

## ЛАЗЕРЫ

## Электроразрядный KrCl-лазер с высокой мощностью накачки

С.А.Ямпольская, А.Г.Ястремский, Ю.Н.Панченко, А.В.Пучикин, Е.В.Горлов

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований работы электроразрядного KrCl-лазера ( $\lambda = 222$  нм) при плотностях мощности накачки  $\sim 10$  МВт/см<sup>3</sup>. Экспериментально получена энергия излучения 55 мДж для смеси с He в качестве буферного газа и 120 мДж для смеси с Ne при длительности импульса накачки  $\sim 30$  нс. Описана численная модель KrCl-лазера на смеси газов He/Ne/Kr/HCl с однородным разрядом накачки. Численно показано, что зависимость оптимальной (с точки зрения получения максимальной энергии излучения) плотности мощности накачки от парциальных давлений буферного газа и HCl имеет близкий к линейному характер.

**Ключевые слова:** электроразрядный KrCl-лазер, численное моделирование лазерного режима.

## 1. Введение

В настоящее время лазерные источники, генерирующие излучение в коротковолновом УФ-С диапазоне спектра востребованы в различных научных и прикладных исследованиях, таких как микроэлектроника, спектральная диагностика и медицина [1]. Повышенный интерес исследователей к подобным лазерам обусловлен тем, что данный спектральный диапазон (190–230 нм) соответствует области максимального поглощения практически всех типов веществ. Сложность получения высокоэнергетического излучения в УФ-С диапазоне спектра в твердотельных лазерах с генерацией высших гармоник компенсируется развитием технологий эксимерных лазеров на ArF (193 нм) и KrCl (222 нм) [2–4]. Однако электроразрядные KrCl-лазеры в отличие ArF-лазеров не получили широкого практического применения. Основной причиной являлась сложность зажигания и удержания объемной плазмы в требуемых условиях горения разряда, а также небольшой ресурс работы газовой среды ( $10^5$ – $10^6$  имп.) [5]. В таких условиях сложно сформировать излучение с достаточно высоким качеством и возможностью его перестройки по спектру в границах контура усиления. Хорошие результаты по устойчивости разряда для другого эксимерного лазера (KrF) были достигнуты при плотностях мощности накачки более 10 МВт/см<sup>3</sup> [6]. Кроме того, в работе [7], где была получена максимальная к настоящему времени энергия излучения для электроразрядного KrCl-лазера 700 мДж (табл.1), динамика зависимостей лазерной энергии от зарядного напряжения позволяет ожидать ее дальнейшего увеличения с ростом энерговыклада.

Целью настоящей работы было экспериментальное и теоретическое исследование работы электроразрядного KrCl-лазера при высоких плотностях мощности накачки,

Табл.1. Характеристики некоторых KrCl-лазеров.

Энергия $E_{\text{las}}$ (мДж)	Объем $l \times d \times h$ (см <sup>3</sup> )	$E_{\text{las}}/V$ (Дж/л)	$\eta$ (%)	Давление смеси (мбар)	Литература
180	35×2×1	2.5	0.3	3140/357/3.3*	[8]
250	50×2.7×0.7	2.6	0.67	4560/160/4*	[3]
650	60×3.6×1.5	2	0.64	5000/167/4*	[9]
750	60×2.2×0.9	6.3	0.95	3776/420/4.2*	[7]
320	60×2.2×0.8	3.1	0.4	3226/570/3.8**	[4]

\* смесь Ne/Kr/HCl  
\*\* смесь He/Kr/HCl

а также определение теоретических соотношений между составом газовой смеси и плотности мощности накачки, при которых достигается максимальная энергия лазерной генерации.

## 2. Экспериментальная установка

В исследованиях использовался электроразрядный KrCl-лазер серии EL, разработанный в ИСЭ СО РАН. На подобном лазере, на молекуле KrF получена лазерная энергия 9.5 Дж/л при эффективности  $\sim 4\%$  [6]. По аналогии с KrF-лазером мы предположили, что высокая мощность разряда накачки совместно с длительностью импульса возбуждения  $\sim 30$  нс позволит реализовать устойчивый объемный разряд накачки и получить характеристики для KrCl-лазера, близкие к теоретическим.

Была использована электрическая схема на основе генератора Фитча с инверсией напряжения и последующей перезарядкой на разрядную емкость. Электрическая схема генератора накачки представлена на рис. 1. Накопительные емкости  $C_1 = 97.6$  нФ и  $C_2 = 51.6$  нФ набирались из конденсаторов марки TDK UHV-6A, 2700 pF & 30 kV. Разрядная емкость  $C_3 = 32$  нФ состояла из 16 конденсаторов марки Murata DHS, 2000 pF & 40 kV. В качестве коммутатора использовался тиратрон ТПИ1-10к/20. УФ предыонизация разрядного промежутка осуществлялась автоматически, при протекании тока через искровые зазоры, установленные в электрической цепи накачки лазера. Зарядное напряжение накопительных емкостей изменялось в диапазоне 18–25 кВ.

Электроды разрядного промежутка имели длину рабочей поверхности 65 см и располагались на расстоянии

С.А.Ямпольская, А.Г.Ястремский, А.В.Пучикин. Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, 634055 Томск, просп. Академический, 2/3; e-mail: s\_yampolskaya@yahoo.com  
Е.В.Горлов. Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия, 634055 Томск, пл. Акад. Зуева, 1  
Ю.Н.Панченко. Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, 634055 Томск, просп. Академический, 2/3; Национальный исследовательский Томский государственный университет, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 36.

Поступила в редакцию 28 февраля 2023 г., после доработки – 18 апреля 2023 г.

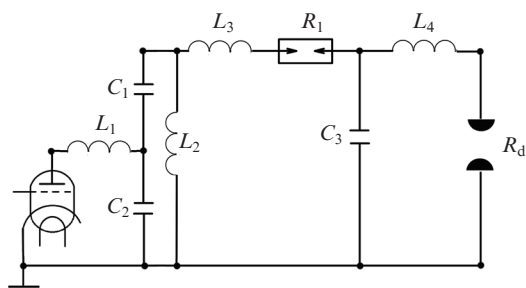


Рис.1. Электрическая схема возбуждения:  $C_1 = 97$  нФ,  $C_2 = 49$  нФ,  $C_3 = 30$  нФ;  $L_1 = 20$  нГн,  $L_2 = 100$  мкГн,  $L_3 = 90$  нГн,  $L_4 = 5$  нГн;  $R_1$  – искровая предионизация;  $R_d$  – разрядный промежуток.

2.4 см друг от друга. Лазерная камера закрывалась окнами из  $\text{CaF}_2$ , установленными параллельно зеркалам внешнего резонатора с коэффициентами отражения 7% и 99%. Длина резонатора составляла 120 см. Подобное сочетание конфигурации разрядной камеры и электрической схемы позволило реализовывать импульсы возбуждения с высокой удельной плотностью мощности (более  $12 \text{ МВт/см}^3$ ).

### 3. Аппаратура и методики измерений

В эксперименте измерялись энергетические и амплитудно-временные характеристики импульсов тока, напряжения, а также лазерного излучения. Измерение временной формы лазерного импульса проводилось фотодиодом ФЭК 22СПУ с помощью осциллографа TDS-3032. Энергия излучения регистрировалась калориметром Gentec-E. Импульсы напряжения измерялся с помощью омического делителя, расположенного между конденсатором  $C_3$  и разрядным промежутком. Импульсы тока регистрировался малоиндуктивным омическим шунтом, установленным на конденсаторе  $C_3$ . В экспериментах по регистрации спектра лазерного излучения использовался монохроматор Shamrock SR500i, с периодом дифракционной решетки 1800 штр./мм и iCCD-камера DH334T.

### 4. Модель электроразрядного KгCl-лазера

Вместе с экспериментальными исследованиями проводилось компьютерное моделирование работы лазера. Модель лазера структурно повторяет ранее разработанные нами модели ХеСl- и KгF-лазеров [10, 11]. Основным приближением, которое использовалось в модели, являлось предположение однородности разряда накачки в плоскости, перпендикулярной оптической оси в течение всего импульса возбуждения. Вдоль оптической оси разряд разбивался на слои (рис.2). Для каждого слоя находи-

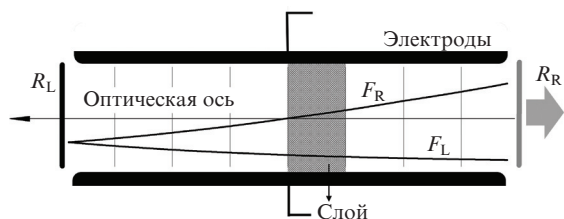


Рис.2. Геометрия лазера вдоль оптической оси;  $R_R, R_L$  – коэффициенты отражения зеркал резонатора,  $F_R, F_L$  – правый и левый потоки фотонов.

лись функция распределения электронов по энергиям и концентрации частиц плазмы. Развитие фотонной лавины в резонаторе описывалось волновыми уравнениями вида

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

где  $F_L(l,t)$  и  $F_R(l,t)$  – два встречных потока лазерных фотонов;  $l$  – расстояние вдоль оптической оси;  $t$  – время;  $N_{\text{KгCl}}$  – концентрация эксимерных молекул;  $\sigma^*$ ,  $\sigma_i$  – сечения индуцированного излучения и поглощения лазерных фотонов частицами типа  $i$ ;  $N_i$  – концентрация поглощающих частиц;  $\tau$  – спонтанное время жизни молекулы KгCl;  $c$  – скорость света;  $\Omega$  – часть спонтанных фотонов, направление распространения которых совпадает с направлением оптической оси.

Функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) 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 для каждой наносекунды длительности разряда решалось стационарное уравнение Больцмана (квазистационарный подход). Согласно [12] уравнение Больцмана было записано в виде

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

Здесь  $J$  – поток электронов в области энергий;  $S$  – интеграл столкновений;  $\epsilon$  – энергия электрона. Поток электронов  $J$  был представлен как:

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

Член  $J_f$  определяет нагрев электронов электрическим полем,  $J_m$ ,  $J_{ee}$  и  $J_{ei}$  характеризуют вклад упругих, электрон-электронных и электрон-ионных столкновений. Интеграл столкновений  $S$  содержит член, учитывающий неупругие и сверхупругие взаимодействия  $S_u$ , ионизацию  $S_i$  и рекомбинацию  $S_a$ :

$$S(\epsilon) = S_u(\epsilon) + S_i(\epsilon) - S_a(\epsilon). \quad (4)$$

Более подробное описание членов  $J(\epsilon)$  и  $S(\epsilon)$  и метод решения уравнения (2) можно найти в работе [11]. В модели были использованы зависимости от энергии сечений возбуждения и ионизации: Ne из работ [13–16], Kг – [17–20], HCl – [21], He – [22–25].

Созданная модель кинетики позволила проводить численное моделирование работы лазера на В-Х-переходе молекулы KгCl при разрядном возбуждении смесей, содержащих газы He, Ne, HCl и Kг в разных пропорциях. Всего в модель было включено 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  $\text{Ne}$ , два возбужденных уровня с энергиями 16.6 и 18.3 эВ, а также ион  $\text{Ne}^+$ . Для атома криптона – основное состояние  $\text{Kr}$ , три возбужденных уровня с энергией 10.86, 11.5 и 12.3 эВ, а также ион  $\text{Kr}^+$ . Модель молекулы  $\text{HCl}$  включала основное состояние, три уровня колебательно-возбуждения и два электронно-возбужденных уровня. Кроме того, в модель включены процессы с участием возбужденных молекул  $\text{Ne}_2^*$ ,  $\text{He}_2^*$ ,  $\text{Kr}_2^*$  и ионов  $\text{Ne}_2^+$ ,  $\text{He}_2^+$ ,  $\text{Kr}_2^+$ ,  $\text{HCl}^+$ ,  $\text{NeKr}^+$ ,  $\text{HeKr}^+$ ,  $\text{Cl}^+$ . Поскольку основные процессы рождения и гибели молекул  $\text{KrCl}^*$  идентичны молекулам  $\text{XeCl}^*$  [26], за основу была взята модель [10] с последующей коррекцией скоростей процессов для молекулы  $\text{KrCl}$  [27]. Для эксимерной молекулы рассчитывались населенности электронных уровней В и С в основном состоянии, а также уровня, который объединяет все колебательно-возбужденные уровни  $v > 0$ . Нижний уровень  $\text{KrCl}(X)$  полагался разлетным. Константы скоростей реакций с участием тяжелых частиц были взяты из работ [28–32]. Полученная система уравнений баланса для концентрации частиц решалась численно методом Гира [33].

Для расчета токов и напряжений на активных элементах электрической схемы возбуждения были использованы вычислительные методы машинного анализа электронных схем [34].

Верификация работы модели проводилась сравнением с результатами эксперимента по следующим параметрам: величина лазерной энергии, время запаздывания и форма импульса излучения, а также значения токов  $I_{C_3}$  и напряжений  $U_{C_3}$  на обострительной емкости  $C_3$  для диапазона зарядных напряжений  $U_0 = 19\text{--}23$  кВ. Для примера на рис.3 представлены экспериментальные и расчетные зависимости  $I_{C_3}$ ,  $U_{C_3}$ ,  $U_d$  (напряжения на электродах) от времени для рабочей смеси  $\text{He/Kr/HCl}$  (2850/150/2.5 мбар) и зарядного напряжения 19 кВ. Видно хорошее согласие по величине и форме тока зарядки первого полупериода. Расхождение во втором полупериоде мы связываем с ухудшением однородности разряда, что невозможно учесть в рамках 1D-модели. Сильное ухуд-

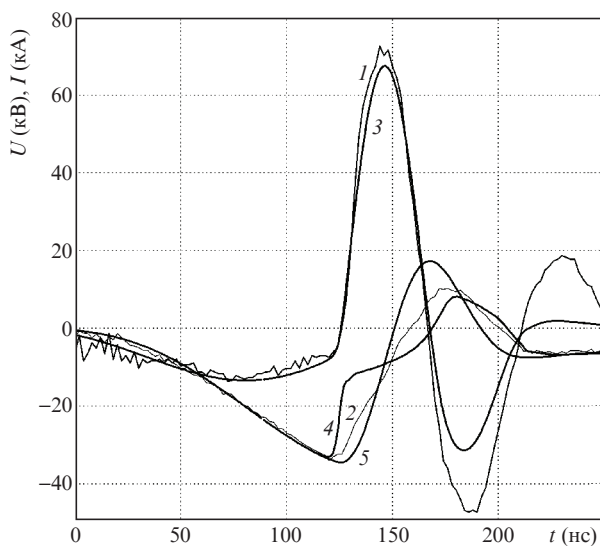


Рис.3. Зависимости от времени токов  $I_{C_3}$  (1, 3) и напряжений  $U_{C_3}$  (2, 5) на обострительной емкости  $C_3$ , а также напряжения на электродах  $U_d$  (4) (1, 2 – эксперимент; 3, 4, 5 – расчет); давление смеси  $\text{He/Kr/HCl}$  2850/150/2.5 мбар,  $U_0 = 19$  кВ.

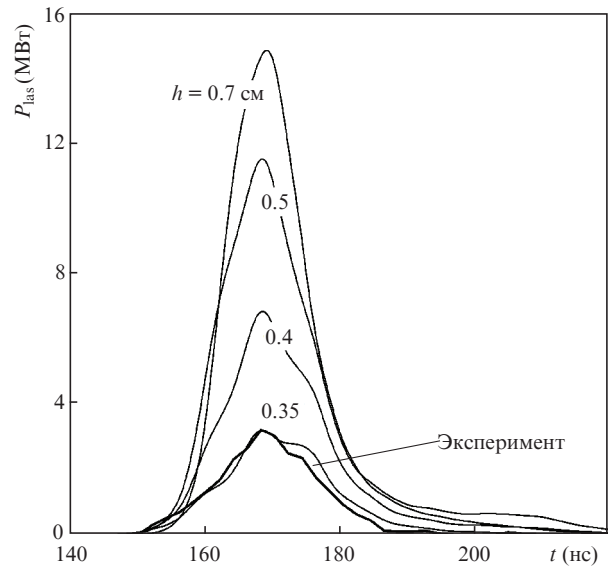


Рис.4. Экспериментальная и теоретические временные зависимости мощности лазерного излучения  $P_{\text{las}}$  (давление смеси  $\text{He/Kr/HCl}$  2850/150/2.5 мбар,  $U_0 = 23$  кВ) для разной ширины разряда накачки.

шение однородности разряда на втором полупериоде тока подтверждается визуальными наблюдениями. По всем проанализированным режимам расхождение экспериментальных и расчетных значений токов и напряжений не превышало 3% для первого полупериода и 60% для второго.

То, что объемные характеристики разряда изменяются во время импульса возбуждения, составляет некоторые трудности при анализе результатов моделирования. На рис.4 представлены измеренная и рассчитанные зависимости мощности лазерного излучения от времени для разной ширины разряда накачки. Все остальные условия формирования разряда оставались постоянными. Видно, что согласие результатов расчета и эксперимента достигается при эффективной ширине разряда 0.35 см. В этом случае разница между теоретическим и экспериментально измеренным значениями энергии генерации составляла менее 1%. Автограф лазерного излучения для этого режима показывает ширину  $\sim 0.4$  мм. Далее в расчетах мы использовали эффективную ширину разряда. Она остается неизменной во времени, но наиболее точно позволяет описать поведение как электрических характеристик разряда, так и его возможности создавать лазерную генерацию.

## 5. Результаты и их обсуждение

В экспериментах были использованы газовые смеси  $\text{Kr/HCl}$  с  $\text{Ne}$  либо с  $\text{He}$  в качестве буферного газа при полном давлении 3–3.6 атм. На рис.5 представлены зависимости энергии лазерного излучения от зарядного напряжения для смесей, на которых получены лучшие результаты по энергии лазерной генерации. Для смеси с гелием была получена энергия 55 мДж. Для неона в качестве буферного газа была получена лазерная энергия лазерной генерации до 120 мДж. На рис.5 также представлены результаты численного моделирования. Для всех зарядных напряжений эффективная ширина разряда считалась одинаковой и составляла 0.28 см для смесей с гелием и 0.35 см

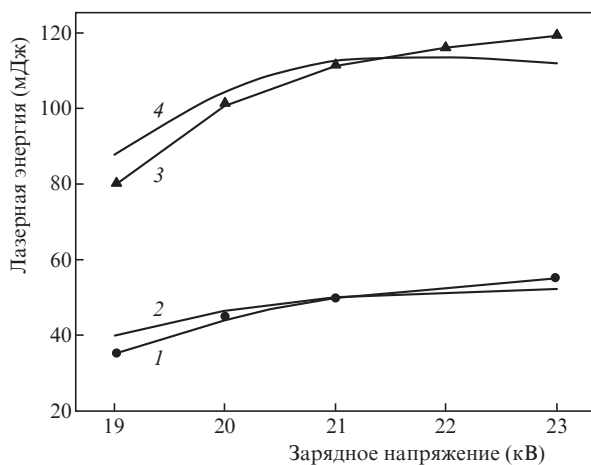


Рис.5. Зависимости лазерной энергии от зарядного напряжения для смесей Ne/Kr/HCl с давлением 2850/150/2.5 мбар (1, 2); Ne/Kr/HCl с давлением 3050/150/2.5 мбар (3, 4) (1, 3 – эксперимент; 2, 4 – моделирование).

для смесей с неонам. Видно хорошее совпадение теоретических и экспериментальных зависимостей как по величине, так и по их характеру.

То, что в нашей работе была получена более высокая энергия излучения при использовании Ne в качестве буферного газа, согласуется с работами [4] и [7], в которых при близких условиях возбуждения получена удельная энергия излучения ~3 и 6 Дж/л для смесей с He и Ne соответственно. Для определения механизмов влияния сорта буферного газа на выходные характеристики KrCl-лазера был проведен численный анализ. На рис.6,а представлены зависимости токов и напряжений на плазме для режимов, реализованных в смесях Ne/Kr/HCl и He/Kr/HCl при одинаковом парциальном давлении компонент 2850/150/2.5 мбар и зарядном напряжении 20 кВ. Видно, что разрядный промежуток, заполненный смесью с неонам, пробивается при меньшем напряжении, кроме того в максимуме тока сопротивление разряда с неонам в 3.5 раза ниже, чем его сопротивление с гелием, из-за высоких значений транспортного сечения для гелия в области низких энергий электронов. Большая потеря энергии электронов в столкновениях с гелием является причиной более низкой температуры электронов в таких разрядах (рис.6,б) и, как следствие, более низких скоростей ионизации и возбуждения.

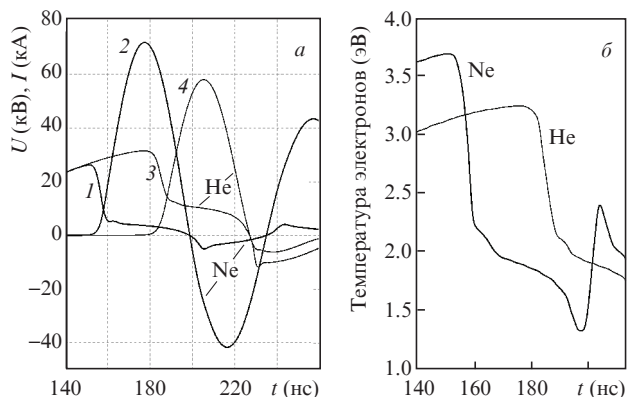


Рис.6. Временной ход напряжения на плазме (1, 3) и тока разряда (2, 4) для Ne/Kr/HCl (1, 2) и He/Kr/HCl (3, 4) (а), а также временной ход средней энергии электронов (б).

### 6. Оптимальная плотность мощности накачки для получения максимальной энергии излучения

Зависимость энергии излучения от зарядного напряжения в достаточно большом диапазоне его изменения всегда имеет максимум. Для газовых смесей, в которых донор галогена не восстанавливается за время длительности импульса, положение максимума на шкале напряжений определяется режимом накачки, при котором происходит полное его использование. Для примера на рис.7 представлены расчетные зависимости удельной энергии излучения и процента использованной концентрации HCl от зарядного напряжения для смесей газов Ne/Kr/HCl с давлением 2850/150/2.5 и 2850/150/3.8 мбар. С ростом запасенной энергии увеличивается процент молекул HCl, которые участвуют в реакциях, приводящих к рождению эксимерных молекул. Это обеспечивает сильную зависимость лазерной энергии от зарядного напряжения. После истощения донора галогена рост зарядного напряжения не вызывает увеличения энергии излучения.

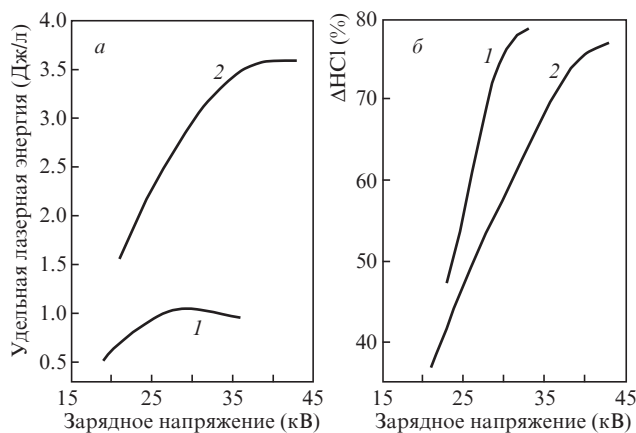


Рис.7. Зависимости от зарядного напряжения удельной энергии излучения (а) и процента выгорания HCl (б) для рабочих смесей Ne/Kr/HCl с давлениями 2850/150/2.5 (1) и 2850/150/3.8 мбар (2); ширина разряда – 0.8 см.

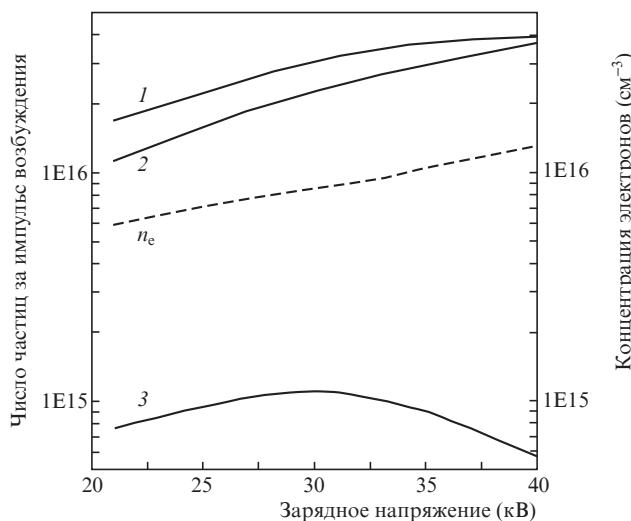


Рис.8. Зависимости от зарядного напряжения интегрального за весь импульс числа частиц: 1 – рожденных KrCl, 2 – погибших в процессах тушения KrCl, 3 – фотонов, а также концентрации электронов в максимуме тока.

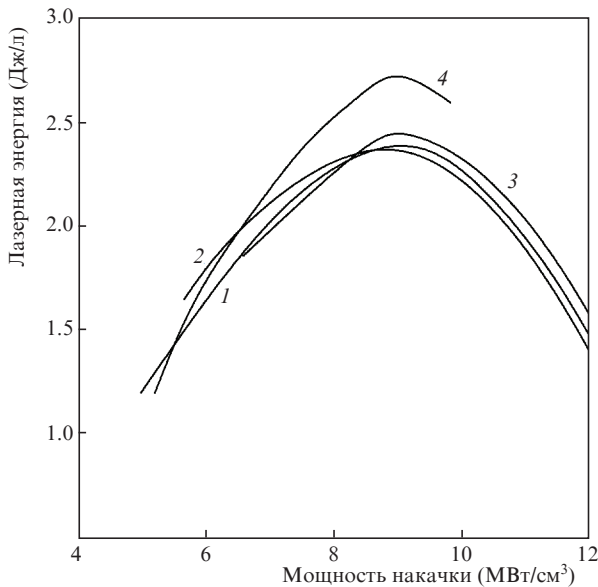


Рис.9. Зависимости энергии излучения лазера от мощности разряда в максимуме импульса накачки для режимов:  $U_0 = 19$  кВ,  $h = 0.6-0.2$  см (1);  $U_0 = 23$  кВ,  $h = 0.8-0.4$  см (2);  $h = 0.3$  см,  $U_0 = 14-23$  кВ (3);  $h = 0.6$  см,  $U_0 = 15-28$  кВ (4); рабочая смесь He/Kr/HCl (2850/150/2.5 мбар), величины рассчитаны на объем разряда.

Анализ плазмохимических процессов, происходящих в активной среде лазера при больших зарядных напряжениях, показал, что достижение высоких значений лазерной энергии ограничивают процессы столкновительного тушения эксимерных молекул с электронами. На рис.8 представлены интегральные за весь импульс возбуждения число рожденных эксимерных молекул KrCl, погибших в столкновениях молекул KrCl, число рожденных лазерных фотонов, а также концентрация электронов в максимуме тока в зависимости от зарядного напряжения  $U_0$ . Давление газовой смеси He/Kr/HCl составляет 2850/150/2.5 мбар. Видно, что с ростом  $U_0$  зависимость количества рожденных молекул KrCl выходит на насыщение, а число потерянных молекул KrCl продолжает расти. Таким образом, наблюдается диапазон зарядных напряжений, где с ростом зарядного напряжения лазерная генерация ослабевает.

Влияние характеристик возбуждения разряда на лазерную генерацию удобно описывать вместо зарядного напряжения плотностью мощности разряда. Поскольку в настоящей работе под плотностью мощности мы подразумеваем плотность мощности в максимуме импульса накачки, полученные значения оптимальной плотности мощности будут выше, чем в работах [7, 35], где под плотностью мощности полагалась средняя за импульс возбуждения величина  $\langle P_p \rangle = E_{st}/\tau_p/V$  ( $E_{st}$  – энергия, запасенная в обстреливаемой емкости;  $\tau_p$  – длительность импульса накачки по основанию;  $V$  – объем разряда).

Несмотря на то, что величина энергии лазерного излучения зависит не только от максимальной плотности мощности разряда накачки, ее максимум достигается при определенном  $P_p$  с хорошей точностью. На рис.9 представлены зависимости энергии излучения лазера (приведенной на объем активной среды) от удельной мощности разряда в максимуме импульса накачки. Кривые получены для одного состава рабочей смеси, но разных условий формирования разряда. Для зависимостей 1 и 2 увеличению плотности мощности накачки обеспечивалось уменьшением ширины разряда при неизменном зарядном напряжении (19 и 23 кВ соответственно). Кривые 3 и 4 получены увеличением зарядного напряжения при постоянной ширине разряда (0.3 и 0.6 см соответственно).

## 7. Зависимость оптимальной плотности мощности накачки от парциальных давлений компонент рабочей смеси

На рис.10 представлены зависимости оптимальной плотности мощности накачки и максимальной лазерной энергии от парциального давления Ne и Kr в рабочей смеси. Содержание в смеси донора галогена составляло 2.5 мбар. Каждая точка на поверхности соответствует максимуму на зависимости энергии излучения от мощности накачки для фиксированного состава смеси. Видна слабая зависимость оптимальной плотности мощности накачки от давления Kr и близкий к линейному рост  $P_p$  с увеличением парциального давления Ne. Кроме того, оптимальная плотность мощности накачки увеличивается с ростом в рабочей смеси парциального давления HCl

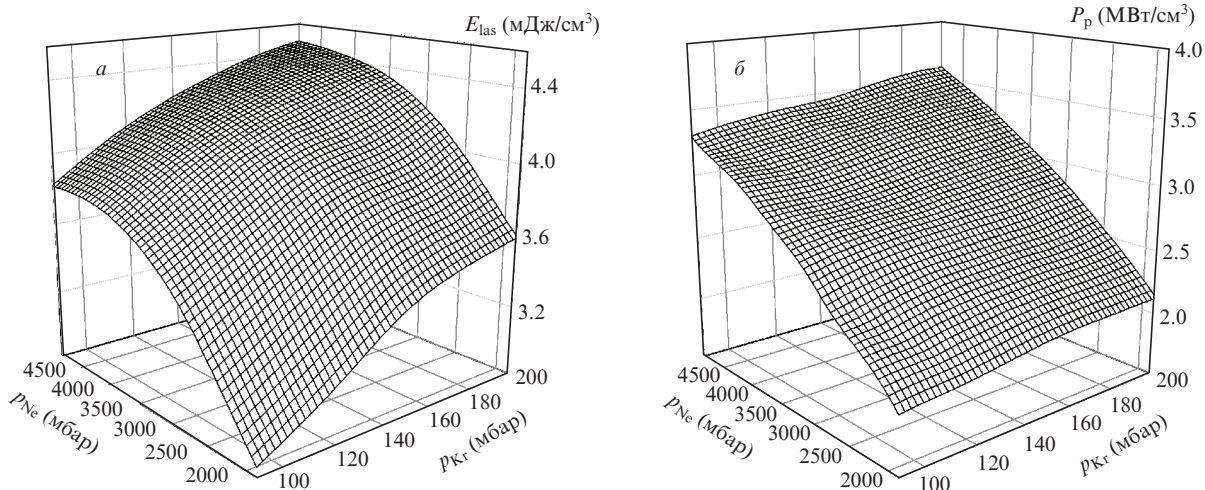


Рис.10. Зависимости от парциального давления Kr и Ne объемной плотности лазерной энергии  $E_{las}$  (а), плотности мощности накачки  $P_p$ , при которой получена максимальная энергия генерации (б); парциальное давление HCl 2.5 мбар.

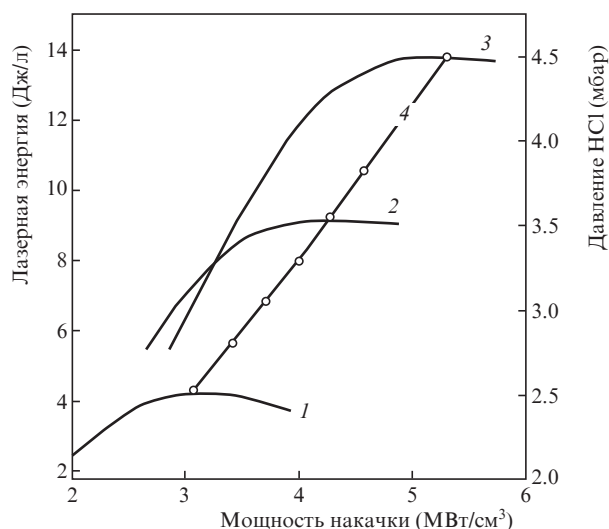


Рис.11. Зависимость объемной плотности лазерной энергии от плотности мощности в максимуме импульса накачки для давления HCl 2.5 (1), 3.5 (2), 4.5 мбар (3), а также зависимость оптимальной плотности мощности накачки от давления HCl (4); давление Ne/Kr 3050/150 мбар.

(рис.11). С точностью до 10%, плотность мощности накачки, которая необходима для получения максимальной лазерной энергии можно оценить как  $P_p \approx 3 \times 10^{-4} p_{Ne} p_{HCl}$ , где  $P_p$  – измеряется в МВт/см³,  $p_{Ne}$  и  $p_{HCl}$  – парциальные давления Ne и HCl (в мбар).

## 8. Заключение

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование работы KrCl-лазера при его возбуждении мощным ( $\sim 10$  МВт/см³) электрическим импульсом с длительностью  $\sim 30$  нс. Экспериментально на длине волны 222 нм были получены энергии излучения 55 и 120 мДж на смесях с буферным газом Ne и Ne соответственно.

Теоретическое исследование процессов в активной среде лазера и влияния на них условий накачки проводилось методом численного моделирования. Было показано, что большое сечение упругих столкновений с атомами Ne является причиной получения более низкой энергии лазерной генерации в газовых смесях, его содержащих, по сравнению с Ne.

Численный анализ реализованных в эксперименте режимов накачки показал, что малая ширина разряда накачки, связанная с большой кривизной электродов, являлась причиной, по которой не получилось достичь значений энергии лазерного излучения, сравнимых с результатами других опубликованных работ.

Определены условия по плотности мощности накачки и составу газовой среды для получения максимальной лазерной энергии. На основе полученных численных данных была предложена зависимость необходимой плотности мощности накачки от парциальных давлений компонент газовой смеси, которая, несмотря на приближенный характер, может быть полезна на этапе проектирования KrCl-лазера с заданными параметрами.

Работа выполнена при поддержке Программы развития Томского государственного университета (Приоритет-2030) и в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ FWRM-2021-0014).

1. Decker M., Sick V. *Appl. Opt.*, **35**, 482 (1996).
2. Murray J.R., Powell H.T. *Appl. Phys. Lett.*, **29**, 252 (1976).
3. Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. *Квантовая электроника*, **28** (2), 136 (1999) [*Quantum Electron.*, **29** (8), 694 (1999)].
4. Ражев А.М., Жупиков А.А., Каргапольцев Е.С. *Квантовая электроника*, **34** (2), 95 (2004) [*Quantum Electron.*, **34** (2), 95 (2004)].
5. McKee T.J., James D.J., Nip W.S., Weeks R.W., Willis C. *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 943 (1980).
6. Panchenko Yu., Puchikin A., Yampolskaya S., Bobrovnikov S., Gorlov E., Zharkov V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **57**, 9316233 (2021).
7. Ражев А.М., Жупиков А.А. *Квантовая электроника*, **38** (11), 1005 (2008) [*Quantum Electron.*, **38** (11), 1005 (2008)].
8. Armandillo E., Luches A., Nassisi V., Perrone M.R. *Appl. Phys. Lett.*, **42**, 860 (1983).
9. Panchenko A.N., Tarasenko V.F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31** (7), 1231 (1995).
10. Bychkov Yu., Yampolskaya S., Yastremsky A. *Plasm. Phys. Rep.*, **39**, 374 (2013).
11. Yampolskaya S.A., Yastremskii A.G., Panchenko Yu.N., Puchikin A.V., Bobrovnikov S.M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **56**, 1500209 (2020).
12. Rockwood S. *Phys. Rev. A*, **8**, 2348 (1973).
13. Register D., Trajmar S., Steffensen G. *Phys. Rev. A*, **29**, 1793 (1984).
14. Krishnakumar E., Srivastava S. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **21**, 1055 (1988).
15. Boffard J., Keeler M., Piech G., Anderson L., Lin C. *Phys. Rev. A*, **64**, 032708 (2001).
16. Ton-That D., Flannery M. *Phys. Rev. A*, **15**, 517 (1977).
17. Chilton J., Stewart Jr.M., Lin C. *Phys. Rev. A*, **62**, 032714 (2000).
18. Rejoub R., Lindsay B., Stebbings R. *Phys. Rev. A*, **65**, 042713 (2002).
19. Hyman H. *Phys. Rev. A*, **18**, 441 (1978).
20. Hyman H. *Phys. Rev. A*, **20**, 855 (1979).
21. Knoth G., Radle M., Gote M., Ehrhardt H., Jung K. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **22**, 299 (1989).
22. Frost L., Phelps A. *Phys. Rev. A*, **136**, 1538 (1964).
23. Lowke J., Phelps A., Irwin B. *J. Appl. Phys.*, **44**, 4664 (1973).
24. Rapp D., Englander-Golden P. *J. Chem. Phys.*, **43**, 1464 (1965).
25. Dixon A., Harrison M., Smith A. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **15**, 2617 (1976).
26. Пезт В.Э., Сливинский Е.В., Трещалов А.В. *Квантовая электроника*, **17** (4), 438 (1990) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **20** (4), 372 (1990)].
27. Boichenko A.M., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **14** (1), 1 (2004).
28. Kannari F., Obara M., Fujioka T. *J. Appl. Phys.*, **57**, 4309 (1985).
29. Бойченко А., Держиев В., Жидков А., Карелин А., Коваль А., Серeda O., Яковленко С. *Труды ИОФАН*, **21**, 44 (1989).
30. Ongy D.S., Tou T.Y., Low K.S. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **29**, 2586 (1996).
31. Riva R., Legentil M., Pasquiers S., Puech V. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28**, 856 (1995).
32. Armandillo E., Luches A., Nassisi V., Perrone M.R. *Appl. Opt.*, **24**, 18 (1985).
33. Gear C. *SIAM Review*, **23**, 10 (1981).
34. Чуа Л., Лин П-М. *Машиный анализ электронных схем* (М.: Энергия, 1980). [Chua L., Lin P-M. *Computer Aided Analysis of Electronic Circuits, Algorithms and Computational Techniques* (Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1975)].
35. Мельченко С.В., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. *Письма в ЖТФ*, **12**, 171 (1986).