

УДК 531.52

## Численная модель электроразрядного KrCl-лазера

А.Г. Ястремский<sup>1</sup>, Ю.Н. Панченко<sup>1,2</sup>, А.В. Пучикин<sup>1,2</sup>, С.А. Ямпольская<sup>✉1\*</sup>

<sup>1</sup>Институт сильноточной электроники СО РАН  
634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет  
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Поступила в редакцию 31.08.2023;  
после доработки 10.10.2023;  
принята к печати 29.01.2024

Представлены результаты численного моделирования одного из наименее исследованных эксимерных лазеров — лазера на молекуле KrCl. Моделирование проводилось в 1D-приближении, где потоки лазерного излучения рассчитывались вдоль оптической оси между плоскопараллельными зеркалами, а система кинетических уравнений и уравнение Больцмана решались в каждом поперечном слое активной среды. Получено хорошее согласие теоретических данных с результатами работы KrCl-лазера серии EL. Численно показано влияние ширины разряда возбуждения на энергетические характеристики лазера. Предложенная модель и полученные оценки могут быть использованы как инструменты оптимизации начальных параметров при разработке более мощных лазерных установок.

**Ключевые слова:** электроразрядный KrCl-лазер, численное моделирование, функция распределения электронов по энергии, кинетическое уравнение Больцмана, оптимизация; electric discharge KrCl laser, numerical simulation, electron energy distribution function, Boltzmann kinetic equation, optimization.

### Введение

В настоящее время источники лазерного излучения в коротковолновом УФ–С-диапазоне спектра востребованы в различных научных и прикладных исследованиях. Повышенный интерес ученых к таким лазерам обусловлен тем, что спектральный диапазон 190–230 нм соответствует области максимального поглощения широкого ряда материалов и биологических тканей. Низкая эффективность твердотельных лазеров в УФ–С-диапазоне вызывает интерес к развитию эксимерных его источников, таких как ArF- (193 нм) и KrCl-лазеры (222 нм). Однако электроразрядные KrCl-лазеры, в отличие ArF-лазеров, не получили широкого практического применения и до настоящего времени являются мало изученными. Основные причины — сложность зажигания и удержания объемной плазмы в требуемых условиях горения разряда и небольшой ресурс работы газовой среды [1].

Максимальная удельная энергия излучения для KrCl-лазера была достигнута в работах группы А.М. Ражева: 6,3 Дж/л для смесей с Ne в качестве буферного газа [2] и 3,1 Дж/л для смесей с He [3].

В остальных публикациях сообщается о получении удельных энергий 2–2,6 Дж/л [4–6].

Вопросы, связанные с возможностью увеличения энергии излучения и ресурса работы KrCl-лазера, могли бы быть решены с привлечением численных исследований.

Цель работы — создание компьютерной 1D-модели электроразрядного KrCl-лазера и ее тестирование с помощью KrCl-лазера серии EL, разработанного в Институте сильноточной электроники СО РАН.

### 1. Модель электроразрядного KrCl-лазера

В модели разряд накачки полагается однородным в плоскости, перпендикулярной оптической оси, в течении всего импульса возбуждения. Вдоль оптической оси разряд разбивался на слои (рис. 1). Для каждого слоя находились функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) и концентрация частиц плазмы.

Развитие фотонной лавины в резонаторе описывалось волновыми уравнениями вида

$$\frac{\partial F_{R,L}(l, t)}{\partial l} \pm \frac{1}{c} \frac{\partial F_{R,L}(l, t)}{\partial t} = F_{R,L}(l, t)(\sigma^* N_{KrCl} - \sum_i \sigma_i N_i) + \Omega N_{KrCl} / \tau, \quad (1)$$

где  $F_L(l, t)$  и  $F_R(l, t)$  — два встречных потока лазерных фотонов;  $l$  — расстояние вдоль оптической оси;  $t$  — время;  $N_{KrCl}$  — концентрация эксимерных

\* Аркадий Григорьевич Ястремский (yastrems@gl.hcei.tsc.ru), Юрий Николаевич Панченко (yu.n.panchenko@mail.ru); Алексей Владимирович Пучикин (apuchikin@mail.ru); Софья Александровна Ямпольская (s\_yampolskaya@yahoo.com).

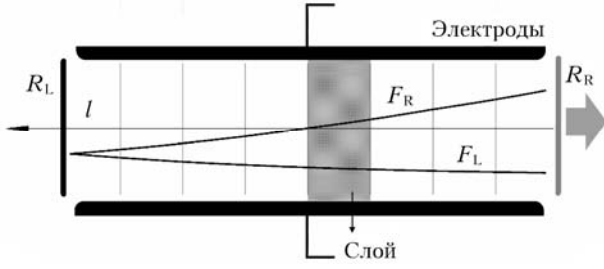


Рис. 1. Схема лазерной камеры:  $R_R$ ,  $R_L$  – правое и левое зеркала резонатора;  $F_R$ ,  $F_L$  – правый и левый потоки фотонов

молекул;  $\sigma^*$ ,  $\sigma_i$  – сечения индуцированного излучения и поглощения лазерных фотонов частицами типа  $i$ ;  $N_i$  – концентрация поглощающих частиц;  $\tau$  – спонтанное время жизни молекулы  $\text{KrCl}$ ;  $c$  – скорость света;  $\Omega$  – часть спонтанных фотонов, направление распространения которых совпадает с направлением оптической оси.

### 1.1. Кинетическое уравнение Больцмана

Функция распределения электронов по энергиям находилась из решения уравнения Больцмана. Полагалось, что изменения концентраций частиц и внешнего электрического поля происходят достаточно медленно, чтобы на временном шаге  $\sim 1$  нс успевало установиться стационарное распределение ФРЭЭ, поэтому каждую наносекунду длительности разряда решалось стационарное уравнение Больцмана (квазистационарный подход). Согласно [7] уравнение Больцмана записывалось как

$$\frac{\partial J(\epsilon)}{\partial \epsilon} = S(\epsilon), \quad (2)$$

где  $J$  – поток электронов в области энергий;  $S$  – интеграл столкновений;  $\epsilon$  – энергия электрона. Поток электронов  $J$  представляет собой сумму

$$J(\epsilon) = J_f(\epsilon) + J_m(\epsilon) + J_{ee}(\epsilon) + J_{ei}(\epsilon), \quad (3)$$

где

$$J_f(\epsilon) = V(\epsilon) \frac{e^2 E^2}{3Q_1(\epsilon)} \left( \frac{f(\epsilon)}{2\epsilon} - \frac{\partial f(\epsilon)}{\partial \epsilon} \right) \quad (4)$$

определяет нагрев электронов электрическим полем;

$$J_m(\epsilon) = V(\epsilon) Q_2(\epsilon) \left( \left( \frac{kT}{2} - \epsilon \right) f(\epsilon) - KT \epsilon \frac{\partial f(\epsilon)}{\partial \epsilon} \right), \quad (5)$$

$$J_{ei}(\epsilon) = V(\epsilon) Q_3(\epsilon) \left( \left( \frac{kT}{2} - \epsilon \right) f(\epsilon) - KT \epsilon \frac{\partial f(\epsilon)}{\partial \epsilon} \right), \quad (6)$$

$$J_{ee}(\epsilon) = V(\epsilon) Q_{ee}(\epsilon) \left( \left( \frac{h_2}{2} - \epsilon h_1 \right) f(\epsilon) - \epsilon h_2 \frac{\partial f(\epsilon)}{\partial \epsilon} \right) \quad (7)$$

– вклад упругих, электрон-электронных и электрон-ионных столкновений соответственно. В выражениях (4)–(7)  $f(\epsilon)$  – ФРЭЭ;  $V(\epsilon)$  – скорость электронов;  $e$  – заряд электрона;  $E$  – напряженность электрического поля;  $T$  – температура газа;  $K$  – константа Больцмана;

$$h_1(\epsilon) = 3 \int_0^\epsilon f(x) dx;$$

$$h_2(\epsilon) = 2 \int_0^\epsilon x f(x) dx + 2\epsilon^{3/2} \int_\epsilon^\infty \epsilon^{-1/2} f(x) dx;$$

$$Q_1(\epsilon) = \sum_s N_s Q_{ms}(\epsilon);$$

$$Q_2(\epsilon) = \sum_s N_s \frac{2m}{M_s} Q_{ms}(\epsilon),$$

$Q_{ms}$  – сечение упругих столкновений электронов с  $s$ -м нейтральным компонентом газовой смеси,  $N_s$  и  $M_s$  – концентрация и масса  $s$ -й компоненты;

$$Q_3(\epsilon) = z^2 Q_{ee}(\epsilon) \sum_i N_i \frac{2m}{M_i},$$

$N_i$ ,  $M_i$  и  $z$  – концентрация, масса и зарядовое число  $i$ -го сорта ионов,

$$Q_{ee}(\epsilon) = 2\pi a_0^2 \frac{I_H}{\epsilon^2} \ln \left( 1 + \frac{\epsilon R_D}{I_H a_0} \right)$$

– сечение электрон-электронных столкновений,  $R_D$  – радиус Дебая,  $a_0$  – радиус Бора,  $I_H$  – энергия ионизации атома водорода.

Интеграл столкновений  $S$  в (2) включал члены, учитывающие неупругие и сверхупругие взаимодействия  $S_u$ , ионизацию  $S_i$ , рекомбинацию и прилипания  $S_a$ :  $S(\epsilon) = S_u(\epsilon) + S_i(\epsilon) - S_a(\epsilon)$ ,

$$S_u(\epsilon) = \sum_s \left( \begin{aligned} &N_s V(\epsilon + \epsilon_{sj}^*) Q_{sj}(\epsilon + \epsilon_{sj}^*) f(\epsilon + \epsilon_{sj}^*) - \\ &N_s V(\epsilon) Q_{sj}(\epsilon) f(\epsilon) + \\ &N_{sj}^* V(\epsilon - \epsilon_{sj}^*) Q_{sj}^*(\epsilon - \epsilon_{sj}^*) f(\epsilon - \epsilon_{sj}^*) - \\ &N_{sj}^* V(\epsilon) Q_{sj}^*(\epsilon) f(\epsilon) \end{aligned} \right), \quad (8)$$

$$S_i(\epsilon) = \sum_s \left( \begin{aligned} &N_s V(\epsilon + \epsilon_s^i) Q_s^i(\epsilon + \epsilon_s^i) f(\epsilon + \epsilon_s^i) - \\ &N_s V(\epsilon) Q_s^i(\epsilon) f(\epsilon) + \\ &N_s \int_{\epsilon_s^i}^\infty \delta(\epsilon) V(\epsilon) Q_{si}(\epsilon) f(\epsilon) d\epsilon \end{aligned} \right), \quad (9)$$

$$S_a(\epsilon) = \sum_s N_s V(\epsilon) Q_s^a(\epsilon) f(\epsilon), \quad (10)$$

где  $N_{sj}^*$  – концентрация частиц сорта  $s$  на  $j$ -м уровне возбуждения;  $Q_{sj}$ ,  $Q_{sj}^*$  – сечения сверхупругого и неупругого взаимодействия электронов;  $\epsilon_{si}$ ,  $Q_{si}$  – порог энергии прямой ионизации и ее сечение для  $s$ -й компоненты смеси;  $\delta(\epsilon)$  – дельта-функция;  $Q_s^a$  – сечения рекомбинации или прилипания электронов.

В модели были использованы зависимости от энергии сечений возбуждения и ионизации для Ne из работ [8–11], Kr из [12–15], HCl из [16], He из [17–19].

Уравнение (2) решалось методом взвешенных невязок [20] на энергетическом интервале  $[E_1, E_2]$  с граничными условиями для потока электронов на энергетической шкале  $J$ :  $J(E_1) = 0$ ,  $J(E_2) = 0$ .

### 1.2. Модель плазмохимических процессов в разряде накачки $\text{KrCl}$ -лазера

Разработанная модель позволяет проводить численное моделирование работы лазера на В-Х-переходе молекулы  $\text{KrCl}$  при разрядном возбуждении

смесей, содержащих газы He, Ne, HCl и Kr в разных пропорциях. Всего в модель были включены 349 реакций между 40 частицами. Атом гелия описывался системой уровней, которая включала основное состояние He, два возбужденных уровня с энергиями 20,6 и 21,2 эВ, а также атомарный ион  $\text{He}^+$ . Для атома неона учитывались: основное состояние Ne, два возбужденных уровня с энергиями 16,6 и 18,3 эВ, а также ион  $\text{Ne}^+$ . Для атома криптона: основное состояние Kr, три возбужденных уровня с энергиями 10,86; 11,5 и 12,3 эВ, а также ион  $\text{Kr}^+$ . Модель молекулы HCl включала основное состояние, три уровня колебательного возбуждения и два электронно-возбужденных уровня.

Поскольку основные процессы рождения и гибели молекул  $\text{KrCl}^*$  идентичны молекулам  $\text{XeCl}^*$ , за основу была взята модель [21] с последующей коррекцией скоростей процессов для молекулы  $\text{KrCl}$  [22]. Для эксимерной молекулы рассчитывались населенности электронных уровней В и С в основном состоянии, а также уровни, которые объединяют все колебательно-возбужденные уровни  $v > 0$ . Нижний уровень  $\text{KrCl}(X)$  полагался разлетным.

### 1.3. Расчет характеристик электрической цепи

Для расчета характеристик электрической схемы возбуждения были использованы вычислительные методы машинного анализа электронных схем [23], где электрическая схема описывается набором типов элементов в ее ветвях, а также способом, которым соединены ветви между собой (топологией схемы). Тогда математическая модель электрической схемы может быть представлена системой компонентных уравнений, которые выражают зависимость между током и напряжением для элемента схемы, и топологическими уравнениями, которые строятся по законам Кирхгофа. Такой подход позволил нам применять в модели  $\text{KrCl}$ -лазера схему замещения электрической цепи накачки, приближенную к экспериментальной.

Плазма разряда накачки лазера для электрической схемы представляла собой переменное сопротивление  $R_d$ , которое зависело от концентрации электронов  $n_e$  как

$$R_d = \frac{d}{en_e \mu_e S}, \quad (11)$$

где  $d$  — расстояние между электродами;  $\mu_e$  — подвижность электронов. При реализации численного алгоритма сопротивление  $R_d$  вычислялось по значениям концентрации и подвижности электронов, полученным на предыдущем шаге по времени.

Система уравнений баланса для концентраций частиц и уравнений для токов и напряжений на активных элементах электрической схемы решалась численно методом Гира [24].

## 2. Тестирование модели, сравнение с экспериментом

### 2.1. Экспериментальная установка

Для тестирования модели был использован электроразрядный  $\text{KrCl}$ -лазер серии EL, разработанный в ИСЭ СО РАН. Электрическая схема возбуждения (рис. 2) представляет собой генератор Фитча с инверсией напряжения и последующей перезарядкой на разрядную емкость  $C_3$ . В качестве коммутатора в схеме использовался тиратрон ТПИ1-10к/20. УФ-предыонизация разрядного промежутка осуществлялась автоматически при протекании тока через искровые зазоры, установленные в электрической цепи накачки лазера.

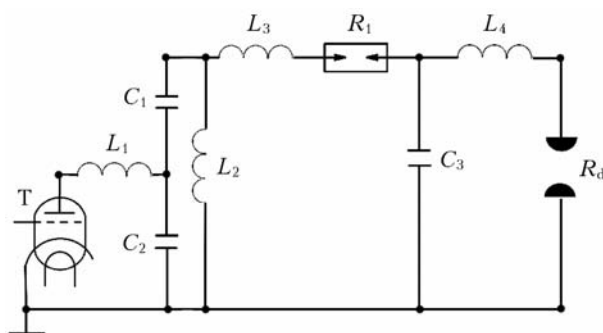


Рис. 2. Электрическая схема возбуждения:  $C_1 = 97$  нФ,  $C_2 = 49$  нФ,  $C_3 = 30$  нФ;  $L_1 = 20$  нГн,  $L_2 = 100$  мкГн,  $L_3 = 90$  нГн,  $L_4 = 5$  нГн;  $R_1$  — эффективное сопротивление системы искровой предыонизации; Т — тиратрон

Высокая напряженность электрического поля в разрядном промежутке обеспечивалась двумя электродами длиной 65 см, которые располагались на расстоянии 2,4 см друг от друга. Лазерная камера закрывалась окнами из  $\text{CaF}_2$ , установленными параллельно зеркалам внешнего резонатора. Зеркала имели коэффициенты отражения 7 и 99% и были расположены на расстоянии 120 см друг от друга.

### 2.2. Результаты расчета

Сравнения результатов расчета с экспериментальными данными были проведены по величине лазерной энергии, времени запаздывания и форме импульса излучения, а также по значениям токов  $I_{C_3}$  и напряжений  $U_{C_3}$  на обострительной емкости  $C_3$  для диапазона зарядных напряжений  $U_0 = 19\text{--}23$  кВ.

На рис. 3 представлены экспериментальные и расчетные зависимости от времени тока  $I_{C_3}$  и напряжений ( $U_{C_3}$ ) на емкости  $C_3$  и на электродах  $U_d$  для  $\text{He/Kr/HCl} = 2850/150/2,5$  мбар и зарядного напряжения 19 кВ. Наблюдается хорошее согласие по величине и форме первого полупериода тока разряда. Расхождение расчетных и экспериментальных зависимостей во втором полупериоде мы связываем с ухудшением однородности разряда, что подтверждалось визуальными наблюдениями свечения разряда. Во всех режимах расхождение

экспериментальных и расчетных значений токов и напряжений не превышало 3% для первого полу- периода и 60% — для второго.

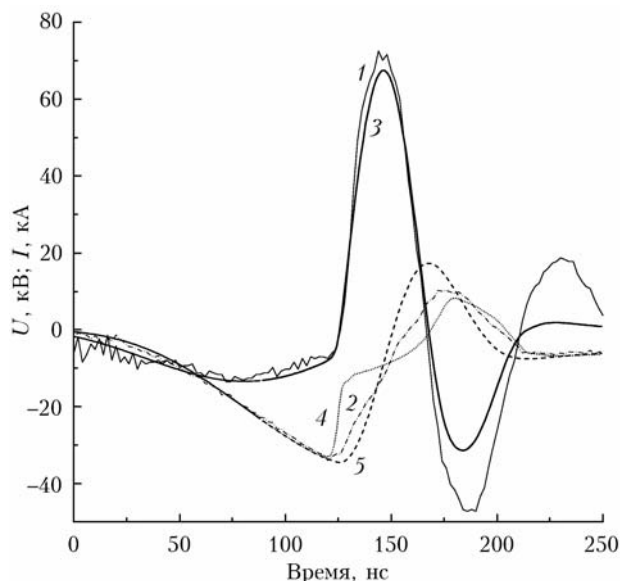


Рис. 3. Зависимости от времени токов  $I_{C3}$  (1, 3), напряжений  $U_{C3}$  (2, 5) и  $U_d$  (4): эксперимент (1, 2); расчет (3–5)

Изменение во время импульса возбуждения объемных характеристик разряда приводит к трудностям при анализе результатов моделирования, поскольку 1D-модель не позволяет учесть возможное изменение эффективной ширины разряда за время импульса возбуждения. На рис. 4 представлены измеренные и рассчитанные зависимости мощности лазерного излучения от времени для разной ширины разряда накачки. В расчетах все остальные условия оставались постоянными. Видно, что согласие ре-

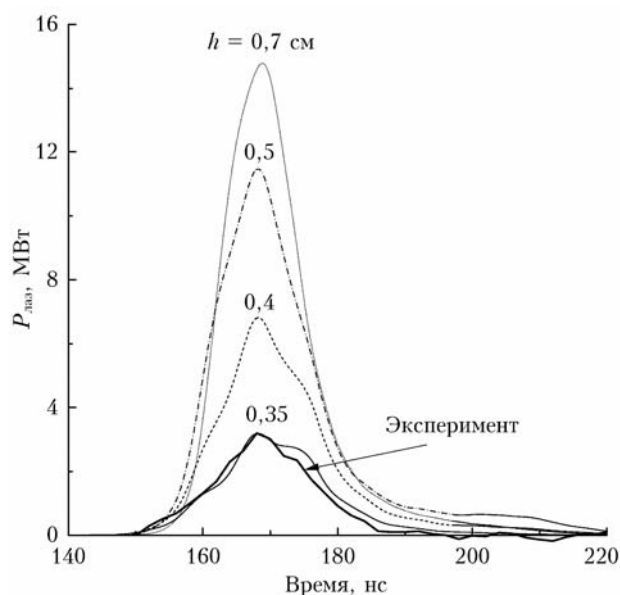


Рис. 4. Экспериментальная и теоретические зависимости мощности лазерного излучения  $P_{\text{лаз}}$  от времени и ширина разряда накачки  $h$ ;  $\text{He/Kr/HCl} = 2850/150/2,5$  мбар;  $U_0 = 23$  кВ

зультатов расчета и эксперимента достигается при эффективной ширине разряда 0,35 см. В этом случае разница между теоретическими и экспериментально измеренными значениями энергии генерации составляла менее 1%. Автограф лазерного излучения для этого режима показывает ширину  $\sim 0,4$  мм. Кроме того, согласно результатам, представленным на рис. 4, для тех же начальных условий в эксперименте можно в несколько раз увеличить лазерную энергию. Этого можно достигнуть изменением кривизны электродов с целью увеличения ширины разряда.

На рис. 5 показаны зависимости энергии лазерного излучения от зарядного напряжения для смесей, на которых получены лучшие результаты по энергии лазерной генерации в эксперименте. Для смеси с гелием была достигнута энергия 55 мДж. Для неона в качестве буферного газа энергия лазерной генерации составила 120 мДж. На этом же рисунке представлены результаты численного моделирования. Видно хорошее совпадение теоретических и экспериментальных зависимостей как по величине, так и по характеру. Для всех зарядных напряжений эффективная ширина разряда была одинаковой — 0,28 см для смесей с гелием и 0,35 см — с неоном.

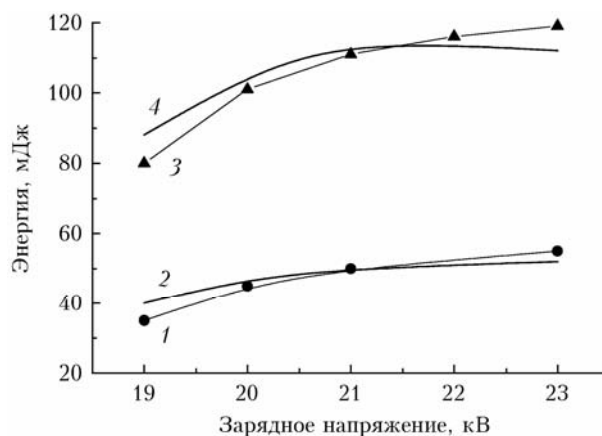


Рис. 5. Зависимости энергии лазерного излучения от зарядного напряжения для смесей  $\text{He/Kr/HCl} = 2850/150/2,5$  мбар (1, 2);  $\text{Ne/Kr/HCl} = 3050/150/2,5$  мбар (3, 4): эксперимент (1, 3); моделирование (2, 4)

На самом деле в эксперименте с ростом зарядного напряжения ширина разряда увеличивается. Этим фактом определяется продолжавшийся в эксперименте для  $U_0 > 22$  кВ рост лазерной энергии, когда теоретические кривые выходят на насыщение. При расчете мы не вносили корректировок в ширину разряда для разных зарядных напряжений, поскольку точного измерения зависимости ширины разряда от  $U_0$  в эксперименте не проводилось.

## Заключение

Использование достаточной модели плазмохимических процессов совместно с квазистационарным подходом к решению кинетического уравнения Больцмана позволило создать модель электроразрядного

KrCl-лазера, которая работает в диапазоне плотности мощности накачки 2–12 МВт/см<sup>3</sup>. Для тестирования модели был использован электроразрядный KrCl-лазер серии EL, разработанный в ИСЭ СО РАН. Разница измеренных и расчетных токов и напряжений на активных элементах цепи накачки не превышает 3%. Во всем диапазоне зарядных напряжений разница между измеренной и рассчитанной энергией излучения не превышает 10%.

Исследовалось влияние геометрии разряда (его ширины) на величину лазерной энергии и форму импульса излучения. Было показано, что геометрия разработанного лазера не оптимальна с точки зрения получения лазерной энергии. Уменьшение кривизны электродов позволит увеличить лазерную энергию в пять раз для тех же условий.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке программы развития Томского государственного университета (Приоритет-2030) и в рамках государственного задания ФНИ СО РАН (№ FWRM-2021-0014).

## Список литературы

1. *McKee T.J., James D.J., Nip W.S., Weeks R.W., Willis C.* Lifetime extension of XeCl and KrCl lasers with additives // *Appl. Phys. Lett.* 1980. V. 36. P. 943–945.
2. *Ражев А.М., Жутиков А.А.* Исследование влияния удельной мощности накачки на энергию излучения и КПД эксимерного газоразрядного KrCl-лазера (223 нм) // *Квант. электрон.* 2008. Т. 38, № 11. С. 1005–1008.
3. *Ражев А.М., Жутиков А.А., Каргапольцев Е.С.* Эксимерный KrCl-лазер ( $\lambda = 223$  нм) на смеси He–Kr–HCl // *Квант. электрон.* 2004. Т. 34. С. 95–98.
4. *Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф.* Эффективный электроразрядный KrCl-лазер «Фотон» // *Квант. электрон.* 1999. Т. 28. С. 136–138.
5. *Armandillo E., Luches A., Nassisi V., Perrone M.R.* Improved lasing performance of KrCl excimer laser // *Appl. Phys. Lett.* 1983. V. 42. P. 860–861.
6. *Panchenko A.N., Tarasenko V.F.* Maximum performance of discharge-pumped exciplex laser at  $\lambda = 222$  nm // *IEEE J. Quantum Electron.* 1995. V. 31, N 7. P. 1231–1236.
7. *Rockwood S.* Elastic and inelastic cross sections for electron-Hg scattering from Hg transport data // *Phys. Rev. A.* 1973. V. 8. P. 2348–2358.
8. *Register D., Trajmar S., Steffensen G.* Electron-impact-excitation cross sections for electronic levels in neon for incident energies between 25 and 100 eV // *Phys. Rev. A.* 1984. V. 29. P. 1793–1811.
9. *Krishnakumar E., Srivastava S.* Ionization cross sections of rare-gas atoms by electron impact // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 1988. V. 21. P. 1055–1062.
10. *Boffard J., Keeler M., Piech G., Anderson L., Lin C.* Measurement of electron-impact excitation cross sections out of the neon  $^3P_2$  metastable level // *Phys. Rev. A.* 2001. V. 64. P. 032708.
11. *Ton-That D., Flannery M.* Cross sections for ionization of metastable rare-gas atoms (Ne\*, Ar\*, Kr\*, Xe\*) and of metastable N<sub>2</sub>\*, CO\* molecules by electron impact // *Phys. Rev. A.* 1977. V. 15. P. 517–526.
12. *Chilton J., Stewart Jr. M., Lin C.* Electron-impact excitation cross sections of neon // *Phys. Rev. A.* 2000. V. 61. P. 052708.
13. *Rejoub R., Lindsay B., Stebbings R.* Determination of the absolute partial and total cross sections for electron-impact ionization of the rare gases // *Phys. Rev. A.* 2002. V. 65. P. 042713.
14. *Hyman H.* Electron-impact excitation of metastable argon and krypton // *Phys. Rev. A.* 1978. V. 18. P. 441–447.
15. *Hyman H.* Electron-impact ionization cross sections for excited states of the rare gases (Ne, Ar, Kr, Xe), cadmium, and mercury // *Phys. Rev. A.* 1979. V. 20. P. 855–859.
16. *Knoth G., Radle M., Gote M., Ehrardt H., Jung K.* Near-threshold electron impact rovibrational excitation of HCl and HF // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 1989. V. 22. P. 299–305.
17. *Frost L., Phelps A.* Momentum-transfer cross sections for slow electrons in He, Ar, Kr, and Xe from transport coefficients // *Phys. Rev. A.* 1964. V. 136. P. 1538.
18. *Lowke J., Phelps A., Irwin B.J.* Predicted electron transport coefficient of CO<sub>2</sub>–N<sub>2</sub>–He laser mixtures // *Appl. Phys.* 1973. V. 44. P. 4664–4671.
19. *Rapp D., Englander-Golden P.J.* Total cross section from ionization and attachment in gases by electron impact. I. Positive ionization // *Chem. Phys.* 1965. V. 43. P. 1464–1479.
20. *Fletcher C.* Computational Galerkin Methods. New-York: Springer, 1984.
21. *Bychkov Yu., Yampolskaya S., Yastremsky A.* Two-dimensional simulation of the development of an inhomogeneous volume discharge in a Ne/Xe/HCl gas mixture // *Plasm. Phys. Rep.* 2013. V. 39. P. 374–386.
22. *Boichenko A.M., Yakovlenko S.I.* Simulation of KrCl (222 nm) and XeCl (308 nm) excimer lamps with Kr/HCl(Cl<sub>2</sub>) and Xe/HCl(C<sub>2</sub>) binary and Ne/Kr/Cl<sub>2</sub> ternary mixtures excited by glow discharge // *Laser Physics.* 2004. V. 14, N 1. P. 1–14.
23. *Chua L., Lin P.-M.* Computer Aided Analysis of Electronic Circuits, Algorithms and Computational Techniques. Englewood Cliffs. NJ: Prentice-Hall, 1975.
24. *Gear C.* Numerical solution of ordinary differential equations: Is the anything left to do // *SIAM Rev.* 1981. V. 23. P. 10–24.

*A.G. Yastremsky, S.A. Yampolskaya, Yu.N. Panchenko, A.V. Puchikin. Numerical model of an electric-discharge KrCl laser.*

The paper presents the results of numerical simulation of one of the least studied excimer lasers, a KrCl molecule laser. The simulation was carried out in a 1D approximation, where laser radiation beams were calculated along the optical axis between plane-parallel mirrors, and the system of kinetic equations and the Boltzmann equation were solved in each transverse layer of the active medium. The theoretical data well agree with the results for the EL series KrCl laser (HCEI SB RAS). The effect of the excitation discharge width on the energy characteristics of the laser is numerically shown. The suggested model and the obtained estimates can be used as tools for optimizing initial parameters when developing more powerful laser systems.