

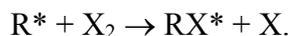
## ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД В ЭКСИЛАМПАХ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

В обзоре проанализированы основные публикации, посвященные исследованию источников спонтанного излучения в УФ-области спектра и рассмотрены свойства тлеющего разряда низкого давления в бинарных смесях инертных газов с галогенидами. Показано, что при изменении параметров возбуждения в широком диапазоне экспериментальных условий реализуются эффективности излучения эксиплексных молекул  $\geq 10\%$  и что основным процессом образования молекул  $\text{XeCl}^*$  и  $\text{KrCl}^*$  является гарпунная реакция. Приводятся вольт-амперные характеристики тлеющего разряда в цилиндрических, коаксиальных и планарных эксилампах, а также параметры излучения молекул  $\text{XeCl}^*$ ,  $\text{KrCl}^*$  и  $\text{XeF}^*$  при возбуждении смесей инертных газов с галогенами тлеющим и высоковольтным тлеющим разрядами. Отмечается, что эксилампы тлеющего разряда низкого давления позволяют использовать простые источники питания.

### Введение

В последние годы достигнут значительный прогресс при создании источников спонтанного излучения с высокой эффективностью в ультрафиолетовой (УФ) и вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) областях спектра, в том числе использующих для возбуждения тлеющий разряд [1-9]. Наиболее перспективны с точки зрения новых областей применения сравнительно узкополосные источники, излучающие на связанно-свободных переходах галогенидов  $\text{RX}^*$  и димеров  $\text{R}_2^*$  инертных газов. В [3] подобные излучатели предложено называть эксилампами.

Впервые непрерывное излучение эксиплексных молекул галогенидов инертных газов наблюдалось в проточных системах [10,11]. Молекулы  $\text{RX}^*$  (R-инертный газ, X-галоген) образовывались в плазме аргона за счет реакций гарпунного типа



В качестве источника метастабильного аргона применялась проточная разрядная система с полым катодом. Аргон при давлении 0,5 - 5 мм рт.ст. возбуждался в слаботоочном разряде постоянного тока ( $U = 200$  В,  $I = 1$  мА) и затем поступал в область наблюдения, куда подмешивались газы  $\text{Cl}_2$ ,  $\text{CCl}_4$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_3$ . На аналогичной установке [12] исследовались процессы образования молекулярных соединений ксенона с атомами галогена. При этом наблюдалась люминесценция молекул  $\text{XeCl}^*$ ,  $\text{XeBr}^*$ ,  $\text{XeF}^*$  и  $\text{XeI}^*$ . В работах [10-12] не сообщалось о полученных концентрациях эксиплексных молекул и эффективности их излучения, но они, вероятно, были очень малы, так как регистрация излучения осуществлялась в режиме счёта фотонов.

При возбуждении импульсным тлеющим разрядом соответствующих газовых сред в цилиндрических трубках были получены противоречивые данные [13-15]. Так, в [13] сообщалось о получении эффективности излучения молекул  $\text{KrF}^*$  примерно 28% в разряде в смеси  $\text{Kr:F}_2:\text{He} = 5:3:97$ . Оптимальное давление смеси в этих экспериментах составляло

примерно 76 мм рт.ст., а длительность импульса излучения на полувысоте около 100 нс. Однако в двух работах [14,15], появившихся позднее, в которых были исследованы более широкие области параметров возбуждения и газовых смесей, полученные значения эффективности излучения были намного ниже. В [14] при использовании такой же смеси F<sub>2</sub>-Kr-He была достигнута максимальная эффективность спонтанного излучения молекул KrF\* около 5%, а в [15] она не превышала 1%. По-видимому, в [13] была допущена ошибка в измерениях энергии излучения и расчете КПД.

Перспективным способом получения эффективного ультрафиолетового излучения оказывается осуществляемый при пониженных давлениях (до 10-20 мм рт.ст.) тлеющий разряд в смесях инертных газов с галогенидами. Так, в работах Головицкого [6,7] было показано, что в стационарном тлеющем разряде в бинарных смесях Xe : Cl<sub>2</sub> и Kr : Cl<sub>2</sub> низкого давления (~ 10 мм рт.ст.) без прокачки рабочей смеси достигается высокая эффективность (~ 11%) излучения молекул XeCl\* и KrCl\* при значениях средней мощности излучения 8 Вт на λ ~ 308 и 222 нм. Большой объем исследований в этом направлении был выполнен авторами и частично опубликован в работах [16-29]. Отметим, что результаты исследований излучения и разряда в чистых инертных газах были опубликованы в [4], а описание особенностей разряда и различных процессов в смесях инертных газов с галогенами можно найти в [30, 31].

Данный обзор посвящен систематизации результатов исследований характеристик тлеющего разряда и излучения в бинарных смесях инертных газов с галогенидами. В него включены экспериментальные и теоретические данные, полученные нами за последние пять лет, в частности, характеристики разряда и излучения в KrCl (λ ~ 222 нм), XeCl (λ~308 нм), XeF (λ~353 нм) и Cl<sub>2</sub> (λ~258 нм) эксилампах, а также результаты других авторов.

## **1. Анализ процессов, приводящих к образованию эксиплексных молекул в тлеющем разряде**

Специфика разряда, происходящего в эксилампах, обусловлена эксиплексной средой, которая представляет собой смесь двух основных компонент: инертного газа и галогеноносителя. Наличие галогеноносителя существенным образом изменяет картину традиционного тлеющего разряда и требует учета электроотрицательной компоненты при описании явления.

Другой особенностью рассматриваемой здесь разновидности тлеющего разряда является диапазон рабочих давлений эксиламп - от 1 до 10 мм рт.ст. Именно в этом диапазоне удалось получить высокие значения выходной мощности ультрафиолетового излучения и эффективности [6-8,17-29] как в непрерывном, так и в импульсном режимах.

Поскольку построение исчерпывающей модели физических явлений в разряде в этих условиях является весьма сложной задачей, мы укажем только общие подходы к описанию тлеющего разряда и проведем анализ основных процессов, ответственных за образование эксиплексных молекул, взяв для этого случай низких давлений.

### **1.1. Общие подходы к описанию тлеющего разряда**

Физике газового разряда посвящено большое количество монографий, обзоров и статей (см., напр., [9, 30-33, 39, 41]).

Существует несколько подходов к описанию тлеющего разряда. Общие положения, имеющие равное отношение ко всем подходам, состоят в следующем. Тлеющий разряд

низкого давления можно трактовать как низкотемпературную неравновесную плазму. В эксилампах тлеющий разряд является пространственно неоднородным. В нем традиционно выделяют несколько частей: катодную область, положительный столб и анодную область. В свою очередь, каждая из областей также может состоять из нескольких частей. По этой причине принято описывать каждую из областей разряда отдельно, а затем “сшивать” решения, полученные в каждой из областей с учетом граничных условий, хотя есть примеры, в которых разряд рассматривается как единое целое [35]. Классический подход оперирует с уравнениями движения для частиц:

$$m_i \frac{d^2 x_i}{dt^2} = F_i, \quad i = 1, \dots, N, \quad (1.1)$$

где  $N$  - число частиц;  $F_i$  - сила, действующая со стороны поля на  $i$ -ю частицу, - и уравнениями Максвелла для электромагнитного поля. В случае постоянного электрического поля уравнения Максвелла заменяются уравнением Пуассона:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \sum_i \frac{q_i}{x_i}, \quad i = 1, \dots, N. \quad (1.2)$$

Здесь  $q_i$  - заряд частицы. Столкновения частиц имеют случайный характер и вносят в детерминированное описание вероятностный элемент. Для описания столкновений используют методы Монте-Карло. Под частицей понимается совокупность зарядов с концентрацией порядка  $10^7 - 10^8 \text{ см}^{-3}$ . По сути, решается задача о движении частицы в поле других частиц. Алгоритм вычислений выглядит примерно так. Область разряда разбивается на ячейки. Размер каждой ячейки должен быть меньше расстояния, на котором поле изменяется значительно, обычно, порядка радиуса Дебая. Задаются начальные концентрация и распределение частиц в пространстве по скоростям. Вычисляются плотности заряда и тока в каждой ячейке. После этого решаются уравнения Максвелла для определения поля, создаваемого этими зарядами и токами, а далее вычисляется перемещение частиц под действием этого поля за некоторый промежуток времени. На каждом шаге определяется вероятность столкновений по формуле:

$$P_i = 1 - \exp[-n \cdot \sigma(E)v_i \cdot \Delta t], \quad (1.3)$$

где  $n$  - концентрация частиц мишеней;  $\sigma(E)$  - сечение данного типа столкновений;  $v_i$  - скорость налетающих частиц. Вероятность столкновений сравнивается с некоторым случайным числом. Если вероятность столкновений превышает это число, то столкновение считается совершившимся. В этом случае необходима процедура для определения характера и последствий столкновения. Шаг интегрирования по времени должен быть меньше характерного времени между столкновениями частиц. Вычисление вероятности столкновений позволяет определить шаг по времени.

В зарубежной литературе этот метод моделирования тлеющего разряда получил комплексное название "моделирование частиц в ячейке с применением методов Монте-Карло для описания столкновений", или сокращенно "PIC-MCC-метод" (от англ. "Particle-in-Cell / Monte Carlo Collisions Simulation") [33]. Пример расчета тлеющего разряда постоянного тока в Ag при давлении 1 мм рт.ст. с применением PIC-MCC-метода дан в [35]. Проблемы, связанные с практической реализацией метода, таковы: 1) необходимо выбирать различные временные масштабы для конкретных областей разряда; 2) необходимо адаптивно подбирать размеры моделируемых частиц; 3) наличие высокого уровня шума плотности

заряда и, как следствие, большие флуктуации электрического поля и энергии электронов, которые приводят к дополнительной ионизации. В результате значения концентрации электронов могут оказаться завышенными или вычислительный процесс может стать расходящимся. Эта проблема, получившая название ионизационной неустойчивости, индуцируемой шумом, является фундаментальной для PIC-MCC-метода и в настоящее время не получила должного разрешения; 4) для реализации PIC-MCC метода требуются значительные вычислительные мощности.

В основе термодинамического подхода к описанию тлеющего разряда лежит кинетическое уравнение Больцмана для функции распределения частиц по энергии, которое в общем случае выглядит так:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f + \mathbf{a} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{ст}}. \quad (1.4)$$

Здесь  $f dx$  - число частиц в момент времени  $t$  в элементе объема  $dx$ ;  $\mathbf{v}$  - скорость частиц;  $\mathbf{a}$  - ускорение. Величина, стоящая в правой части, описывает изменение функции  $f$  за счет столкновений. От функции  $f(t, \mathbf{x}, \mathbf{v})$  легко перейти к распределению электронов по энергиям, используя соотношение

$$dn(\varepsilon) = v^2 dv \int f(t, \mathbf{x}, \mathbf{v}) d\Omega \quad (1.5)$$

Интегрирование ведется по телесному углу  $\Omega$ , в котором происходит рассеяние. Зная функцию распределения, можно, в принципе, вычислить любую величину. Например, частоты неупругих столкновений рассчитываются по формуле

$$\nu_i = N \int_0^{\infty} v \cdot \sigma_i(\varepsilon) n(\varepsilon) d\varepsilon \left( \int_0^{\infty} n(\varepsilon) \cdot d\varepsilon \right)^{-1}, \quad (1.6)$$

а плотность электрического тока есть

$$\mathbf{j} = -e \int \mathbf{v} \cdot f(t, \mathbf{x}, \mathbf{v}) d\mathbf{v}. \quad (1.7)$$

Для упрощения уравнения Больцмана используют всевозможные приближения относительно вида функции распределения, при этом часто пользуются методом моментов, (см. [37]).

В рамках элементарной теории тлеющий разряд описывается на основе упрощенных уравнений газовой динамики. В зависимости от числа рассматриваемых компонент плазмы (электроны, ионы, нейтральные частицы) выделяют однокомпонентную или одножидкостную гидродинамику, двухкомпонентную и т. д. Для каждой компоненты записывают уравнения непрерывности, движения и энергии. При переходе к макроскопическим величинам все частицы одного сорта считаются одинаковыми и усреднение производится по числу частиц. В простом случае покоящегося слабоионизованного квазинейтрального газа эти уравнения примут вид (1.8).

К уже описанным величинам добавляются масса электрона  $m$ , электронная температура  $T_e$ , частота упругих столкновений  $\nu_m$ , постоянная Больцмана  $k$ , коэффициент амбиполярной диффузии  $D_a$ :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial n_e}{\partial t} &= -n_e \cdot \mu_e \cdot \operatorname{div}(\mathbf{E}) - D_a \cdot \Delta n_e, \\
m \cdot n_e \cdot \frac{d\mathbf{v}_e}{dt} &= -n_e \cdot e \cdot \mathbf{E} - k \cdot \nabla(n_e \cdot T_e) - n_e \cdot m \cdot \mathbf{v}_e \cdot \nu_m, \\
\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} \cdot n_e \cdot k \cdot T_e \right) + \frac{5}{2} \cdot k \cdot \operatorname{div}(n_e \cdot T_e \cdot \mathbf{v}_e - n_e \cdot D_a \cdot \nabla T_e) &= \quad (1.8) \\
&= -n_e \cdot e \cdot (\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}_e) - \frac{3}{2} \cdot n_e \cdot k \cdot T_e \cdot \nu_u - q \cdot \mathbf{I}, \\
\frac{d\mathbf{v}_e}{dt} &= \frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_e \cdot \nabla) \cdot \mathbf{v}_e.
\end{aligned}$$

Из решения этой системы уравнений можно определить плотность разрядного тока как

$$\mathbf{j} = -e \cdot n_e \cdot \mathbf{v}_e - D_a \cdot \nabla n_e. \quad (1.9)$$

Поле находится из решения уравнения Пуассона:

$$\operatorname{div}(\mathbf{E}) = 4 \cdot \pi \cdot e \cdot n_e. \quad (1.10)$$

Таким образом может быть построена модельная вольт-амперная характеристика тлеющего разряда.

Круг приложений трех вышеописанных подходов ограничивается в основном инертными газами и практически не развит для эксиплексных сред. В последних немаловажную роль играют молекулы галогенов, которые, как известно, относятся к электроотрицательным газам. Поэтому в данном случае для удовлетворительного объяснения всех явлений, происходящих в тлеющем разряде, необходимо брать в расчет наряду с положительными ионами инертных газов и отрицательные ионы галогенов. Сложность таких расчетов значительно возрастает. Здесь имеет смысл использовать комбинированные методы расчета с дополнительными, упрощающими задачу предположениями.

## 1.2. Кинетическая модель ХеСl-эксилампы

Поскольку использование для описания тлеющего разряда в инертногалогидных средах термодинамического и классического методов сопряжено на сегодняшний день с рядом трудностей (п.1.1), для объяснения экспериментальных результатов (проверки экспериментальных зависимостей эффективности от мощности возбуждения и других параметров), описанию которых будет посвящен п.2, нами была построена и использована кинетическая модель ХеСl-эксилампы, где в качестве рабочей смеси была выбрана двойная смесь Хе с Сl<sub>2</sub> при общих концентрациях до  $3.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (давлениях до 10 мм рт. ст.) [20].

В расчетах мы исходили из следующих допущений:

- образование молекул ХеСl\* происходит за счет двух процессов: гарпунной реакции и реакции ион-ионной рекомбинации, а их гибель происходит в результате спонтанного распада и процессов тушения в объеме;
- влиянием стенок пренебрегаем;
- наработка атомов Хе\*, участвующих в гарпунной реакции, осуществляется в актах столкновения атомов ксенона с электронами;
- ионы ксенона образуются за счет процесса ступенчатой ионизации и при взаимодействии двух возбужденных атомов ксенона.

- отрицательные ионы хлора образуются при диссоциативном прилипании электронов к  $\text{Cl}_2$  и разрушаются в обратном процессе.

Поскольку степень ионизации рассматриваемой плазмы составляет  $10^{-5}$ - $10^{-6}$ , концентрацию исходных компонентов считаем постоянной и рассматриваем стационарный случай. Математическая модель была представлена системой алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} N_{ex} &= -A_{XeCl} \cdot N_{ex} + K_1 \cdot N_{in}^* \cdot N_{hal} + K_2 \cdot N_{in}^+ \cdot N_{hal}^- - \sum_i K_4 \cdot N_{ex} \cdot N_k = 0, \\ \frac{d}{dt} N_{in}^* &= K_3 \cdot N_{in} \cdot n_e - (K_5 + K_6) \cdot N_{in}^* \cdot n_e - K_1 \cdot N_{in}^* \cdot N_{hal} - K_7 \cdot N_{in}^{*2} = 0, \end{aligned} \quad (1.11)$$

$$\frac{d}{dt} N_{in}^+ = K_5 \cdot N_{in}^* \cdot n_e - K_2 \cdot N_{in}^+ \cdot N_{hal}^- + K_7 \cdot N_{in}^{*2} = 0,$$

$$\frac{d}{dt} N_{hal}^- = K_8 \cdot N_{hal} \cdot n_e - K_2 \cdot N_{in}^+ \cdot N_{hal}^- - K_9 \cdot N_{hal}^- \cdot n_e - A_{XeCl} \cdot K_{10} \cdot t_{\text{TM}} \cdot N_{ex} \cdot N_{hal}^- ,$$

$$n_e + N_{hal}^- = N_{in}^+ .$$

Введены следующие обозначения:  $N_{ex}$ ,  $N_{in}^*$ ,  $N_{in}^+$ ,  $N_{hal}$ ,  $N_{hal}^-$ ,  $n_e$  - концентрации молекул эксиплекса, возбужденных атомов инертного газа, положительных ионов инертного газа, молекул галогена, отрицательных ионов галогена и концентрация электронов соответственно. Константы скоростей  $K_1$  - гарпунной реакции;  $K_2$  - ион-ионной рекомбинации;  $K_3$  - возбуждения;  $K_4$  - тушения эксиплекса частицей  $k$ -го сорта;  $K_5$  - ступенчатой ионизации;  $K_6$  - тушения возбужденных атомов инертного газа;  $K_7$  - пеннинговской ионизации;  $K_8$  - прилипания;  $K_9$  - отлипания;  $K_{10}$  - фотоотлипания соответственно, а  $A_{XeCl}$  - коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения молекулами  $\text{XeCl}^*$  и  $t_{\text{ф}}$  - время жизни фотона в области разряда. Объемная плотность мощности излучения на длине волны 308 нм определялась по формуле

$$P_{308} = N_{ex} \cdot A_{XeCl} \cdot h \nu_{308} . \quad (1.12)$$

Объемная плотность вкладываемой мощности вычислялась по формуле

$$P = U \cdot j / l , \quad (1.13)$$

где  $U$  - напряжение на газоразрядной трубке;  $j$  - плотность тока;  $l$  - длина трубки. Плотность тока рассчитывалась по формуле

$$j = e \cdot n_e \cdot v_{\text{др}} . \quad (1.14)$$

Здесь  $e$  - заряд электрона;  $v_{\text{др}} = -\frac{e \cdot E}{m \cdot n_m}$ , где  $m$  - масса электрона,  $E$  - напряженность электрического поля, частота столкновений есть  $n_m = N \cdot \bar{v} \cdot \sigma_{\text{тр}}$ , где  $N$  - суммарная концентрация смеси, хаотическая скорость электронов в приближении максвелловского спектра

$\bar{v} = \sqrt{\frac{16 \cdot \bar{e}}{3 \cdot \pi \cdot m}}$ , где средняя энергия электронов есть  $\bar{e} = \frac{\sqrt{3\pi}}{4} \cdot \frac{e}{\sigma_{\text{тр}} \cdot \sqrt{\delta}} \cdot \frac{E}{N}$ , где  $\delta$  - потери энергии электрона при столкновении;  $\sigma_{\text{тр}}$  - сечение столкновения.

Эффективность излучения определялась как отношение

$$\eta = \frac{P_{308}}{P}. \quad (1.15).$$

Прообразом для проведения расчетов служила ситуация в цилиндрической трубке длиной 40 см со смесью Хе с Cl<sub>2</sub>, взятой в соотношении 3 : 1, при давлениях 1-10 мм рт.ст. и напряжением на трубке от 3 до 8 кВ. При этом ток изменялся от 8 до 36 мА. Константы скоростей реакций были заимствованы из [30,35-38]. А именно:

$$\begin{aligned} A_{XeCl} &= 9 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}, K_1 = 7.2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}; K_2 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}; \\ K_3 &= 5 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}; K_5 = 4 \cdot 10^{-5} \cdot T_e^{-3} \cdot \exp\left(\frac{4.09}{T_e}\right) \text{ см}^3/\text{с}; \\ K_7 &= 5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}; K_8 = 1 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}; \\ K_9 &= 4.36 \cdot 10^{-6} \cdot \exp\left(-\frac{3.62}{T_e}\right) \left( \frac{T_e}{3.62} - \frac{4}{(1 + 3.69/T_e)^2} + \frac{T_e}{3.62} + 1 \right) \text{ см}^3/\text{с}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

В процессе решения выяснилось, что процессы тушения молекул эксиплекса в объеме и фотоотлипание можно не учитывать в виду их незначительного влияния на конечные результаты.

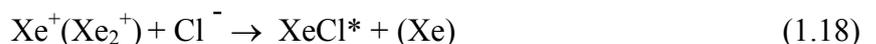
Потери энергии электрона  $\delta$  изменялись в диапазоне от величины, определяемой потерями энергии при столкновении с молекулами ( $\delta \sim 10^{-2}$ ) до величины, характеризующей потери энергии электрона при упругих столкновениях ( $\delta \sim 10^{-4}$ ). Значения транспортных сечений столкновений представляли собой аппроксимацию экспериментальной зависимости (рис. 2.2 на стр. 28 в [30]).

Расчеты, выполненные по этой модели, позволяют сделать следующие заключения:

а) Основным каналом образования молекул ХеCl\* в условиях тлеющего разряда низкого давления в бинарных смесях ксенона с хлором служит гарпунная реакция



а вклад ион-ионной рекомбинации



не превышает нескольких процентов.

б) Заметное влияние на эффективность образования ХеCl\* оказывает энергия электронов, от которой сильно зависит константа возбуждения ксенона, причем соотношение скоростей каналов (1.17) и (1.18) существенно не меняется при изменении константы возбуждения.

в) Из объемных процессов тушения можно выделить только один - тушение эксиплекса молекулами галогена. Его доля составляет 5-10 %.

В рассматриваемых диапазонах давлений и электрических полей вычисленные значения эффективности  $\eta$  оказались высокими и составляли примерно 10 %, что вполне согласуется с экспериментальными данными (см. следующий раздел).

## 2. Характеристики разряда и излучения в бинарных смесях инертных газов с галогенами

Как уже отмечалось во введении, вопрос об условиях получения высокой эффективности излучения в смесях инертных газов с галогенами, возбуждаемых тлеющим разрядом, к началу наших исследований оставался открытым и нуждался в дополнительной экспериментальной проверке и теоретическом обосновании. В данном разделе проанализированы результаты экспериментальных исследований, которые были проведены нами [8, 16-29] и известны из литературы [6,7,10-15, 40].

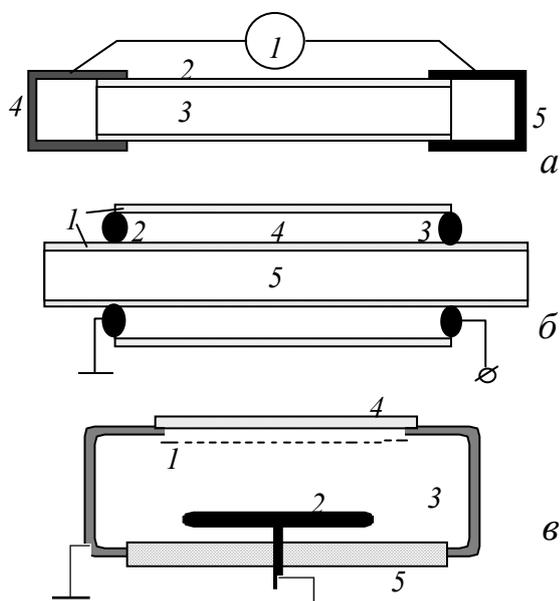
### 2.1. Экспериментальная аппаратура

При исследованиях характеристик тлеющего разряда и излучения в смесях инертных газов с галогенами используют обычно три типа излучателей (рис.1). Для возбуждения эксиламп применяются импульсные генераторы, источники питания постоянного регулируемого напряжения и источники синусоидального напряжения, в том числе с частотой 50 Гц от стандартной промышленной сети. Импульсные генераторы позволяли получать импульсы тока длительностью от десятков наносекунд до 10 миллисекунд.

Рабочие газовые смеси для заполнения эксиламп состоят из инертных газов (He, Ne, Ar, Kr, Xe) и галогенов ( $\text{NF}_3$ , HCl,  $\text{Cl}_2$ ,  $\text{CH}_3\text{Br}$ ,  $\text{I}_2$ ). Тлеющий разряд исследовался при давлениях до 30 мм рт.ст., так как при более высоких давлениях в режиме без непрерывной прокачки рабочей смеси и дополнительной предыонизации наблюдалось контрагирование разряда.

### 2.2. Влияние давления, сорта галогеноносителя и мощности возбуждения на эффективность излучения эксиплексных молекул

Рис.1. Цилиндрическая (а), коаксиальная (б) и планарная (в) эксилампы тлеющего разряда: а) 1 – источник питания; 2 – кварцевая трубка; 3 – разрядная область; 4,5 – электроды; б) 1 – кварцевые трубки; 2, 3 – электроды; 4 – разрядная область; 5 – область прокачки охлаждающей жидкости; в) 1 – сетчатый электрод; 2 – сплошной электрод; 3 – буферный объем; 4 – выходное окно; 5 – диэлектрик



На рис.2 приведены спектры излучения эксиплексных молекул  $\text{XeCl}^*$  и  $\text{KrCl}^*$ . Эти спектры являются типичными, и подобные им были получены во многих работах при использовании для возбуждения всевозможных способов и систем [2-29]. Наибольшая интенсивность излучения достигается на переходах  $B-X$ , а ширина слабой полосы зависит от давления. Например, при изменении давления от 1 до 10 мм рт. ст. ширина полосы молекул  $\text{XeCl}^*$  уменьшилась от 8 до 12 нм [20]. Для многих практических применений это изменение спектра излучения эксиплексных молекул не является существенным, что позволяет использовать для возбуждения эксиламп различные давления и мощности возбуждения, а также различные типы разряда.

Тлеющий разряд может быть получен как в импульсном, так и в непрерывном режимах. Однородный характер разряда при непрерывном возбуждении в смесях инертных газов с галогенами обычно реализуется при сравнительно малых давлениях 0,5 – 20 мм рт. ст. При импульсном возбуждении рабочее давление может быть увеличено до нескольких атмосфер, но при этом необходимо сокращать длительность импульса возбуждения и осуществлять предыонизацию рабочей смеси [29]. Наши исследования показали, что наибольшая эффективность излучения достигается при сравнительно малых давлениях смеси и малых мощностях возбуждения [16,25].

Связано это с тем, что в тлеющем разряде низкого давления, в отличие от возбуждения плотных газов, во-первых, более легко реализовать объемный разряд и, во-вторых, уменьшается скорость безызлучательного тушения рабочих молекул (см. разд. 1.2).

На рис.3 приведены зависимости средней мощности излучения от зарядного напряжения (мощность возбуждения до  $10^5$  Вт/см<sup>3</sup>) при давлении 450 мм рт. ст. и длительности импульса возбуждения около 200 нс, а также средней мощности и КПД излучения от мощности возбуждения (до 2 Вт/см<sup>3</sup>) при возбуждении импульсами длительностью 10 мс и малом давлении смеси (6 мм рт. ст.). В первом случае как при использовании галогена  $\text{HCl}$ , так и  $\text{Cl}_2$  КПД излучения эксиплексных молекул малы. Во втором случае эффективность существенно увеличивается, причем ее максимальная величина достигается для молекул  $\text{XeCl}^*$  и  $\text{KrCl}^*$  в смесях с  $\text{Cl}_2$ . Следовательно,

для достижения максимальных КПД надо использовать тлеющий разряд низкого давления и сравнительно малые мощности возбуждения. Выбор галогена также влияет на мощность и эффективность излучения, а также на однородность разряда. Ниже характеристики разряда и излучения будут рассмотрены более подробно в конкретных условиях.

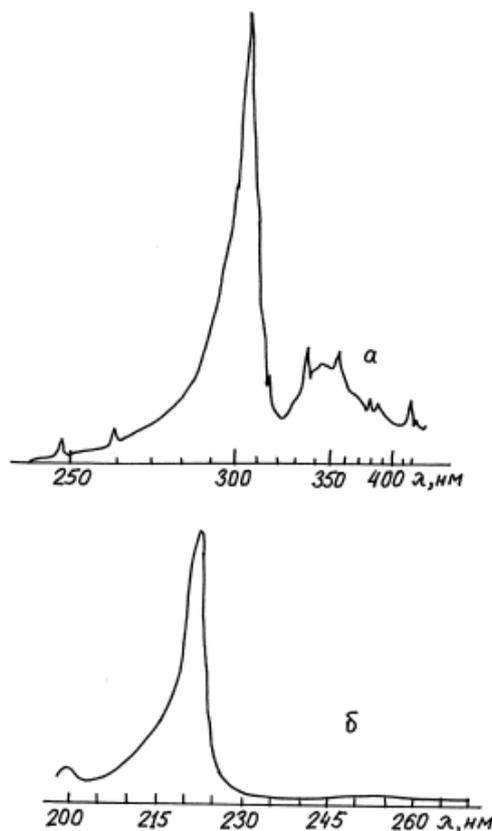


Рис.2. Спектры излучения смеси  $\text{Ne-Xe-HCl}$  при возбуждении импульсным разрядом при  $p = 380$  мм рт. ст. (а) и смеси  $\text{Kr-Cl}_2$  при  $p = 6$  мм рт. ст. (б).

### 2.3. Высоковольтный (поднормальный) тлеющий разряд

Данный тип разряда может быть реализован как в цилиндрических [7], так и в коаксиальных излучателях [8]. Причем при увеличении диаметра цилиндрической трубки или расстояния между двумя коаксиальными трубками уменьшается разрядный ток при котором может быть получен высоковольтный тлеющий разряд. Вторая особенность получения данного разряда - это использование балластного сопротивления величиной в сотни килоом в разрядной цепи. Без балластного сопротивления при подаче

напряжения на трубку сразу же зажигается нормальный тлеющий разряд. Переход от высоковольтного тлеющего разряда к нормальному происходит скачкообразно при увеличении разрядного тока, и наоборот при уменьшении тока тлеющий разряд переходит в высоковольтный тлеющий. Данный тип разряда также называют поднормальным тлеющим разрядом [27], поэтому мы будем использовать оба термина. Максимальные токи поднормального разряда в наших экспериментах были реализованы при малом зазоре между кварцевыми трубками коаксиальной эксилампы, примерно 2.5 мм. Основные особенности, отличающие поднормальный тлеющий разряд, состоят в следующем. Разряд заполняет весь разрядный объем, и с каждой единицы поверхности разрядной трубки излучается одинаковая мощность.

ВАХ поднормального разряда в различных газовых смесях приведены на рис.4,а. Перечислим особенности поднормального разряда:

1) Напряжение горения увеличивалось с ростом тока и определялось концентрацией хлора в газовой смеси и ее давлением и обычно вдвое превышало значения, характерные для нормального тлеющего разряда в тех же смесях. При этом площадь, занимаемая разрядом на катоде, не зависит от величины тока.

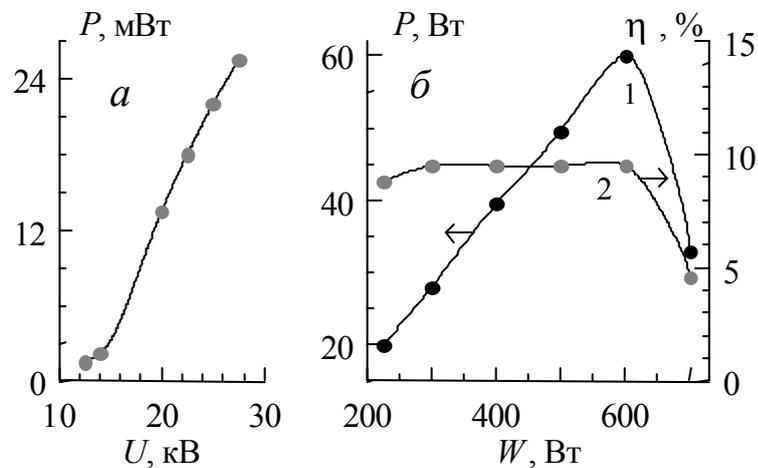


Рис.3. Типичная зависимость средней мощности излучения от зарядного напряжения (а) (смесь Ne:Kr:HCl = 415:31.5:1 мм рт.ст., длительность импульсов излучения на полувысоте 250 нс) и зависимость средней мощности и эффективности излучения ( $\lambda < 250$  нм) от вводимой мощности при возбуждении миллисекундными импульсами (б) (смесь Kr:Cl<sub>2</sub> = 3:1, при  $p = 6$  мм рт.ст.) Частота следования импульсов возбуждения 50 Гц

2) Существует максимальный ток для условий эксперимента [26]  $I_{\max} \sim 10$  мА, при превышении которого разряд переходил в фазу нормального тлеющего разряда.  $I_{\max}$  уменьшался как при увеличении концентрации хлора в смеси, так и при общем повышении давления. Максимальный ток поднормального разряда также резко снижался при увеличении зазора между кварцевыми трубками. При близком к  $I_{\max}$  токе разряда простран-

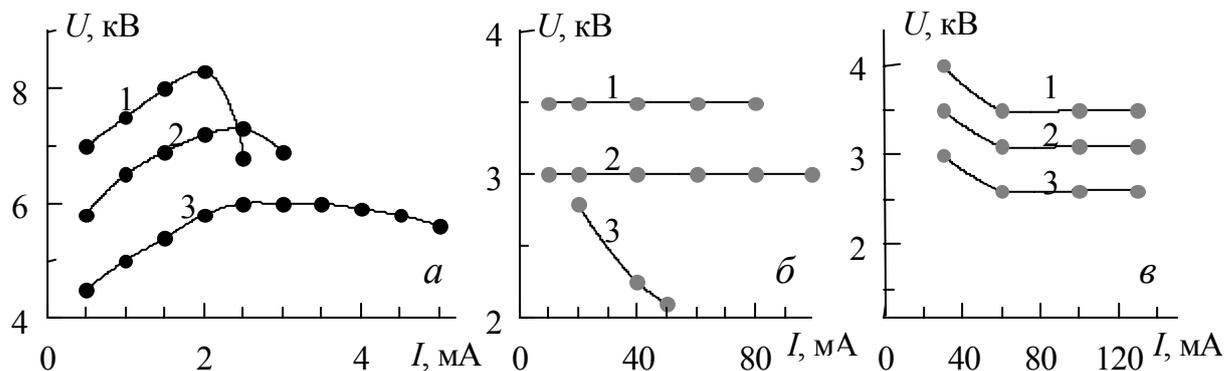


Рис.4. Вольт-амперные характеристики высоковольтного (а) и нормального (б,в) тлеющего разрядов: а - коаксиальная трубка с зазором 2,5 мм и длиной 40 см, смесь Хе:Cl<sub>2</sub> = 60:1, давление 12 мм рт. ст. (1), 9 мм рт. ст. (2), 6 мм рт. ст. (3); б - трубка длиной 23 см и диаметром 9 мм, смесь Kr:Cl<sub>2</sub> = 15:1,  $p = 9$  мм рт. ст. (1),  $p = 15$  мм рт. ст., контрагированный разряд (3) и смесь Kr:Cl<sub>2</sub> = 3:1,  $p = 9$  мм рт. ст. (2); в - коаксиальная трубка с зазором 8,5 мм и длиной 40 см, смесь Kr:Cl<sub>2</sub> = 15:1,  $p = 12$  мм рт. ст. (1),  $p = 9$  мм рт. ст. (2) и  $p = 6$  мм рт. ст. (3)

венная однородность разряда могла нарушаться. В этом случае на фоне объемного свечения появлялись яркие, хаотически перемещающиеся светящиеся нити, интенсивность свечения которых увеличивалась с ростом тока. При появлении таких каналов ВАХ становится падающей.

3) Нелинейный рост мощности излучения эксиплексных молекул при увеличении разрядного тока. Особенно наглядно это наблюдается при импульсном питании разряда, когда УФ-излучение при малом токе практически отсутствует (рис.5). Зависимости мощ-

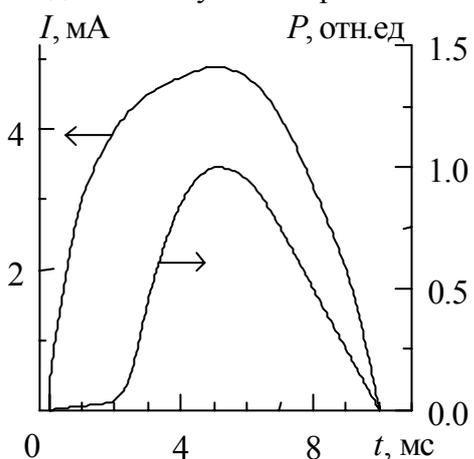


Рис.5. Осциллограммы тока поднормального разряда и излучения на  $\lambda \sim 222$  нм при импульсном питании. Смесь Kr:Cl<sub>2</sub> = 40:1 при  $p = 6$  мм рт.ст.

ности излучения и эффективности свечения молекул ХеСl\* и KrСl\* поднормального разряда от тока при  $I = 2-4$  мА имеют квадратичный характер. Это можно связать с нелинейным ростом скорости ионизации и возбуждения в плазме при увеличении напряженности поля в разрядном промежутке (т.к. ВАХ разряда растущая) [30]. При этом мощность излучения достигала 7 Вт при эффективности относительно вводимой в разряд мощности до 30%, что соответствует удельной мощности излучения 50 мВт/см<sup>3</sup>. Высокая эффективность свечения эксиплексных молекул в поднормальном тлеющем разряде делает весьма перспективным его использование для создания эксиламп с большой площадью излучающей поверхности плоской или коаксиальной геометрии. При этом активный объем 100 Вт эксилампы составит всего 2 л.

Отметим, что эффективность свечения эксиплексных молекул, близкая к 30%, была нами получена и в положительном столбе нормального

тлеющего разряда (п.1.4), хотя из-за высокого катодного падения напряжения эффективность относительно вкладываемой в разряд мощности в этом разряде была в два раза ниже. В поднормальном тлеющем разряде проводимость положительного столба мала, что приводит к относительно меньшему прикатодному падению напряжения по сравнению с нормальным тлеющим разрядом. Кроме того, в поднормальном тлеющем разряде поток электронов с катода может частично обеспечиваться за счет фотоэмиссии под действием УФ-излучения самого разряда, что также может уменьшить прикатодное падение. Оценим его вклад. При мощности излучения 7 Вт на  $1 \text{ см}^2$  катода за 1 с попадет  $n_{\text{hv}} \sim 10^{16}$  фотонов. При характерном для большинства металлов квантовом выходе электронов  $k \approx 10^{-4}$  и средней энергии фотоэлектрона  $\varepsilon \approx 1 \text{ эВ}$  [43]. Плотность фототока составит

$$j_{\text{ф}} = e n_{\text{hv}} k (2\varepsilon / m_e)^{1/2} \approx (0,2-0,3) j, \quad (2.1)$$

где  $j$  - плотность тока разряда;  $m_e$  и  $e$  - масса и заряд электрона. То есть в условиях нашего эксперимента эмиссия с катода в значительной степени может обеспечиваться за счет ультрафиолетового излучения разряда.

Для подтверждения влияния фотоэмиссии на параметры поднормального тлеющего разряда был проведен эксперимент, в котором катод размещался таким образом, что на него излучение разряда напрямую не падало. Это приводило к росту напряжения горения на 30% и значительно снижало  $I_{\text{max}}$  и ухудшало однородность разряда.

#### 2.4. “Нормальный” тлеющий разряд

По достижению  $I > I_{\text{max}}$  разряд скачкообразно переходит к нормальной фазе горения. В этой фазе разряд в зависимости от полного тока и поперечного размера излучателя мог занимать как часть, так и весь разрядный объем. Площадь разряда, в данном случае площадь положительного столба и площадь разряда на катоде, увеличивалась с ростом тока разряда и при уменьшении давления смеси. Рассмотрим особенности тлеющего разряда в излучателях различной геометрии.

##### 2.4.1. Разряд в цилиндрических трубках

Имеются отличия при разряде в трубках разного диаметра. В [18,22] исследовались характеристики нормального тлеющего разряда в смесях He : Xe : NF<sub>3</sub>, Xe : NF<sub>3</sub>, Xe(Kr) : Cl<sub>2</sub>(HCl) в трубках с внутренним диаметром 9 мм (трубка малого диаметра). Общие закономерности формирования разряда в этих условиях таковы: после пробоя на электродах излучателя устанавливается напряжение  $U_{\text{гор}}$ , не зависящее от тока в широком диапазоне от 5 до 100 мА (рис.4,б). Падающая ВАХ наблюдается только при переходе к контрагированному разряду, когда положительный столб стягивался в тонкий шнур, либо такой жгут развивался на фоне объемного свечения. К увеличению напряжения горения разряда при прочих равных условиях приводило как наращивание длины трубки (например, при токе 30 мА в смеси Xe : NF<sub>3</sub> = 3 : 1 при давлении 6 мм рт.ст. переход от 20 см длины к 40 см менял напряжение горения от 3.5-4 кВ до ~ 5-6 кВ), так и внесение в газовую смесь гелия при давлении, в несколько раз большем давления остальной смеси.

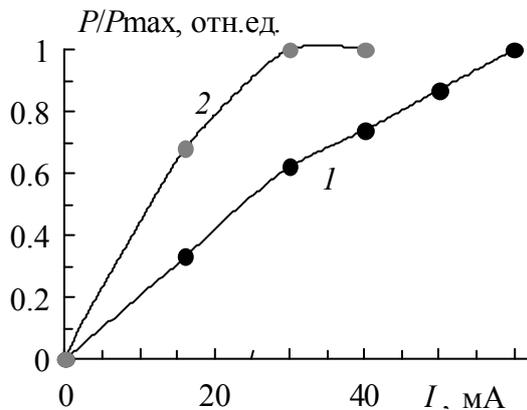


Рис.6. Зависимость средней мощности ХеСl (1) и ХеF (2) эксилламп от тока разряда при возбуждении нормальным тлеющим разрядом: 1 - смесь Хе:НСl = 3:1 при  $p = 18$  мм рт.ст.; 2 - смесь Хе:NF<sub>3</sub> = 2:1 при  $p = 9$  мм рт.ст.

В смесях He : Хе : NF<sub>3</sub> и Хе : NF<sub>3</sub> при некотором критическом значении  $I_{кр}$  происходит выход на насыщение мощности излучения, а в смесях Хе(Кr) : Cl<sub>2</sub>(НСl) по достижении  $I_{кр}$  насыщения еще не происходит, хотя зависимость средней мощности от тока претерпевает излом (рис.6). При токе, заметно превышающем  $I_{кр}$ , происходит контрагирование разряда, которое в NF<sub>3</sub>-содержащих смесях наступает раньше, чем в Cl<sub>2</sub>-содержащих смесях.

При давлениях более 20 мм рт. ст. в большинстве смесей наблюдается контрагирование разряда, которое связано с перегревом газа и усилением механизма объемной рекомбинации электронов и молекулярных ионов [31]:



В самом деле, минимальное расстояние, на которое продиффундируют электроны за время их объемной рекомбинации, составляет

$$r_{\min} \sim (6 D_a / \alpha n_e)^{1/2}, \quad (2.3)$$

где  $D_a$  - коэффициент амбиполярной диффузии;  $\alpha$  - коэффициент объемной рекомбинации молекулярных ионов с электронами в реакции (2.2) ( $\alpha > 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с);  $n_e$  - концентрация электронов в столбе разряда. Для наших условий  $p \approx 10$  мм рт.ст., при токе 30 мА плотность электронов в положительном столбе составляет примерно  $3 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup> [32], а  $D_a$  примерно 10 см<sup>2</sup>/с. Поэтому, согласно (2.3), даже при таких небольших значениях тока параметр  $r_{\min} \approx 0.3$  см оказывается меньшим радиуса трубки  $R = 0.45$  см, т.е. разряд начинает контрагировать. А поскольку (2.3) не учитывает разогрева газа, то значения  $r_{\min}$  оказываются на практике еще меньшими, составляя примерно 0.05 см.

Уход в сторону меньших давлений рабочих смесей увеличивает значение верхнего предела по току, начиная с которого начинается контрагирование. Известно [43], что при давлениях менее 10 мм рт.ст. механизм объемной электрон-ионной рекомбинации определяется уже не молекулярными а атомарными ионами



Константа процесса (2.4) для  $T_e = 1-10$  эВ и  $n_e$  от  $10^{10}$  до  $10^{14}$  см<sup>-3</sup> относительно невелика и составляет  $\alpha \sim 10^{-12}$  см<sup>3</sup>/с. Согласно (2.3), влияние механизма (2.4) на контракцию в наших условиях (чему соответствует неравенство  $r_{\min} \ll R$ ) обнаружится только при увеличении концентрации электронов более чем на порядок, т.е. при существенном увеличении тока разряда. Между тем на опыте значения тока, при которых в смесях с  $p < 10$  мм рт.ст. наблюдалась контракция, составляли всего около 100 - 120 мА, когда обусловленная (2.4) объемная рекомбинация еще несущественна. Контракцию в данном случае обеспечивает тепловой механизм. Вызван он присутствием в разряде заметной доли молекул галогенонесителя NF<sub>3</sub> (или НСl(Cl<sub>2</sub>)). Возбуждение колебательных состояний этих молекул увеличивает перепад температуры между осью трубки и стенками и усиливает тепловую контракцию разряда. Запасаемая во внутримолекулярных колебаниях NF<sub>3</sub> энергия соответственно в 2 и 3.5 раза больше энергии, запасаемой во внутримолекулярных колебаниях молекул НСl(Cl<sub>2</sub>), поэтому с увеличением тока смеси Хе : NF<sub>3</sub> более подвержены тепло-

вой контракции, чем Xe(Kr) : Cl<sub>2</sub>(HCl) смеси. Перегрев трубки при длительной работе эксилампы вызывал не только контракцию, но и ограничивал ресурс смеси до 1-2 ч.

Были измерены средняя мощность и эффективность УФ-излучения по отношению к подводимой к разряду электрической мощности. Получены средние мощности 25, 13, 6 и 20 Вт при эффективности 11, 5, 3 и 6 % в смесях Xe : Cl<sub>2</sub>, Kr : Cl<sub>2</sub>, Xe : NF<sub>3</sub> и He : Xe : NF<sub>3</sub> соответственно. Непрерывная прокачка через разрядную трубку смеси Kr с Cl<sub>2</sub> приводила к тому, что характерный излом зависимости средней мощности излучения от тока не наблюдался до тока 100 мА, а излучаемая мощность достигала 20 Вт при сохранении КПД на уровне 7-10%.

Оценки параметров плазмы в трубках малого диаметра показали [18, 22], что условия заселения эксиплексных состояний в тлеющем разряде оказываются близкими к оптимальным. Обеспечивает образования эксиплексов RX\* гарпунный механизм (см. п.2.2)



Для того, чтобы этот канал был основным, необходимо, чтобы плотность галогенида R<sub>2</sub> (YR) удовлетворяла неравенству

$$K_1[X_2 (YX)] > K_3 n_e, A_{XeCl}, K_{11} \quad (2.6)$$

где K<sub>1</sub> - коэффициент гарпунной реакции; K<sub>3</sub> - скорость ионизации электронным ударом возбужденного атома инертного газа; K<sub>11</sub> - скорость реакции ассоциации R\* + X + Z → RX\* + Z; A - коэффициент Эйнштейна для излучательного распада эксиплекса. Оцененные согласно (2.5) плотности молекул при этом [NF<sub>3</sub>] > 10<sup>15</sup> и [HCl, Cl<sub>2</sub>] > 10<sup>15</sup>-10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup> оказываются намного меньшими, чем оптимальные плотности, полученные на опыте [NF<sub>3</sub>] > 3·10<sup>16</sup> и [HCl, Cl<sub>2</sub>] > 3·10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup>. Это объясняется двумя причинами. Во-первых, несколько большая плотность молекул необходима для стабилизации разряда. Во-вторых, некоторая доля галогенидов, разрушенная электронным ударом, восстановится лишь частично в тройных столкновениях и в столкновениях со стенкой.

Смеси с HCl всегда дают меньшие значения средней мощности и эффективности излучения по сравнению со смесями с Cl<sub>2</sub>. Это связано с тем, что (1) скорость образования эксиплексов через ионный канал



в разряде низкого давления мала. Гарпунная реакция (2.5) в смесях с HCl тоже дает малый вклад из-за большой энергии связи этой молекулы (она примерно в два раза больше, чем у молекулы Cl<sub>2</sub>). В то же время в смесях с Cl<sub>2</sub> реакция (2.5) достаточно эффективна [29,34].

Переход к трубкам большего диаметра и большей длины закономерно увеличивает среднюю мощность ультрафиолетового излучения, поскольку в условиях объемного разряда или слабой контракции это вызывает пропорциональное увеличение объема положительного столба.

В этих лампах для уменьшения падения излучаемой мощности в прикатодной области

использовались катоды с полостью, размеры которой подбирались экспериментально. За счет выбора материала для электродов и их охлаждения проточной водой время жизни смеси было увеличено примерно до 100 ч.

В трубках диаметром 3.2 см фиксировали интенсивность свечения эксиплексных молекул вдоль оси разрядной трубки. Во всех случаях она слабо изменялась не более чем на 10-15%, заметно снижаясь только в 3-4 см от катода. Кроме того, было замечено, что в процессе непрерывной работы спад интенсивности ультрафиолетового излучения из трех точек разряда, расположенных вблизи анода, вблизи катода и в середине разрядной трубки (45 см длины), идет примерно с одной скоростью и сопровождается уменьшением напряжения горения разряда, которое происходит из-за снижения концентрации хлора в смеси. Отсюда можно сделать вывод о слабом влиянии катодореза на распределение выходной мощности вдоль оси эксилампы. Поэтому падение выхода ультрафиолетового излучения вблизи катода не связано с обеднением данной области хлором, как предполагалось в [6,7].

На рис.7 приведены зависимости мощности и КПД ХеСl\*- и КrСl\*- эксиламп длиной 80 см и диаметром 3.2 см от тока разряда. Мощность излучения на  $\lambda \sim 308$  нм имела излом, который наблюдался в момент, когда диаметр столба разряда сравнялся с диаметром трубки.

Мощность КrСl\*- эксилампы росла линейно, поскольку диаметр разряда в смеси Кr-Сl<sub>2</sub> в исследуемом диапазоне тока был меньше диаметра разрядной трубки. Получена мощность излучения на  $\lambda \sim 222$  и 308 нм до 100 Вт при КПД до 15%. Близкие результаты были получены для эксиламп диаметром 40 мм.

Кроме того, был исследован разряд в Сl<sub>2</sub> при давлении до 3 мм рт.ст. и в смеси Не:Сl<sub>2</sub>=1:1, при давлении до 6 мм рт.ст. Добавка гелия почти в два раза увеличила мощность излучения. При этом средняя мощность излучения молекул Сl<sub>2</sub>\* в полосе с максимумом на  $\lambda = 258$  нм составляла около 30 Вт при  $\eta \sim 5\%$ . Последнее улучшение можно объяснить увеличением скорости образования Сl<sub>2</sub>\* молекул в трехчастичной реакции [29]

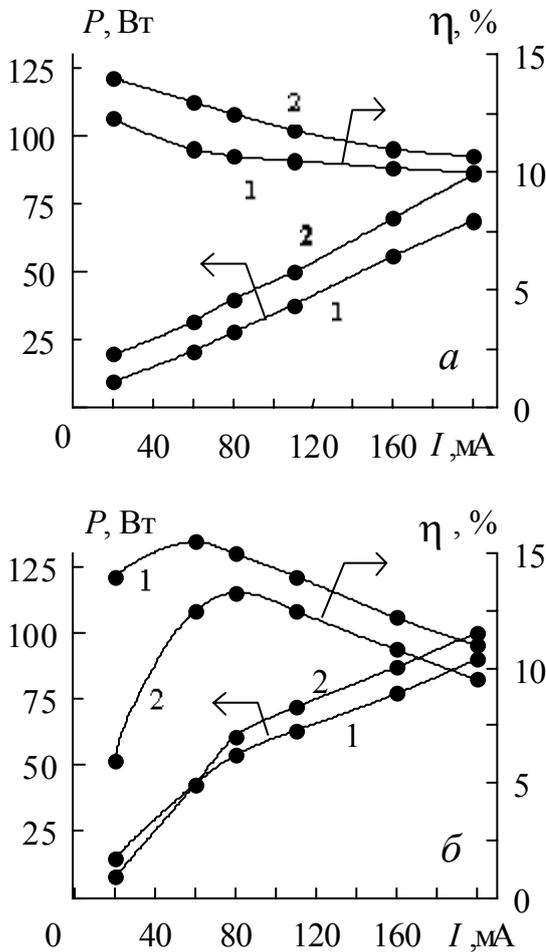
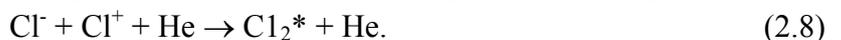


Рис.7. Зависимости средней мощности и КПД КrСl\*- (а) и ХеСl\*- (б) эксиламп от тока разряда. Трубка длиной 80 см и диаметром 32 мм. Смеси Хе(Кr):Сl<sub>2</sub> = 5:1 при  $p = 1.5$  мм рт. ст. (1) и  $p = 3$  мм рт. ст. (2)

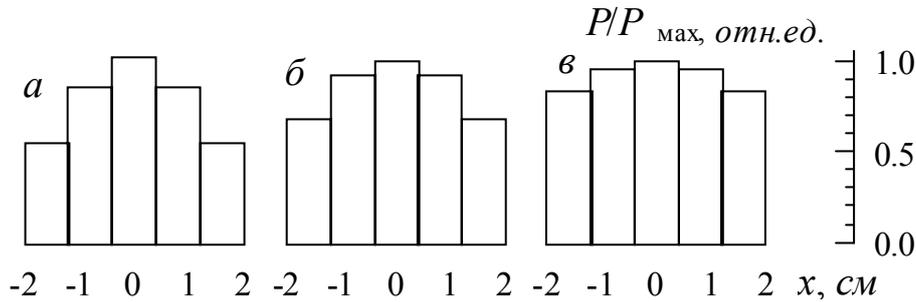


Рис.8. Гистограммы распределения мощности УФ-излучения в поперечном сечении эксилампы диаметром 60 мм и длиной 40 см. Смесь Хе:Cl<sub>2</sub> = 6:1 при давлении 2 мм рт. ст. I = 10 мА (а), 20 мА (б), 30 мА (в)

На рис.8 приведены распределения мощности излучения эксилампы диаметром 6 см по ее поперечному сечению, снятые через окно диаметром 4 см. При малых токах наиболее интенсивное излучение наблюдалось из приосевой области разряда и становилось более равномерным при увеличении тока разряда.

Измерения, сделанные при помощи помещенного в рабочий объем эксилампы подвижного электрода, показали, что падение напряжения в катодной области тлеющего разряда в смесях с хлором составляет около половины напряжения на разрядной трубке (рис.9).

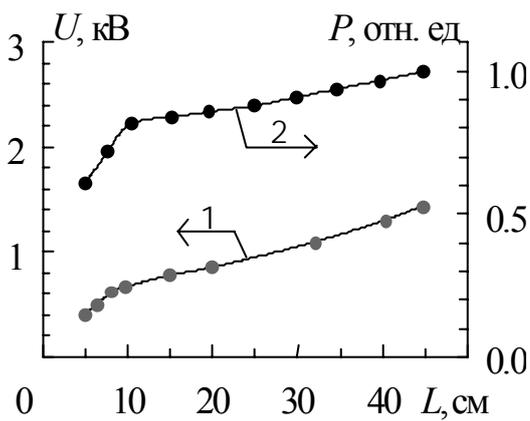


Рис.9. Распределение напряжения (1) и мощности излучения на  $\lambda \approx 222$  нм (2) вдоль оси эксилампы. Трубка длиной 45 см и диаметром 40 мм. Смесь Kr:Cl<sub>2</sub> = 6:1 при p = 3 мм рт. ст., ток разряда 30 мА, 0 - соответствует катоду

Резкое падение интенсивности ультрафиолетового излучения в области катода может быть связано с уменьшением скорости образования эксиплексных молекул при высоких  $E/p$ . С учетом того, что примерно половина мощности, вкладываемой в газ, поглощается катодным слоем тлеющего разряда, эффективность свечения эксиплексных молекул в положительном столбе близка к квантовой.

Причиной, ограничивающей мощность ультрафиолетового излучения молекул ХеCl<sup>\*</sup> в разряде низкого давления при увеличении тока разряда, как показано в [40], является распад молекулярного хлора на атомы, степень которого возрастает с ростом тока. В результате этого, а также из-за разогрева газа концентрация [Cl<sub>2</sub>] и скорость диссоциативного прилипания электронов становятся неравномерными в радиальном направлении цилиндрического столба разряда.

Действительно, с учетом того, что при низких давлениях основной вклад в образование рабочих молекул RX<sup>\*</sup> вносит гарпунная реакция (2.5), диссоциацию галогеноносителя можно рассматривать как главный механизм, ограничивающий мощность излучения молекул RX<sup>\*</sup>. Галогеноноситель NF<sub>3</sub> имеет энергию связи по фтору большую, чем энергия связи молекулы Cl<sub>2</sub>. Однако в NF<sub>3</sub>-содержащих смесях мы наблюдаем сравнительно быстрый выход зависимости мощности излучения от тока разряда (рис.6) на насыщение при токе примерно 30 мА, в то время как в смесях Хе(Kr) : Cl<sub>2</sub>(HCl) в трубке с идентичными размерами заметного насыщения излучаемой мощности не наблюдается и при 60 мА. Таким образом, как в случае NF<sub>3</sub>-, так и в случае (HCl)Cl<sub>2</sub>-содержащих смесей для фиксированной геометрии разрядной трубки существуют критические значения тока, при которых

диссоциация галогеноносителя из-за нехватки молекулярного хлора для протекания гарпунной реакции (2.5) приводит к образованию минимума в распределении  $[XeCl^*]$  (которое до этого момента могло быть описано с некоторой степенью точности распределением Шоттки [31]).

Для прояснения механизма влияния сорта галогена на процессы тепловой контракции столба разряда и доли гарпунного канала в процессах образования  $XeCl^*$  в будущем потребуются эксперименты по определению радиальных зависимостей параметров плазмы тлеющего разряда.

Использование “массивных” галогеноносителей в рабочих смесях эксиламп представляется нам малоперспективным. Например, тлеющий разряд с  $CCl_4$  даже при давлении 0.5 мм рт. ст. при токах 10 мА и напряжении 5-6 кВ горит неустойчиво, с явным стремлением к контракции [42]. В то время как разряд в  $Cl_2$  при давлении примерно 2.5 мм рт. ст. еще не контрагирован, хотя электрическая мощность, подводимая к трубке, составляет примерно 40 Вт [19].

#### 2.4.2. Разряд в коаксиальных трубках

Коаксиальный излучатель является удобной конструкцией, позволяющей осуществлять устойчивую работу как в режиме нормального, так и поднормального тлеющего разрядов. Коаксиальная полость эксилампы обеспечивает диффузионный режим горения столба разряда в большем диапазоне токов по сравнению с цилиндрическими трубками. Это связано: 1) со значительной диффузией электронов на стенки, по сравнению с которой рекомбинация заряженных частиц в объеме, способствующая контракции, оказывается относительно небольшой; 2) с возможностью более эффективного охлаждения коаксиальной эксилампы проточной водой через центральную трубку.

Вольт-амперные характеристики разряда в различных газовых смесях приведены на рис.4,в. Напряжение горения незначительно уменьшалось с ростом тока и определялось концентрацией хлора и общим давлением смеси. Площадь, занимаемая разрядом на катоде, зависела от полного тока, что характерно для тлеющего разряда. При максимальных токах разряд мог занимать как часть, так и весь объем между кварцевыми трубками. Ширина разрядного сегмента, соответствующего в данной конструкции излучателя положительному столбу, увеличивалась с ростом тока разряда и уменьшением давления смеси. В смесях  $Xe : Cl_2$  ширина разряда, отсчитанная по периметру оболочки лампы, была больше, чем в смесях  $Kr : Cl_2$ ,  $He : Cl_2$  и в чистом  $Cl_2$ . Это, вероятно, обусловлено разницей в дрейфовых скоростях электронов в  $Xe$  и  $Kr$ , а также большим вкладом диссоциативного прилипания в чистом хлоре. Так же как и в цилиндрических трубках (п.2.4.2), интенсивность ультрафиолетового излучения вдоль оси эксилампы менялась в незначительных пределах (до 10% от максимальной), и только в области катода наблюдалось ее резкое падение. Мощность излучения

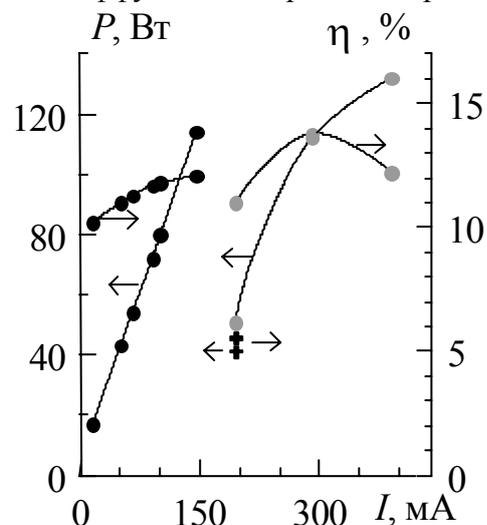


Рис.10. Зависимость средней мощности излучения и эффективности от тока разряда в эксилампе с зазором 8.5 мм: ● -  $Xe:Cl_2 = 3:1$  при  $p = 3$  мм рт.ст.; ° -  $Kr:Cl_2 = 10:1$  при  $p = 6$  мм рт.ст.; + -  $He:Cl_2 = 1:1$  при  $p = 6$  мм рт.ст

возрастала с ростом тока разряда и достигала 130 Вт в области  $\lambda \sim 222$  нм и 110 Вт в области  $\lambda \sim 308$  нм, а эффективность KrCl-лампы достигала 14% (рис.10). При значениях тока от 300 до 450 мА в указанных на рис.10 смесях наблюдается контрагирование разряда. Для смеси He : Cl<sub>2</sub> излучаемая мощность составила примерно 40 Вт, при  $\eta \sim 6\%$ . Было замечено, что напряжение горения разряда в XeCl-лампе было примерно в 2 раза больше, чем для KrCl-лампы. Наибольшие средние мощности излучения для подобной эксилампы составили примерно 200 Вт для обеих молекул XeCl\* и KrCl\*, при максимальной эффективности 14 %.

#### 2.4.3. Разряд в планарной эксилампе

Для тлеющего разряда, эффективность которого определяется, главным образом, излучением из положительного столба (п.п.2.4.2, 2.4.3), изменение геометрии излучателя должно существенно влиять на его световые параметры. Картина свечения разряда в планарной эксилампе сильно зависит от давления смеси, ее состава и тока [23]. Короткий разрядный промежуток (до 1,5 см) позволял, при выборе соответствующих параметров, получать на сетке как довольно широкий срез положительного столба (до 5 см<sup>2</sup>), так и "точечную" излучающую область диаметром около 1 мм.

Наибольшая средняя мощность излучения на  $\lambda \sim 308$  нм была получена в смесях с Cl<sub>2</sub> и составляла, при токе 10 мА и общем давлении  $p = 8$  мм рт.ст., примерно 20 мВт. Эффективность относительно мощности возбуждения была невелика, составляя примерно 0.4 %, однако, если оценить собственную эффективность свечения в ультрафиолетовом диапазоне так, как если бы световой поток не ограничивался элементами лампы (ослабление на сетчатом электроде, уход в стороны излучения, диафрагмирование выходным окном), то ее значение оказывается на порядок большим, достигая в лучшем случае 4 %. Как отмечалось ранее (см. рис.9), аналогичные зависимости были получены нами и для других смесей Xe(Kr)-Cl<sub>2</sub>(HCl): падение напряжения в прикатодной области тлеющего разряда этих смесей является высоким. А поскольку рождение электронов в плазме разряда при высоких  $E/p$  осуществляется прямой ионизацией инертного газа электронным ударом, образование эксиплекса XeCl\* в прикатодной части разряда должно происходить в процессе ион-ионной рекомбинации, выход которой при низких давлениях невелик. Катодный слой занимал в наших опытах более 1/2 части межэлектродного пространства планарной эксилампы, поэтому можно считать, что вклад в образование эксиплексных молекул XeCl\* вносит в нормальном тлеющем разряде в смесях с Cl<sub>2</sub> преимущественно гарпунный канал (2.9). Поэтому, с учетом того, что падение напряжения на коротком положительном столбе невелико по сравнению с катодным падением, можно говорить о том, что эффективность свечения, полученного непосредственно от положительного столба по вкладываемой в него мощности, оказывается много большей 4 %.

### 3. Перспективы использования тлеющего разряда в смесях инертных газов с галогенонесителями для создания эксиламп

Применение смесей инертных газов с галогенидами позволяет существенно расширить спектральный диапазон источников спонтанного излучения и создать лабораторные эксилампы, возбуждаемые тлеющим разрядом с высокой эффективностью и сравнительно узкой линией излучения. Для возбуждения оптических сред в эксилампах могут использоваться малые мощности возбуждения и малые давления рабочих смесей, а также непрерывный режим возбуждения, то есть условия, в которых порог генерации, как правило, не

достигается. Причем эффективность спонтанного излучения в этих условиях в несколько раз выше, чем при больших мощностях возбуждения и давлениях, используемых в эксиплексных лазерах. Кроме того, в эксилампах можно использовать газовые смеси, на которых не получено лазерное излучение.

Нет принципиальных проблем и с увеличением средней мощности излучения эксиламп тлеющего разряда. При увеличении размеров эксиламп и улучшении ее охлаждения можно увеличить среднюю мощность излучения до десятков киловатт и более, а также удельные характеристики излучения. Приборы тлеющего разряда, как правило, легко масштабируются. Поскольку для практического применения эксиламп с возбуждением тлеющим разрядом надо решить вопрос о создании отпаянных образцов с большим сроком службы, необходимы исследования взаимодействия галогена с электродами и кварцевой оболочкой. Используя так называемые безэлектродные лампы, время жизни эксиламп можно довести до 1000 ч и выше. В эксилампах со средней мощностью излучения единицы киловатт и более оправдано применение дополнительных газовых систем, подобных применяемым в эксиплексных лазерах, которые очищают рабочую смесь от примесей и восстанавливают потери галогена.

### Заключение

Таким образом, тлеющий разряд является эффективным источником возбуждения смесей инертных газов с галогенами с точки зрения получения эффективного сравнительно узкополосного излучения в УФ- и ВУФ-областях спектра. Показано, что при изменении параметров возбуждения в широком диапазоне экспериментальных условий реализуются эффективности излучения молекул  $\text{XeCl}^*$  и  $\text{KrCl}^* \geq 10\%$  и что эффективность свечения эксиплексных молекул в положительном столбе тлеющего разряда, а также в режиме высоковольтного тлеющего разряда близка к квантовой, а максимальные эффективности излучения реализуются при малых давлениях рабочей смеси (1-10 мм рт.ст.) и малых мощностях возбуждения ( $\text{Вт/см}^3$ ). Наиболее эффективным процессом образования эксиплексных молекул в плазме тлеющего разряда при низких давлениях является гарпунная реакция. Получено излучение молекул  $\text{XeF}^*$ ,  $\text{XeCl}^*$ ,  $\text{XeBr}^*$ ,  $\text{XeI}^*$ ,  $\text{KrF}^*$ ,  $\text{KrCl}^*$ ,  $\text{KrBr}^*$ ,  $\text{Cl}_2^*$ ,  $\text{Br}_2^*$  и  $\text{I}_2^*$  (наибольшие КПД излучения реализованы для молекул  $\text{XeCl}^*$  и  $\text{KrCl}^*$ ), и может быть получено излучение на других эксиплексных молекулах - молекулах галогенидов ртути и димерах  $\text{F}_2^*$ . Определены характеристики тлеющего разряда в эксилампах различной геометрии.

Авторы благодарят INTAS за поддержку проекта №96-351 "Исследование систем накачки и кинетических процессов в газах при возбуждении жестким ионизатором", что позволило написать и подготовить к печати данный обзор. Авторы выражают свою искреннюю признательность М.И. Ломаеву и В.С. Скакуну за участие в подготовке и проведении экспериментов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Obara M. // 7th International Symposium on Science & Technology of Light Sources. - Kyoto, 1995. - P. 149-158.
2. Arnold E., Dreiskemper R., Reber S. // 8th International Symposium on Science & Technology of Light Sources. - Greifswald, 1998. - P. 90-98.
3. Бойченко А.М., Тарасенко В.Ф., Фомин Е.Ф. и др. // Квантовая электроника. - 1993. - Т. 20. - № 1. - С. 7-9.
4. Герасимов Г.Н., Крылов Б.Е., Логинов А.В. и др. // УФН. - 1992. - Т.162. - № 5. - С.123-159.

5. Eliasson B., Kogelschatz U., Stein H.J. // EPA newsletter. - 1988. - № 32. - P. 29-40.
6. Головицкий А.П. // Письма в ЖТФ. - 1992. - Т. 18. - Вып. 8. - С.73-76.
7. Головицкий А.П., Кан С.Н. // Оптика и спектроскопия. - 1993. - Т. 75. - № 3. - С.604-609.
8. Панченко А.Н., Соснин Э.А., Скакун В.С. и др. // Письма в ЖТФ. - 1995. - Т. 21. - Вып. 21. - С.47-51.
9. Алехин А.А., Баринов В.А., Герасько Ю.В. и др. Непрерывные плазмохимические источники света. - М.: Биор, 1997. - 160 с.
10. Gold M.F., Truck B.A. // Chem. Phys. Lett. - 1974. - V. 29. - № 4. - P.486-489.
11. Velasco J.E., Setser D.W. // Chem. Phys. - 1975. - V. 62. - № 5. - P.1990-1998.
12. Campbell E.M., Jaskovsky W.F., Clark K.E. и др. // AIAA Paper. - 1975. - № 75. - P.852-853.
13. Gerber T., Luthy W., and Burkhard P. // Opt. Commun. - 1980. - V. 35. - № 2. - P.242-244.
14. Kumagai H., Obara M. // IEEE Transact. on Plasma Science. - 1988. - V. 16. - №4. - P.453-458.
15. Taylor R.S., Leopold K.E., and Tan K.O. // Appl. Phys. Lett. - 1991. - V. 59. - № 5. - P.525-527.
16. Визирь В.А., Скакун В.С., Смородов Г.В. и др. // Квантовая электроника. - Т.22. - № 5. - 1995. - С.519-522.
17. Lomaev M.I., Skakun V.S., Sosnin E.A. и др. // SPIE Proceedings. -V.2619. - 1995. - P.294-302.
18. Boichenko A.M., Panchenko A.N., Tarasenko V.F. et al. // Laser Physics. - 1995. - №5. - P.1112-1115.
19. Ломаев М.И., Панченко А.Н., Скакун В.С. и др. // Оптика атмосферы и океана. - 1996. - Т. 9. - № 2. - С.199-206.
20. Ломаев М.И., Полякевич А.С., Тарасенко В.Ф. // Оптика атмосферы и океана. - 1996. - Т.9. - № 2. - С.207-210.
21. Бойченко А.М., Соснин Э.А., Скакун В.С. и др. // Квантовая электроника. - Т.23. - №4. - 1996. - С.344-348.
22. Бойченко А.М., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. и др. // Квантовая электроника. - 1996. - Т. 23. - № 5. - С.417-419.
23. Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. // ЖТФ. - 1997. - Т. 67. - № 12. - С. 43-46.
24. Lomaev M.I., Panchenko A.N., Skakun V.S. et al. // Laser and Particle Beams. - 1997 - V.15. - №2. - P.241-246.
25. Панченко А.Н., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. // ЖТФ. - 1997. - Т.67. - №1. - С.78-82.,
26. Tarasenko V.F., Lomaev M.I., Panchenko A.N. et al. // SPIE Proceedings. - 1997. - V.2992. - P.24-34.
27. Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. // Оптика и спектроскопия. - 1998. - Т. 84. - № 3. - С. 389-392.
28. Ломаев М.И., Панченко А.Н., Соснин Э.А. и др. // ЖТФ. - 1998. - Т. 68. - № 2. - С. 64-68.
29. Sosnin E.A., Lomaev M.I., Panchenko A.N. et al. // SPIE Proceedings. - 1998. - V.3403. - P.732-741.
30. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. - М.: Наука, 1992. - 536 с.
31. Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т. Физические явления в газоразрядной плазме. - М.: Наука, 1987. - 160 с.
32. Недоспалов А.В., Хайт В.Д. Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы. - М.: Наука, 1979. - 246 с.
33. Birdsall C.K. // Plasma Science. - 1991. - V.19. - № 2. - P.65-85.
34. Eliasson B. // Plasma Science. - 1991. - V.19. - № 6. - P.1063 - 1077.
35. Mayer P. and Wunner G. // J. Appl. Phys. - 1995. - V.77. - № 3. - P.992-1000.
36. Dakin T. // J. Appl. Phys. - 1986. - V. 60. - № 2. - P.563-570.
37. Sommerer J. and Lawler J.E. // J. Appl. Phys. - 1988. - V.64. - № 4. - P.1775-1780.
38. Куклин Е.А., Халов Ю.И. // Препринт института автоматки и электрометрии РАН. - Новосибирск, 1986. - № 301. - 23 с.
39. Смирнов Б.М. Отрицательные ионы. - М.: Атомиздат, 1978. - 174 с.
40. Головицкий А.П., Лебедев С.В. // Опт. и спектр. - 1997. - Т. 82. - № 2. - С. 251-255.

41. Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. - М.:Атомиздат, - 1974. - 216 с.
42. Василяк Л. М., Костюченко С. В., Красночуб А. В. и др. // Тр. конф. "Физика плазмы и плазм. техн." Минск, Беларусь, 1998. - Т.1. - С.173-176.

Институт сильноточной  
Электроники СО РАН

Поступила в  
редакцию 23.11.98

**Источник:**

Панченко А.Н., Полякевич А.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Тлеющий разряд в эксилампах низкого давления // Известия вузов. Физика. - 1999. - Т.42. - №6. - С.50-66.