

09

## Электроразрядный KrF-лазер с высокой удельной энергией излучения

© Ю.Н. Панченко,<sup>1</sup> А.В. Пучикин,<sup>1</sup> С.А. Ямпольская,<sup>1</sup> М.В. Андреев,<sup>1</sup> Е.В. Горлов,<sup>2</sup> В.И. Жарков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт сильноточной электроники СО РАН,  
634055 Томск, Россия

<sup>2</sup> Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН,  
634055 Томск, Россия  
e-mail: yu.n.panchenko@mail.ru

Поступило в Редакцию 11 февраля 2022 г.  
В окончательной редакции 16 марта 2022 г.  
Принято к публикации 2 апреля 2022 г.

Представлены результаты экспериментальных и численных исследований электроразрядного KrF-лазера с удельной мощностью накачки 3.5 и 7 MW/cm<sup>3</sup>, при этом получена генерация с удельной энергией импульса излучения ~ 6 и 9.5 J/l при внутреннем КПД по энергии ~ 4%. Показаны временные зависимости образования заряженных и возбужденных частиц в плотной эксимерной плазме с концентрацией электронов ~ 10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup>. Предложены условия эффективной работы лазера, что позволит обеспечить дальнейшее повышение удельной энергии излучения более чем в два раза с сохранением высокого внутреннего КПД лазера относительно вложенной в разряд энергии

**Ключевые слова:** KrF-лазер, мощность накачки, удельная энергия излучения, объемный разряд, КПД лазера.

DOI: 10.21883/JTF.2022.06.52516.32-22

### Введение

В настоящее время электроразрядные KrF-лазеры остаются наиболее мощными источниками в УФ диапазоне спектра. Однако в виду природной неустойчивости горения объемного разряда в плотных газовых средах с фторидами, полный КПД (от энергии, запасенной в накопительной емкости) таких лазеров составляет не более 2.5% при максимальной удельной энергии излучения до 6 J/l [1,2]. В то же время КПД коммерческих эксимерных лазеров не превышает 2%, а удельная энергия излучения не превышает 3 J/l [3]. Тем не менее ранее была показана возможность достижения в электронно-пучковом KrF-лазере максимальной удельной энергии импульса излучения не менее 20 J/l при внутреннем КПД (от вложенной в активный объем энергии накачки) ~ 11% [4,5]. Также следует отметить, что в имеющихся численных моделях электроразрядных KrF-лазеров теоретически была показана возможность достижения максимальных удельных энергий генерации 10 J/l, однако в этих условиях накачки внутренний КПД не превышает ~ 1% [6].

Из имеющихся в литературе исследований электроразрядных эксимерных лазеров с высокими удельными мощностями накачки, необходимыми для получения высокого энергосъема с активной среды, было выявлено несколько основных причин, приводящих к снижению ожидаемых параметров лазера, а именно повышение скорости процессов тушения электронами рабочих молекул KrF\* с ростом их концентрации [6]; выгорание молекул галогена, а также рассеяние излучения в разрядной

плазме при образовании в ней токовых нитевидных микроканалов [7–10]; контракция разряда в результате развития локальных токовых макроканалов в объемном разряде [11–13].

Также следует отметить, что наличие нелинейных сопротивлений (основной разряд, коммутатор, разрядники, используемые для искровой предыонизации) в электрическом контуре накачки лазера существенно ограничивают эффективность ввода энергии в разряд, из-за различия физических условий, требующихся для зажигания или поддержания горения объемного разряда. Одним из способов решения данной проблемы является использование в электрической цепи лазера двух или нескольких генераторов накачки [14–16] или применение фототриггерного режима работы [17,18].

Однако в имеющихся технологических KrF-лазерах с энергией излучения ~ 1 J наибольшее распространение получили двухконтурные или трехконтурные электрические цепи накачки (C–C- или L–C-инвертор) из-за простоты и надежности работы таких систем. Однако в этом случае формирование и поддержание горения объемного разряда осуществляется в основном от одной разрядной емкости, расположенной вблизи разрядного промежутка (РП). В этих условиях работы лазера повышаются требования к РП, в котором должна быть реализована высокая однородность распределения электрического поля [19] и начальной предыонизации. При этом разрядный контур электрической цепи накачки должен иметь малую величину волнового сопротивления и обеспечивать эффективную работу лазера в импульсно-периодическом режиме. Технические сложности в ре-

лизации данных условий приводят к тому, что в таких типах лазерах удельные мощности накачки находятся в диапазоне  $1 - 3 \text{ MW/cm}^3$  и, следовательно, не позволяют повысить удельную энергию выходного излучения.

Таким образом, целью настоящей работы являлось изучение возможности достижения удельной энергии импульса излучения более  $10 \text{ J/l}$  при высоком КПД электроразрядного КrF-лазера.

## 1. Экспериментальная установка и методики измерений

Экспериментальные исследования проводились на электроразрядном КrF-лазере серии ELF с энергией в импульсе до  $1 \text{ J}$  и частотой повторения импульсов до  $100 \text{ Hz}$ , разработанном в ИСЭ СО РАН [20]. Накачка КrF-лазера осуществлялась от генератора Фитча (LC-инвертор) с перезарядкой на разрядную емкость (рис. 1). Автоматическая УФ-предыонизация осуществлялась от искровых промежутков при протекании через них тока перезарядки конденсаторов. В качестве коммутатора использовался тиратрон ТПИ1-10к/20. Зарядное напряжение изменялось в диапазоне  $18 - 24 \text{ kV}$ . Параметры электрической схемы накачки были следующими: емкости  $C_1$ ,  $C_2$  и  $C_3$  имели величину  $97$ ,  $49$  и  $30 \text{ nF}$  соответственно. Значение индуктивности  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_3$  и  $L_4$  электрических контуров составляли  $20 \text{ nH}$ ,  $100 \mu\text{H}$ ,  $90 \text{ nH}$  и  $4 \text{ nH}$  соответственно.

Длина электродов была равна  $450 \text{ mm}$ , межэлектродное расстояние —  $25.5 \text{ mm}$ , электроды имели рабочую поверхность, близкую к радиусу кривизны  $\sim 120 \text{ mm}$  и радиусами закруглений, описываемыми профилем Эрнста для имеющийся ширины электрода  $28 \text{ mm}$  [19], что позволяло удерживать ширину разряда  $9 - 10 \text{ mm}$ . Лазерная камера закрывалась окнами из  $\text{CaF}_2$ , установленными под углом Брюстера к оптической оси. Внешний плоскопараллельный резонатор состоял из двух зеркал с коэффициентами отражения  $7$  и  $99\%$ , расположенными друг от друга на расстоянии  $1200 \text{ mm}$ .

Форма импульсов тока и напряжения на разрядной емкости  $C_3$  регистрировались с помощью токового шунта и резистивного делителя напряжения. Измерение временной формы лазерного излучения проводилось

фотодиодом ФЭК-22 СПУ-М с помощью осциллографа TDS-3032. Энергия излучения регистрировалась калориметром Gentec-E.

## 2. Кинетическая модель КrF-лазера

Для анализа полученных экспериментальных результатов использовалась разработанная в ИСЭ СО РАН 1D-численная модель КrF-лазера. Разряд считался однородным во всем объеме, а формирование потока индуцированного излучения происходило вдоль оптической оси между параллельными плоскими зеркалами. Модель включала систему уравнений, позволяющих описывать временное поведение токов и напряжений на элементах электрической схемы накачки, изменение концентраций частиц плазмы и электронов и формирование лазерного излучения вдоль длины резонатора. Для нахождения функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) был использован квазистационарный подход, в котором с шагом по времени  $1 \text{ ns}$  решалось стационарное уравнение Больцмана. Формулировка, метод решения уравнения Больцмана, а также методы решения остальных уравнений описаны в [21].

Концентрации частиц определялись из решения системы скоростных уравнений вида

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_j k_j N_m N_j - \sum_m k_m N_i N_m, \quad (1)$$

где  $N_i$  — концентрации частиц,  $k_i$  — константы скоростей реакций. Модель описывает изменение концентраций электронов  $n_e$ , возбужденных атомов Ne (разделены состояния  $3s$  и  $3p$ ), Kr ( $5s$ ,  $5p$  и эффективный уровень, объединяющий состояния  $4d$  и  $6s$ ), F ( $3s$  и  $3p$ ), а также концентраций колебательно-возбужденных молекул  $F_2$  (выделены  $v = 0, 1, 2, 3$ ) и ионов:  $\text{Ne}^+$ ,  $\text{Kr}^+$ ,  $\text{F}^+$ ,  $\text{F}^-$ ,  $\text{Kr}_2^+$ ,  $\text{Ne}_2^+$ ,  $\text{NeKr}^+$ . Также модель учитывала четыре уровня эксимерной молекулы КrF: два уровня с нулевым колебательным возбуждением для В- и С-состояния, а также объединенные колебательно-возбужденные верхние уровни. Полный перечень реакций и констант  $k_i$  представлен в [21].

Для определения выходной энергии лазера решалось уравнение для потока излучения  $F$ -вида

$$\frac{\partial F(l, t)}{\partial l} + \frac{1}{c} \frac{\partial F(l, t)}{\partial t} = F(l, t) (\sigma N_{\text{KrF}} - \sum_i \sigma_i N_i) + \Omega N_{\text{KrF}} / \tau, \quad (2)$$

где  $l$  — расстояние вдоль оси усилителя,  $c$  — скорость света,  $\sigma_i$  — сечения поглощения излучения частицами сорта  $i$ ,  $N_i$  — концентрация таких частиц;  $\tau$ ,  $\sigma$  и  $N_{\text{KrF}}$  — время жизни относительно спонтанного излучения, сечение индуцированного излучения и населенность верхнего лазерного уровня,  $\Omega$  — часть спонтанных фотонов, которые распространяются вдоль направления лазерных фотонов.

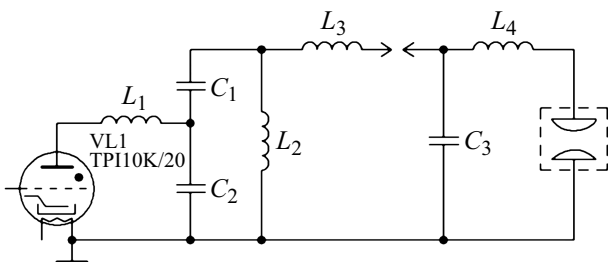


Рис. 1. Принципиальная электрическая схема накачки лазера.  $C_1 = 97 \text{ nF}$ ;  $C_2 = 49 \text{ nF}$ ;  $C_3 = 30 \text{ nF}$ ;  $L_1 = 20 \text{ nH}$ ;  $L_2 = 100 \mu\text{H}$ ;  $L_3 = 90 \text{ nH}$ ;  $L_4 = 4 \text{ nH}$ .

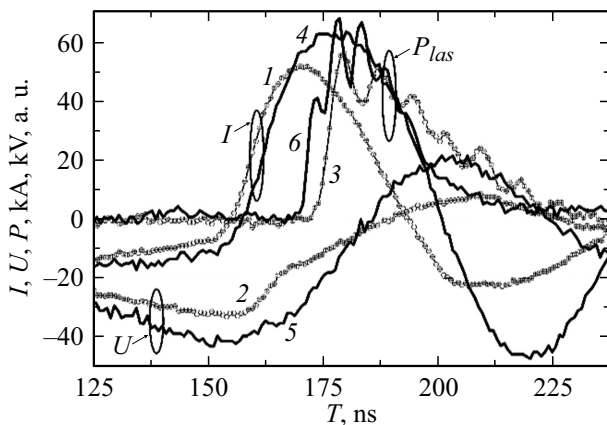
### 3. Экспериментальные и расчетные результаты

В проводимых нами экспериментальных и численных исследованиях [22] было показано, что использование электродов с радиусом рабочей поверхности  $R = 80 \text{ mm}$  не позволяет увеличить удельную энергию выходного излучения с повышением удельной мощности накачки из-за схлопывания разряда и неконтролируемого выгорания галогена в газовой среде. В представленных в настоящей работе исследованиях имеющиеся искажения электрического поля РП по ширине разряда не превышали 0.2%, для диапазона начальной напряженности электрического поля 12.5–16.3 kV/cm на центре оси электродов.

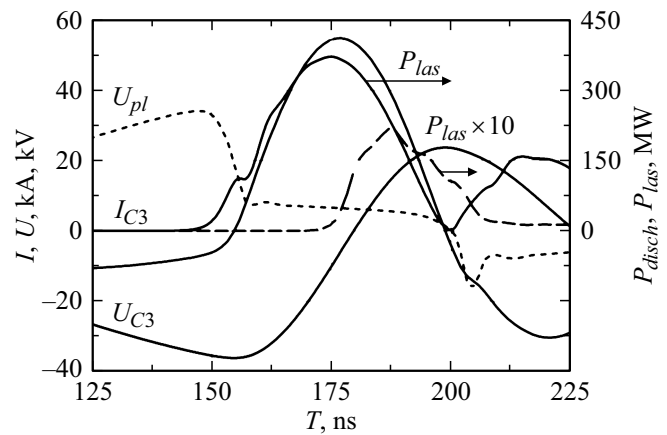
На рис. 2 приведены экспериментально полученные осциллограммы импульсов тока  $I$ , напряжения  $U$  на разрядном конденсаторе  $C_2$  и импульса излучения  $P_{las}$  для двух режимов работы лазера. Для режима № 1 использовалась газовая смесь  $\text{Ne/Kr/F}_2 = 3500/120/4.5 \text{ mbar}$  при  $U_0 = 18 \text{ kV}$  (кривые 1–3). Для режима № 2 — газовая смесь  $\text{Ne/Kr/F}_2 = 3500/120/7.5 \text{ mbar}$  при  $U_0 = 24 \text{ kV}$  (кривые 4–6).

Выбор данных режимов задавался поиском возможности одновременного достижения нескольких предельных параметров лазера, а именно максимального КПД лазера и максимальной удельной энергии лазерного излучения.

При использовании газовой смеси  $\text{Ne/Kr/F}_2 = 3500/120/4.5 \text{ mbar}$  была получена длительность импульса генерации  $\sim 30 \text{ ns}$  на полувысоте амплитуды и  $60 \text{ ns}$  по основанию, что косвенно подтверждает хорошую однородность горения разряда. При зарядном напряжении  $18 \text{ kV}$  энергия выходного излучения была  $0.62 \text{ J}$ , при этом внутренний КПД (относительно энергии запасенной в разрядной емкости) составил 3.9%. При ширине разряда  $9 \text{ mm}$  удельная энергия импульса излучения достигала величины  $6 \text{ J/l}$ . Энергия



**Рис. 2.** Осциллограммы импульсов тока — 1 и 4, напряжения — 2 и 5 на разрядной емкости  $C_3$ . Импульсы лазерного излучения — 3 и 6. Газовая смесь  $\text{Ne/Kr/F}_2 = 3500/120/4.5 \text{ mbar}$  при  $U_0 = 18 \text{ kV}$  (кривые 1–3). Газовая смесь  $\text{Ne/Kr/F}_2 = 3500/120/7.5 \text{ mbar}$  при  $U_0 = 24 \text{ kV}$  (кривые 4–6).



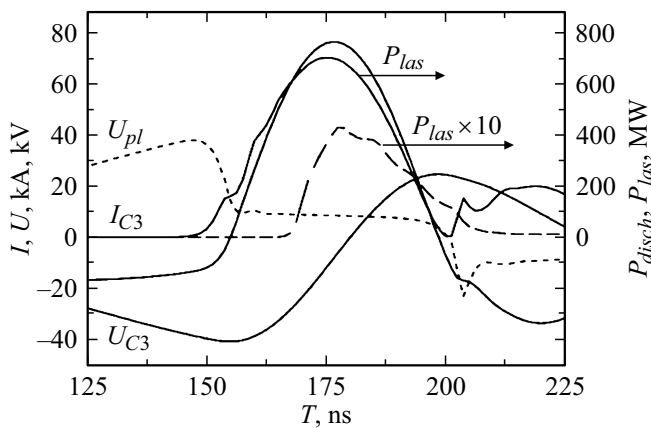
**Рис. 3.** Расчетные временные зависимости импульсов тока —  $I_{C3}$ , напряжения —  $U_{C3}$  на разрядной емкости  $C_3$ , напряжения —  $U_{pl}$  на плазме. Импульсы мощности накачки —  $P_{disch}$  и лазерного излучения —  $P_{las}$ . Газовая смесь  $\text{Ne/Kr/F}_2 = 3500/120/4.5 \text{ mbar}$  при  $U_0 = 18 \text{ kV}$ .

в разряд вводилась в колебательном режиме с полупериодом импульса тока  $\sim 40 \text{ ns}$  и скоростью нарастания разрядного тока  $4.6 \cdot 10^{13} \text{ A/s}$ .

На рис. 3 представлены результаты численного моделирования KrF-лазера для одного из рассматриваемых режимов работы. Видно, что полученные расчетные и экспериментальные результаты хорошо согласуются между собой. Максимальная плотность тока разряда составляла  $1.36 \text{ kA/cm}^2$ , напряженность поля в плазме в момент максимального тока —  $2.66 \text{ kV/cm}$ , соответственно мощность накачки —  $\sim 3.5 \text{ MW/cm}^3$ . Излучение формировалось в области максимальной мощности накачки, время генерации относительно начала разрядного тока составляло  $20 \text{ ns}$ . Максимальная мощность накачки была  $370 \text{ MW}$ , максимальная мощность излучения —  $22 \text{ MW}$ .

При дальнейшем увеличении мощности накачки до  $6\text{--}7 \text{ MW/cm}^3$  в газовой среде лазера было повышено парциальное давление галогена до  $7.5 \text{ mbar}$ , что позволяло компенсировать влияние выгорания молекул фтора на протекающие в разряде плазмохимические реакции.

На рис. 4 представлены численные результаты импульсов тока  $I$ , напряжения  $U$  на разрядном конденсаторе  $C_3$ , напряжения на плазме и временные зависимости мощности, вкладываемой в разряд  $P_{disch}$  и лазерного излучения  $P_{las}$ , полученные для смеси  $\text{Ne/Kr/F}_2 = 3500/120/7.5 \text{ mbar}$  при  $U_0 = 24 \text{ kV}$ . В этом случае максимальная мощность накачки достигала  $700 \text{ MW}$ , при этом удельная мощность накачки достигала величины  $6.7 \text{ MW/cm}^3$  в предположении однородного горения разряда. Время запаздывания генерации составляло  $\sim 17 \text{ ns}$ , энергия излучения была  $0.97 \text{ J}$  при максимальной лазерной мощности излучения  $41 \text{ MW}$ . Внутренний КПД лазера по мощности имел величину  $\eta = 5.8\%$ , внутренний КПД по энергии был  $\sim 3.9\%$ .



**Рис. 4.** Расчетные временные зависимости импульсов тока —  $I_{C3}$ , напряжения —  $U_{C3}$  на разрядной емкости  $C_3$ , напряжения —  $U_{pl}$  на плазме. Импульсы мощности накачки —  $P_{disch}$  и лазерного излучения —  $P_{las}$ . Газовая смесь  $Ne/Kr/F_2 = 3500/120/4.5$  mbar при  $U_0 = 24$  kV.

Максимальная плотность излучения при этом составила более  $9.5$  J/l, расчет был выполнен с учетом однородного горения разряда. Однако регистрируемый линейный рост энергии излучения от зарядного напряжения при несущественном изменении ширины горения разряда показывает возможность дальнейшего повышения удельной энергии излучения до величин более  $10$  J/l.

Временные зависимости концентрации электронов  $n_e$ , ионов  $Kr^+$ , возбужденных атомов  $Kr^*$ ,  $KrF(B_0)$  и молекулярного  $F_2$  для двух рассматриваемых режимов с концентрацией фтора  $4.5$  и  $7.5$  mbar показаны на рис. 5. До момента времени  $150$  ns концентрации возбужденных частиц, ионов и электронов увеличивались экспоненциально, при этом концентрация  $Kr^*$  была на порядок больше концентрации остальных частиц. Преобразование атомарных ионов  $Kr^+$  в молекулярные ионы  $NeKr^+$  и  $Kr_2^+$  происходило с большой скоростью и соотношением концентраций  $\sim 10/1$  соответственно.

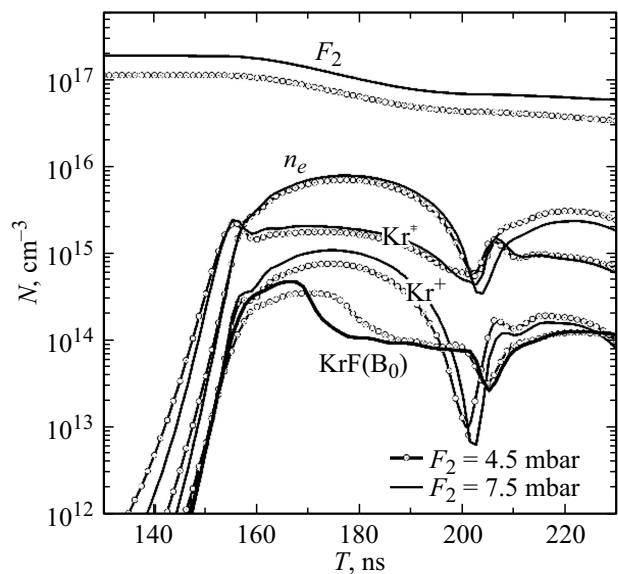
Для режима работы лазера со смесью  $Ne/Kr/F_2 = 3500/120/7.5$  mbar при  $U_0 = 24$  kV в момент  $150$  ns концентрация электронов в плазме составляла  $\sim 2 \cdot 10^{13}$   $cm^{-3}$ . С достижением такой концентрации электронов в плазме уменьшалась напряженность электрического поля и скорость прямой ионизации. При этом скорость процесса ступенчатой ионизации возбужденных атомов на каждом из возбужденных уровней быстро возрастала. С наибольшей скоростью ионизация происходила с третьего возбужденного уровня  $Kr^*$ , а с меньшей — со второго и первого уровней.

В интервал времени  $150$ – $155$  ns основная доля энергии накачки тратилась на возбуждение и прямую ионизацию криптона (рис. 5). Также происходило изменение в поведении концентрации частиц и их скоростей рождения и гибели. Рост концентрации  $Kr^*$  и  $n_e$  привел к повышению скорости ступенчатой ионизации, одновременно вырастали скорости прилипания электронов к

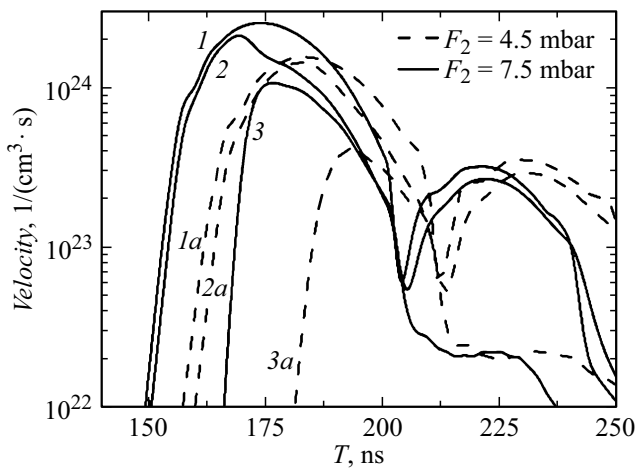
молекулам  $F_2$  ( $v = 0, 1$ ) и рекомбинации электронов с ионами  $Kr^{2+}$  и  $NeKr^+$ . Данный процесс дополнительно создавал возбужденные молекулы  $Kr^*$  со скоростью  $0.6 \cdot 10^{24}$   $cm^{-3}s^{-1}$  при скоростях возбуждения криптона электронным ударом  $1 \cdot 10^{24}$   $cm^{-3}s^{-1}$ , суммарная скорость образования  $Kr^*$  составила  $1.6 \cdot 10^{24}$   $cm^{-3}s^{-1}$  и была близка к скорости ступенчатой ионизации.

В общем случае характер зависимости полной скорости ионизации от времени зависел от начальных параметров генератора накачки. Уменьшение начальной напряженности поля на разрядном промежутке, увеличение индуктивности разрядного контура приведет к уменьшению общей скорости ионизации при переходе от прямой к ступенчатой ионизации. Это может вызвать пространственные неоднородности в плазме разряда, поскольку при переходе к ступенчатой ионизации обеспечивается более быстрый рост концентрации электронов в локальных областях с повышенной концентрацией электронов.

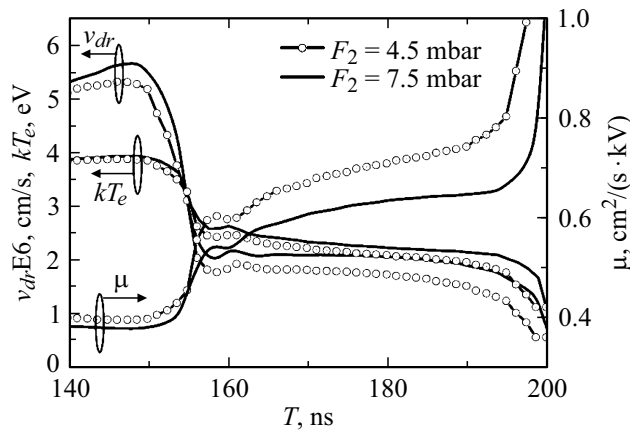
При дальнейшем развитии разряда ( $155$ – $200$  ns) напряжение на промежутке медленно понижалось, рост концентрации молекул  $Kr^*$  прекращался, а концентрации  $n_e$ ,  $NeKr^+$  и  $Kr_2^+$  продолжали увеличиваться. При этом увеличивались скорости рекомбинации и прилипания. Константа скорости реакции прилипания к  $F_2$  ( $v = 1$ ) в два раза больше, чем к молекулам  $F_2$  ( $v = 0$ ). Максимумы скорости прилипания электронов и создание  $F^-$  в двух реакциях сдвинуты во времени, а суммарная скорость двух реакций прилипания электронов составляет  $\sim 2.3 \cdot 10^{24}$   $cm^{-3}s^{-1}$ . Скорости образования эксимерных молекул на двух уровнях  $B$  и  $C$  были близки и соответствовали скорости прилипания электронов к фтору. Образование рабочих молекул  $KrF^*$  на нижних колебательных уровнях  $B_0$  и  $C_0$  возникало



**Рис. 5.** Концентрации частиц для двух режимов с  $F_2$  ( $4.5$  и  $7.5$  mbar):  $F_2(v = 0)$ , электронов —  $n_e$ , ионов —  $Kr^+$ ,  $Kr^*$  и  $KrF(B_0)$ .



**Рис. 6.** Скорости процессов: образование молекул KrF(B,C) — 1, 1a; тушение KrF(B,C) — 2, 2a; поглощение излучения — 3, 3a. Для режимов работы с  $F_2 = 7.5$  и  $4.5$  mbar.



**Рис. 7.** Временные зависимости дрейфовой скорости ( $v_{dr}$ ), средней энергии ( $kT_e$ ) и подвижности электронов ( $\mu_e$ ).

в процессе релаксации молекул  $KrF^*$  с более высоких колебательных уровней  $KrF(B, v > 0) \rightarrow KrF(B, v = 0)$  и  $KrF(C, v > 0) \rightarrow KrF(C, v = 0)$  при соударениях с разными частицами плазмы.

При этом тепловые потери составляли  $\sim 37\%$  от вложенной энергии накачки в данный канал. Максимальная скорость образования молекул  $KrF(B, C)$  соответствовала величине  $2.5 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ , при этом суммарная скорость потерь  $KrF(B, v = 0)$  была  $2.43 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ . Основной вклад в суммарные потери этих молекул вносили процесс тушения электронами, скорость которого составляла  $1.43 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$  и поглощение излучения —  $1 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$  (рис. 6).

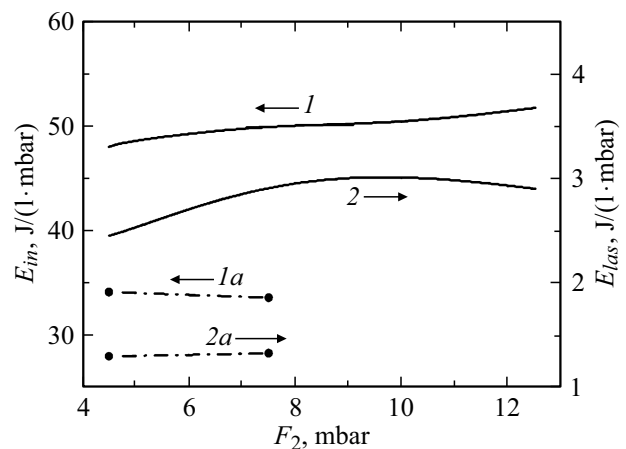
На рис. 7 показаны временные зависимости дрейфовой скорости ( $v_{dr}$ ), средней энергии ( $kT_e$ ) и подвижности электронов ( $\mu_e$ ) для двух режимов с  $F_2 = 4.5$  и  $7.5$  mbar. Уменьшение максимального напряжения в плазме до величины, обеспечивающей ее горение, приводило к уменьшению скорости дрейфа в 2.7 раза, а подвижность

электронов увеличилась в 1.7 раза. Следует отметить, что повышение удельной мощности накачки от  $3.5$  до  $7 \text{ MW/cm}^2$  приводило к незначительному увеличению максимальной концентрации электронов в плазме с  $7$  до  $8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  и температуры электронов от  $2.13$  до  $2.25 \text{ eV}$  соответственно.

Следовательно, для дальнейшего роста удельной энергии импульса излучения необходимо одновременно увеличивать как удельную мощность накачки, так и парциальное давление фтора, что позволит реализовать эффективный ввод удельной энергии накачки в разряд и оптимальное выгорание фтора в разрядной плазме. При таких условиях ввода энергии в разряд будет выполняться ограничение по неконтролируемому росту концентрации электронов в плазме ввиду увеличения скорости реакции прилипания электронов к молекулам фтора. Таким образом, рост удельной мощности накачки при сдерживающем факторе повышения амплитуды тока будет обеспечиваться увеличением напряженности поля на плазме.

На основе анализа расчетных данных моделирования разных режимов накачки KrF-лазера с рабочей смесью Ne/Kr/F<sub>2</sub> и длительностью первого полупериода тока  $\sim 30 \text{ ns}$  были определены несколько универсальных зависимостей, которые представлены на рис. 8. На этом рисунке также приведены экспериментальные значения удельной энергии накачки  $E_{in}$  — 1, a и лазерной энергии  $E_{las}$  — 2, a для рассмотренных выше режимов работы лазера.

В ходе численных исследований было показано, что для фиксированного парциального давления  $F_2$  в рабочей смеси максимальная энергия излучения реализуется в режимах, для которых выполняется соотношение  $E_{in} \approx 50 \cdot P_{F_2}$ , где  $E_{in}$  — удельная энергия накачки в J/l, а  $P_{F_2}$  — давление  $F_2$  в mbar (рис. 8, кривая 1). При этом отношение удельной энергии излучения  $E_{las}$  к парциальному давлению фтора в смеси в широком диапазоне



**Рис. 8.** Зависимости удельной энергии накачки  $E_{in}$  — 1 (расчет), 1a (эксперимент) и лазерной энергии  $E_{las}$  — 2 (расчет), 2a (эксперимент) от содержания  $F_2$  в газовой смеси для оптимальных режимов.

условий остается близким к значению  $\sim 3 \text{ J}/(1 \cdot \text{mbar})$  (рис. 8, кривая 2). При этом численное значение внутреннего КПД лазера относительно вложенной в разряд энергии практически не зависело от парциального давления  $F_2$  и составляло  $\sim 6\%$ .

Основная сложность достижения полученных в модели результатов заключается в реализации условий, обеспечивающих устойчивость горения объемного разряда. С нашей точки зрения, наиболее эффективным методом решения данной проблемы является использование диффузного многоканального разряда [23].

## Заключение

В ходе проведенных экспериментальных и численных исследований электроразрядного Krf-лазера с удельной мощностью накачки  $3.5$  и  $7 \text{ MW}/\text{cm}^3$  была получена генерация с удельной энергией импульса излучения  $\sim 6$  и  $9.5 \text{ J}/\text{l}$  при внутреннем КПД относительно вложенной в разряд энергии  $\sim 4\%$ . Определено временное поведение образования и гибели заряженных и возбужденных частиц в плотной эксимерной плазме с максимальной концентрацией электронов  $n_e \sim 8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Показано, что максимальная энергия излучения лазера соответствует значению  $\sim 3 \text{ J}/\text{l} \cdot P_{F_2}$  (mbar), при этом удельная энергия накачки должна соответствовать выражению  $E_{in} (\text{J}/\text{l}) \approx 50 \cdot P_{F_2}$ , давление  $F_2$  в mbar. При этом внутренний КПД лазера может достигать  $6\%$ .

## Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке РФФИ (соглашение № 20-79-10297).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] V.M. Borisov, I.E. Bragin, A.Yu. Vinohodov, V.A. Vodchiz. *Quant. Electron.*, **22** (6), 533 (1995).
- [2] A.A. Zhupikov, A.M. Razhev. *Quant. Electron.*, **28** (8), 667 (1998).
- [3] D. Basting, K.D. Pippert, U. Stamm. *Proc. SPIE*, 4426 (2002).
- [4] V.M. Buchnev, A.D. Klementov, P.B. Sergeev. *Sov. J. Quant. Electron.*, **11** (6), 739 (1981).
- [5] C.B. Edwards, F. O'Neill, M.J. Shaw. *Appl. Phys. Lett.*, **36** (8), 617 (1980). DOI: 10.1063/1.91627
- [6] T.H. Johnson, A.M. Hunter. *J. Appl. Phys.*, **51** (5), 2406 (1980). DOI: 10.1063/1.328010
- [7] M.J. Kushner. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **19** (2), 387 (1991). DOI: 10.1109/27.106837
- [8] V.V. Osipov. *Physics-Uspokhi*, **43** (3), 221 (2000). DOI: 10.1070/PU2000v043n03ABEH000602
- [9] D. Lo, J.-G. Xie. *Opt. Quant. Electron.*, **21**, 147 (1989). DOI: 10.1007/BF02190080

- [10] R. Dreiskemper, W. Botticher. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **23** (6), 987 (1995). DOI: 10.1109/27.476487
- [11] M. Makarov, Yu. Bychkov. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **29** (2), 350 (1996). DOI: 10.1088/0022-3727/29/2/011
- [12] В.М. Багинский, Н.С. Белокриницкий, П.М. Головинский, А.Н. Панченко, В.Ф. Тарасенко, А.И. Щедрин. *Квант. электрон.*, **17** (11), 1390 (1990). [V.M. Baginskii, N.S. Belokrinitskii, P.M. Golovinskii, A.N. Panchenko, V.F. Tarasenko, A.I. Shchedrin. *Sov. J. Quant. Electron.*, **20** (11), 1298 (1990). DOI: 10.1070/QE1990v020n11ABEH007474]
- [13] M. Makarov, Yu. Bychkov. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **29** (2), 350 (1996). DOI: 10.1088/0022-3727/29/2/011
- [14] W.H. Long, M.J. Plummer, E.A. Stappaerts. *Appl. Phys. Lett.*, **43** (8), 735 (1983). DOI: 10.1063/1.94478
- [15] R.S. Taylor, K.E. Leopold. *J. Appl. Phys.*, **65** (1), 22 (1989). DOI: 10.1063/1.342576
- [16] E.K. Baksht, A.N. Panchenko, V.F. Tarasenko. *Quant. Electron.*, **30** (6), 506 (2000). DOI: 10.1070/QE2000v030n06ABEH001752
- [17] R. Riva, M. Legentil, S. Pasquiers, V. Puech. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28** (5), 856 (1995). DOI: 10.1088/0022-3727/28/5/006
- [18] Yu. Bychkov, M. Makarov, A. Suslov, A. Yastremsky. *Rev. Sci. Instrum.*, **65** (1), 28 (1994).
- [19] G.J. Ernst. *Opt. Commun.*, **49** (4), 275 (1984).
- [20] Yu. Panchenko, A. Puchikin, S. Yampolskaya, S. Bobrovnikov, E. Gorlov, V. Zharkov. *IEEE J. Quant. Electron.*, **57** (2), 1 (2021). DOI: 10.1109/JQE.2021.3049579
- [21] S.A. Yampolskaya, A.G. Yastremskii, Y.N. Panchenko, A.V. Puchikin, S.M. Bobrovnikov. *IEEE J. Quant. Electron.*, **56** (2), 1 (2020). DOI: 10.1109/JQE.2020.2976532
- [22] H. Li, Yu.N. Panchenko, M.V. Andreev, A.V. Puchikin, S.A. Yampolskaya, V.F. Losev, S.S. Anufriuk. *Russ. Phys. J.*, **63**, 2070 (2021). DOI: 10.1007/s11182-021-02276-8
- [23] Y.N. Panchenko, N.G. Ivanov, V.F. Losev. *Quant. Electron.*, **35** (9), 816 (2005). DOI: 10.1070/QE2005v035n09ABEH010354