксилампы около значения 10 мВт/см².

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Параллельно экспериментам были проведены расчеты. В расчетах использовалась гибридная одномерная модель, в которой поведение компонент плазмы описывалось уравнениями гидродинамики, а для электронной компоненты дополнительно учитывалось распределение электронов по энергиям [36].

Распределение концентраций компонент плазмы в пространстве в зависимости от времени находилось из решения системы уравнений непрерывности, которая в одномерном случае выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial \rho_i(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i(x,t)v_i)}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left(D_i \frac{\partial \rho_i(x,t)}{\partial x} \right) = S_i(x,t), \quad (5)$$

$$i = 1, \dots, K,$$

где $\rho_i(x, t)$ – концентрация i -й компоненты плазмы, $S_i(x, t) = \sum_l F_{il}^+ - \sum_m F_{im}^-$ – сумма источников рождения и гибели i -й компоненты, v_i – скорость дрейфа, D_i – коэффициент диффузии частиц i -й компоненты, K – количество компонент плазмы. Рассматривалось 16 компонент плазмы. Реакции, использовавшиеся в расчетах, приведены в табл. 2.

Начальные условия задавались выражениями

$$\rho_i(x, 0) = \rho_{i0}, \quad i = 1, \dots, K.$$

Граничные условия на краях газоразрядного промежутка представлялись как

$$\rho_i(x, t) = 0, \quad x = 0, L.$$

Потоки заряженных частиц у барьеров ($x = 0, L$) для ионов выражались как

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_i &= \rho_i(x, t) \min(0, v_i), & x = 0 \\ \Gamma_i &= \rho_i(x, t) \max(0, v_i), & x = L \end{aligned} \right\}, \quad i = 1, \dots, N_i,$$

для электронов в виде

$$\Gamma_e = \rho_e(x, t) \min(0, v_e) - \sum_i \gamma_i \min(0, \Gamma_i), \quad x = 0,$$

$$\Gamma_e = \rho_e(x, t) \max(0, v_e) - \sum_i \gamma_i \max(0, \Gamma_i), \quad x = L,$$

где γ_i – коэффициент электрон-ионной эмиссии с поверхности барьеров под действием ионов i -го вида, v_i и v_e – скорости ионов и электронов соответственно, N_i – число сортов ионов.

Плотность заряженных частиц $\sigma_j(t)$ на поверхностях диэлектрических барьеров описывалась системой уравнений

$$\frac{\partial \sigma_j(t)}{\partial t} = \text{abs}(\Gamma_j), \quad j = 1, \dots, N_i + 1, \quad (6)$$

где $\Gamma_j = \rho_j v_j$ – поток частиц j -го типа с объемной плотностью ρ_j из приповерхностного слоя за счет дрейфа в электрическом поле со скоростью v_j .

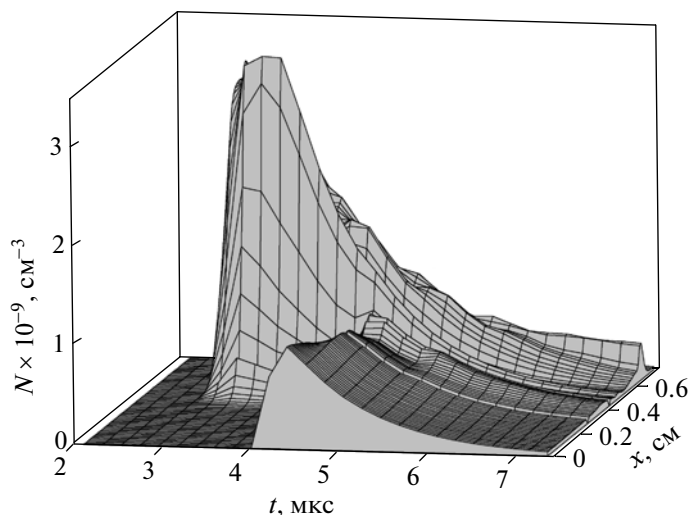


Рис. 8. Пространственно-временное распределение эксимерных молекул XeI*. Смесь Xe/I₂ 104.96/0.04 Торр (расчет).

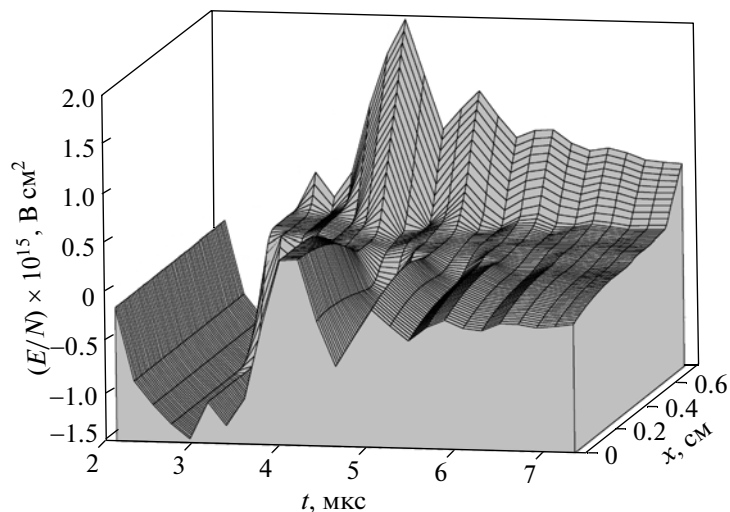


Рис. 9. Пространственно-временное распределение приведенного электрического поля. Смесь Xe/I₂ 104.96/0.04 Торр (расчет).

Значение вектора электрического смещения находилось согласно теореме Остроградского–Гаусса:

$$\frac{\partial D(x)}{\partial x} = 4\pi\rho(x), \quad (7)$$

где D – электрическое смещение, ρ – объемная плотность заряда в рассматриваемой точке пространства.

Граничные условия находились из соотношения

$$U_{\text{ext}}(t) = \int_0^{L+2d} E(x, t) dx,$$

где $U_{\text{ext}}(t)$ – напряжение, прикладываемое на внешние электроды, $E(x, t)$ – напряженность электрического поля, x – пространственная координата.

Система уравнений (5)–(7) решалась численно с использованием метода контрольного объема [46, 47]. В качестве внешнего прикладываемого напряжения использовалась форма экспериментального импульса напряжения. На рис. 5 приведена временная зависимость тока в цепи лампы, полученная в результате расчетов.

Интенсивность излучения плазмы прямо пропорциональна концентрациям излучающих компонент. Расчеты показали, что возбужденные

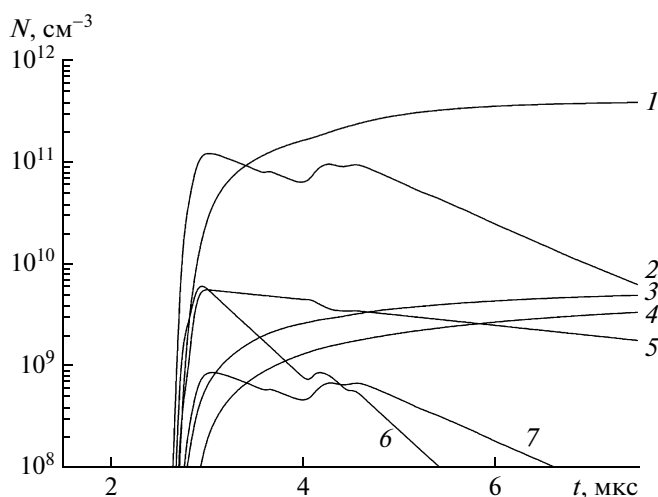


Рис. 10. Усредненные по промежутку концентрации компонент плазмы: 1 – I; 2 – Xe*, 3 – I₂⁺, 4 – I⁻, 5 – Ne, 6 – Xe⁺, 7 – XeI*. Смесь Xe/I₂ 104.96/0.04 Торр (расчет).

атомы йода I*(p⁴s) образуются главным образом в реакциях передачи возбуждения Xe* + I₂ → Xe + I* + I, а гибнут в результате тушения молекулами йода: I* + I₂ → I₂^{*} + I.

Анализ показал, что основным каналом заселения молекулы XeI* является гарпунная реакция Xe* + I₂ → XeI* + I ($k = (4-7) \times 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [37, 40, 48]), а разрушения – радиационный распад ($\tau = 12-15 \text{ нс}$ [39, 49]). В свою очередь основным каналом образования Xe* является прямое возбуждение электронным ударом: Xe + e → Xe* + e. Таким образом, концентрация молекул XeI* будет прямо пропорциональна концентрации возбужденных атомов Xe* и концентрации электронов n_e . Вычисления подтверждают данные предположения. На рис. 7 и 8 приведены пространственно-временные распределения концентраций n_e и XeI*; видно, что они скоррелированы между собой.

Концентрация электронов определяется электрическим полем. Рассчитанное распределение приведенного электрического поля разряда представлено на рис. 9.

Эффективность преобразования электрической энергии, вкладываемой в плазму, в энергию излучения на переходах ($B^2\Sigma_{1/2} \rightarrow X^2\Sigma_{1/2}$, $\lambda = 253 \text{ нм}$, p^4s-p^5 , $\lambda = 206 \text{ нм}$) будет во многом определяться каналами ее рассеяния в плазме. Под рассеянием понимаются необратимые потери энергии в плазмохимических реакциях с преобразованием ее в тепловую энергию или энергию излучения (в отсутствие реабсорбции) в отличных от указанных

выше радиационных переходах. Расчет показывает, что наибольшие потери (до 15%) связаны с передачей кинетической энергии ионов I₂⁺, приобретаемой ими в электрическом поле, атомам основного газа. Причем расчет концентраций компонент плазмы (рис. 10) указывает на значительное количество ионов в газоразрядном промежутке. Известно, что уменьшить потери на нагрев ионов можно путем использования короткоимпульсных разрядов [43]. В работе [43] показано, что сокращение времени протекания разряда до 200 нс позволяет ограничить потери энергии на нагрев ионов и повысить эффективность ВУФ излучения на 60%.

Расчет эффективности выхода излучения проводился по формуле

$$\eta(t) = \frac{\int_0^t \int_0^L h\nu N_{\text{exc}}(x, t') / \tau dx dt'}{\int_0^t U(t') I(t') dt'} \times 100\%, \quad (8)$$

где $N_{\text{exc}}(x, t')$ – концентрация эксимеров XeI* в точке x промежутка в момент времени t' , $h\nu$ – энергия кванта излучения, τ – время жизни молекулы XeI*. Расчетное значение эффективности излучения для экспериментального импульса напряжения (рис. 2) составило 9%. Отличие расчетной и экспериментальной эффективностей излучения можно объяснить потерями излучения при выводе излучения из колбы, которые не учитывались при моделировании. Таким образом, в работе были получены относительно высокие экспериментальные и теоретические значения излучательной эффективности (5.5 и 9% соответственно). Более низкое экспериментальное значение эффективности, полученное в работе [1], может быть объяснено занижением величины регистрируемого потока ультрафиолетового излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы спектральные и энергетические характеристики излучения XeI-эксилампы БР. Мощность и эффективность излучения составили 2.2 Вт и 5.5% соответственно. Проведенные ресурсные испытания XeI-эксилампы показали, что за 2500 ч спад мощности излучения составил 25%. В результате моделирования установлено, что основным каналом образования молекул XeI* является гарпунная реакция с участием атомов Xe* образующихся в результате прямого возбуждения. Установлено, что предельная расчетная

эффективность излучения молекул XeI* не превышает 9%, а основным каналом потерь электрической энергии, вкладываемой в плазму, является нагрев ионов. Последнее позволяет сделать предположение о возможности повышения эффективности путем сокращения длительности импульса прикладываемого напряжения.

Авторы посвящают настоящую работу памяти Н.Н. Гуйвана, внесшего значительный вклад в развитие эксимерных источников излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Carman R.J., Ward B.K., Mildren R.P., Kane D.M. // Proc. 11-th-Intern. Symposium Science and Technology of Light Sources / Ed. by Liu M.Q., Devonshire R. Shanghai, China. Edited by M.Q. Liu and R. Devonshire. 2007. P. 271.
2. Ломаев М.И., Скакун В.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 21. С. 27.
3. Schröder D., Harvey J.N., Aschi M., Schwarz H. // J. Chem. Phys. 1998. V. 108. № 20. P. 8446.
4. Frame J.W., John P.C., DeTemple T.A., Eden J.G. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72. № 21. P. 2634.
5. Tarasenko V.F., Chernov E.B., Erofeev M.V., Lomaev M.I., Panchenko A.N., Skakun V.S., Sosnin E.A., Shinz D.V. // Appl. Phys. A. 1999. V. 69. P. 327.
6. Barnes P.N. // J. Appl. Phys. 1996. V. 80. № 15. P. 5593.
7. Zang J.-Y., Boyd I.W. // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. № 3. P. 1174.
8. Guivan M.M., Malinin A.N. // Czechoslovak J. Physics. 2006. V. 56. № 15. P. B659.
9. Ou Qiong-Rong, Meng Yue-Dong, Xu X., Shu Xing-Sheng, Ren Zhao-Xing // Chin. Phys. Lett. 2004. V. 21. № 7. P. 1317.
10. Zhang Lian-Shui, Zhao Xiao-Hui, Han Li // Chin. Phys. 2002. V. 11. № 6. P. 586.
11. Волкова Г.А., Зверева Г.Н. // Опт. и спектр. 2004. Т. 96. № 3. С. 419.
12. Шуаибов А.К., Грабовая И.А. // ЖПС. 2005. Т. 72. № 2. С. 247.
13. Ломаев М.И., Скакун В.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 21. С. 27.
14. Boichenko A.M., Yakovlenko S.I. // Laser Physics. 2003. V. 13. № 12. P. 1461.
15. Guivan M.M., Kamikozawa T., Kurokawa H., Motomura H., Kadowaki K., Jinno M. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2010. V. 38. № 8. P. 1972.
16. Voronov A., Reber S., Schilling F.J. // Proc. Int. Conf. on Gas Discharges and their Appl. China, 2006. P. 601.
17. Guivan M.M., St'ahel P., Brablec A., Janca J., Motomura H. and Jinno M. // Proc. 11-th Intern. Symp. Science and Technology of Light Sources. Edited by Liu M.Q., Devonshire R. Shanghai, China. 2007. P. 547.
18. Baxter G.P., Grose M.R. // J. Am. Chem. Soc. 1907. V. 29. № 2. P. 127.
19. Baxter G.P., Grose M.R. // J. Am. Chem. Soc. 1915. V. 37. № 5. P. 1061.
20. Saiz-Lopez A., Saunders R.W., Joseph D.M., Ashworth S.H., Plane J.M.C. // Atm. Chem. Phys. 2004. № 4. P. 1443.
21. Barnes P.N., Kushner M.J. // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. № 9. P. 4727.
22. Guivan M.M., Kamikozawa T., Kurokawa H., Motomura H., Kadowaki K., Jinno M. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2010. V. 38. № 8. P. 1972.
23. Shuaibov A.K., Grabovaya I.A. // J. Opt. Technol. 2005. V. 72. № 7. P. 544.
24. Lomaev M.I., Tarasenko V.F. // Proc. SPIE. 2002. V. 4747. P. 390–398.
25. Ломаев М.И., Скакун В.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В., Ерофеев М.В. // УФН. 2003. Т. 173. № 2. С. 201.
26. Авдеев С.М., Зверева Г.Н., Соснин Э.А. // Опт. и спектр. 2007. Т. 105. № 6. С. 946.
27. Дацюк В.В., Измаилов И.А., Кочелан В.А. // УФН. 1998. Т. 168. № 4. С. 439.
28. Dreiling T.D., Setser D.W. // J. Chem. Phys. 1981. V. 75. № 9. P. 4360.
29. Gundel L.A., Setser D.W., Clyne M.A.A., Coxon J.A., Nip W. // J. Chem. Phys. 1976. V. 64. № 11. P. 4390.
30. Jones M.T., Dreiling T.D., Setser D.W., McDonald R.N. // The J. Phys. Chem. 1985. V. 89. № 21. P. 4501.
31. Tsuji M., Furusawa M., Kouno H., Nishimura Y. // J. Chem. Phys. 1991. V. 94. № 6. P. 4291.
32. Tsuji M., Ide M., Oda E., Nishimura Y. // J. Chem. Phys. 1998. V. 109. № 9. P. 3374.
33. Eving I.I., Brau C.A. // Phys. Rev. A. 1975. V. 12. № 1. P. 129.
34. Hay P.J., Wadt W.R. // Ann. Rev. Phys. Chem. 1979. V. 30. P. 311.
35. Бойченко А.М., Ломаев М.И., Панченко А.Н., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Ультрафиолетовые и вакуумно-ультрафиолетовые эксимерные лампы: физика, техника и применения. Томск: СТТ, 2011. 512 с.
36. Rockwood S.D. // Phys. Rev. A. 1973. V. 8. № 5. P. 2348.
37. Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Карелин А.В., Коваль А.В., Серета О.В., Яковленко С.И. // Труды ИОФАН. 1989. Т. 21. С. 44.
38. Логинов А.В., Груздев П.Ф. // Опт. и спектр. 1982. Т. 53. В. 3. P. 400.
39. Эксимерные лазеры / Под ред. Ч. Роудза. М.: Мир, 1981. 245 с.
40. Boichenko A.M., Yakovlenko S.I. // Laser Phys. 2003. V. 13. № 12. P. 1461.
41. Ip J.K.K., Rurns G. // J. Chem. Phys. 1972. V. 56. № 6. P. 3155.
42. Hays A.K., Hoffman J.M., Tisone G.C. // Chem. Phys. Lett. 1976. V. 39. № 2. P. 353.

43. *Carman R.J., Mildren R.P.* // J. Phys. D. 2003. V. 36. P. 19.
44. *Johnson T.H., Hunter A.M.* // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. № 5. P. 2406.
45. *Carman R.J., Mildren R.P., Withford M.J., Brown D.J.W., Piper J.A.* // IEEE J. Quant. Electron. 2000. V. QE-36. P. 438.
46. *Патанкар С.* Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 150 с.
47. *Автаева S.V., Kulumbaev E.B.* // Plasma Phys. Rep. 2008. V. 34. № 6. P. 452.
48. *Velazco J.E.* // J. Chem. Phys. 1976. V. 65. P. 3468.
49. *Hemmati H., Collins G.J.* // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. P. 2961.