

УДК 537.527.9.519.673

KrF*-ЛАЗЕР С НАКАЧКОЙ ДВОЙНЫМ РАЗРЯДОМ ОТ ГЕНЕРАТОРА С ИНДУКТИВНЫМ НАКОПИТЕЛЕМ ЭНЕРГИИ

Ю.И. Бычков, А.Н. Панченко, Е.А. Тельминов, В.Ф. Тарасенко, С.А. Ямпольская, А.Г. Ястремский

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск

E-mail: alexei@loi.hcei.tsc.ru

Показана возможность увеличения длительности импульса излучения KrF*-лазера. Для формирования разряда использовался генератор с индуктивным накопителем энергии и полупроводниковым прерывателем тока. Получена энергия излучения 0,65 Дж при длительности импульса на полувысоте ~90 нс, эффективность энергии излучения относительно энергии первичного конденсатора – 1,4 %. Максимальная мощность излучения равна 8 МВт при эффективности генерации относительно мощности накачки 6,4 %. Проведено численное исследование характеристик лазерного излучения, включая изучение процессов формирования плазмы и создания инверсной населенности. Рассмотрены характерные электрофизические процессы в схеме питания лазера. Представлены расчетные зависимости от времени: мощности накачки и излучения; концентрации электронов, возбужденных атомов Kr*, молекул F₂, а также скоростей процессов ионизации, рекомбинации и прилипания. Получено хорошее согласие расчетных и экспериментальных временных зависимостей характеристик разряда и лазерного излучения.

Введение

Для создания эффективных газоразрядных лазеров используют различные схемы накачки с двойным разрядом на основе искровых разрядников [1] и магнитных ключей [2]. В таких схемах первый, вспомогательный, разряд обеспечивает формирование плазмы. Вторым разрядом осуществляется накачка газовой среды. Способ накачки с двойным разрядом оказался не эффективным для газовых смесей, содержащих фтор (KrF*- и ArF*-лазеры). Для накачки KrF*- и ArF*-лазеров в настоящее время используются импульсы малой длительности и большой мощности [3–5], соответственно, длительность импульса излучения оказывается малой ~30 нс. Попытки увеличения длительности импульса излучения [6] приводили к снижению энергии излучения и эффективности лазера. В связи с этим общепринято считать, что для KrF*-лазера малая длительность импульса возбуждения является необходимым условием эффективной накачки.

В данной работе сообщается о возможности значительного увеличения длительности импульса излучения KrF*-лазера, если при накачке двойным разрядом увеличить мощность первого импульса. В типичных генераторах двойного разряда возникают принципиальные схемные трудности создания большой пиковой мощности в первом разряде. Для решения этой задачи был использован генератор, в котором часть запасенной энергии основного конденсатора передавалась в индуктивность – индуктивный накопитель энергии (ИНЭ). При последующем прерывании тока SOS-диодами за счет этой энергии формировался мощный импульс накачки. В работе представлены результаты экспериментальных исследований и результаты численных расчетов, полученные на основе компьютерного моделирования кинетических процессов в смеси Ne – Kr – F₂ при накачке KrF*-лазера двойным разрядом от генератора с ИНЭ.

1. Электрическая схема накачки лазера и методика измерений

Схема лазера с генератором накачки приведена на рис. 1. Генератор накачки включал в себя основ-

ной и вспомогательный контуры. Основной контур был сформирован емкостным накопителем $C_0=70$ нФ, индуктивностью L_0 и искровым разрядником P_0 . Вспомогательный контур предназначался для предварительной накачки SOS-диодов D в прямом направлении и включал конденсатор $C_{Dr}=10$ нФ, искровой коммутатор P_{Dr} и индуктивность L_{Dr} . В лазере использовались 10 диодов типа SOS-50-2, установленных параллельно обострительным конденсаторам. Для предионизации разрядного промежутка использовалось излучение искровых промежутков, равномерно расположенных с обеих сторон от анода, которые срабатывали при импульсной зарядке конденсаторов C_1 .

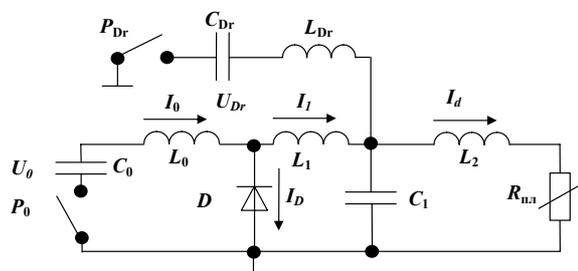


Рис. 1. Схема KrF*-лазера с накачкой от генератора с индуктивным накопителем энергии: P_0, P_{Dr} – искровые разрядники; $C_0=70$ нФ – первичный емкостной накопитель; $C_1=2,45$ нФ – обострительные конденсаторы; $C_{Dr}=10$ нФ – емкость накачки диодов SOS-50-2 D в прямом направлении; L_0, L_1, L_2, L_{Dr} – индуктивности контуров; U_0, U_{Dr} – зарядные напряжения; I_i – токи в контурах, $R_{nл}$ – сопротивление разряда

Межэлектродный зазор был равен $d=4$ см, длина активной области – 72 см. В качестве отражающего зеркала использовались плоские зеркала с алюминиевым покрытием, на выходе резонатора было установлено плоское зеркало с коэффициентом отражения на $\lambda \sim 248$ нм $R=30$ %. Энергия излучения лазера измерялась калориметром OPHIR с сенсорной головкой FL-250A. Форма импульса излучения измерялась в дальней зоне вакуумным фотодиодом ФЭК-22 СПУ.

В экспериментах измерялись ток через разрядный промежуток I_d , ток разряда емкостного нако-

пителя I_0 , ток через SOS-диоды I_D и напряжение на SOS-диодах U_{SOS} и электродах лазера U_d при помощи, соответственно, поясов Роговского и резистивного делителя напряжения. Электрические сигналы регистрировались цифровыми осциллографами TDS-220 или TDS-224.

2. Модель электроразрядного KrF*-лазера

Самосогласованная модель электроразрядного KrF*-лазера создана в рамках приближения локального электрического поля и включает уравнение Больцмана для электронов, систему балансных уравнений для концентраций частиц плазмы и уравнения электрической цепи. Для расчета распределения потока фотонов лазерного излучения вдоль оптической оси использовалась одномерная модель резонатора [7]. В расчетах предполагается, что разряд пространственно однороден.

В модели рассчитываются концентрации следующих частиц: электронов – e , фотонов лазерного излучения – $h\nu$, атомарного и молекулярного фтора: F , F_2 , колебательно возбужденных молекул F_2 ($v=1, 2$), возбужденных частиц: Ne^+ , Ne^{2+} , Ne_2^+ , Kr^+ , Kr^{2+} , Kr^{3+} , Kr_2^+ , F_2^+ , F_2^{2+} , F^+ , F^{2+} , F^{3+} , отрицательно и положительно заряженных ионов: Ne^+ , Ne_2^+ , Kr^+ , Kr_2^+ , F_2^+ , F^+ , F^- , $NeKr^+$.

Структура уровней молекулы KrF* описывается $KrF(B_v)$ и $KrF(C_v)$ состояниями с различными вибрационными квантовыми числами. Уровни $KrF(B_0)$ и $KrF(C_0)$ учитывают состояния с колебательным квантовым числом $v=0$.

Система балансных уравнений для концентраций частиц плазмы и уравнения электрической цепи решались методом Гира, а уравнение Больцмана для электронов – методом взвешенных невязок [8].

3. Экспериментальные и расчетные результаты, их обсуждение

На рис. 2 показаны экспериментальные временные зависимости напряжения на лазерном промежутке, тока разряда, тока в цепи конденсатора C_0 и мощности лазерного излучения. На рис. 3 представлены расчетные зависимости от времени напряжения на плазме, ток разряда и ток в цепи конденсатора C_0 . Все расчеты проводились для условий рис. 2. Расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются, модель достаточно полно отражает кинетические процессы.

Принцип работы генератора с ИНЭ следующий. Включение разрядника P_D создает через диоды ток в прямом направлении. Напряжение на диодах остается малым. При смене полярности тока I_D через время $t=\pi(L_D C_D)^{1/2}$ включается разрядник P_0 , и напряжение на диодах становится обратной полярности. За время ~ 30 нс ток, текущий через диоды, C_0 и «заряжающий» индуктивность L_0 (ИНЭ) увеличивается до $I_0 \sim 20$ кА. После этого растёт сопротивление SOS-диодов, а ток I_0 переключается

на зарядку конденсатора C_1 . Спад тока I_0 до нуля происходит за ~ 20 нс, энергия, накопленная в индуктивности, частично теряется в диодах, остальная часть передается в конденсатор C_1 . Амплитуда напряжения на конденсаторе и на плазме достигает более 80 кВ. Формирование плазмы происходит при сильном электрическом поле ~ 20 кВ/см. Ток разряда конденсатора C_1 на плазму увеличивается до 30 кА, а пиковая мощность накачки становится достаточной не только для формирования разряда, но и для развития генерации. После этого накачка активной среды осуществляется энергией конденсатора C_0 .

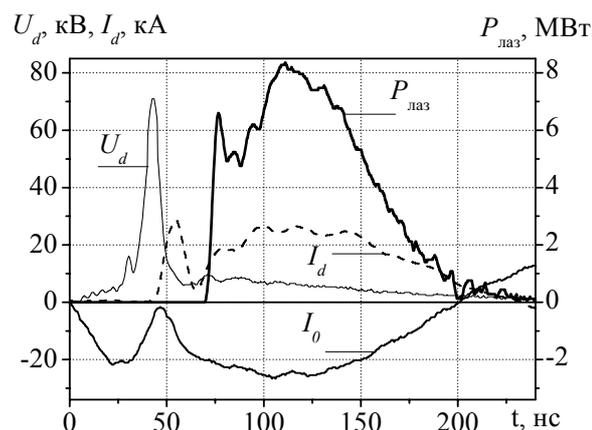


Рис. 2. Осциллограммы напряжения на лазерном промежутке U_d , тока в цепи конденсатора C_0 I_0 и тока разряда I_d и излучения на 248 нм $P_{\text{лаз}}$ при $U_0=36$ кВ KrF*-лазера при накачке от ИНЭ, смесь $Ne:F_2=1500:40:1$ при давлении 3 атм

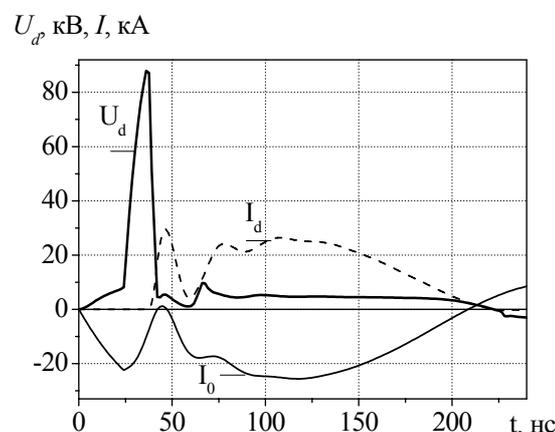


Рис. 3. Расчетные временные зависимости напряжения на лазерном промежутке U_d , тока I_0 в цепи конденсатора C_0 и тока разряда I_d

На рис. 4 показаны расчетные временные зависимости мощности накачки и излучения. Максимальная пиковая мощность в начальной стадии поступает в плазму от конденсатора C_1 и равна 230 МВт ($\sim 0,8$ МВт/см²). В стадии основной накачки мощность равна ~ 120 МВт (0,43 МВт/см²) и обусловлена конденсатором C_0 . Время запаздывания начала генерации относительно накачки составило ~ 20 нс, также каждый пик мощности генерации

запаздывает относительно пика мощности накачки. Из этого следует, что начальный пик мощности накачки в рассматриваемом режиме, не только формирует плазму, но и обеспечивает развитие лазерной генерации с малым временем запаздывания. Максимум мощности излучения равен 8 МВт и этому излучению соответствует мощность накачки 125 МВт. Эффективность преобразования мощности накачки в излучение в стадии основной накачки высокая и равна 6,4 %. Расчетная энергия излучения равна 0,75 Дж, измеренная экспериментально составила 0,65 Дж. Возможно, что не все потери энергии учтены в расчете.

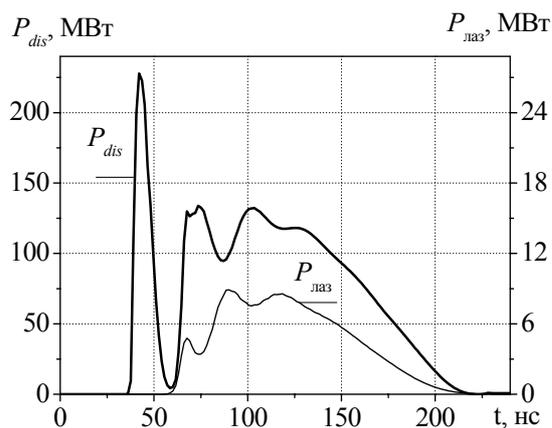


Рис. 4. Расчетные временные зависимости мощности накачки P_{dis} и лазерного излучения $P_{лаз}$

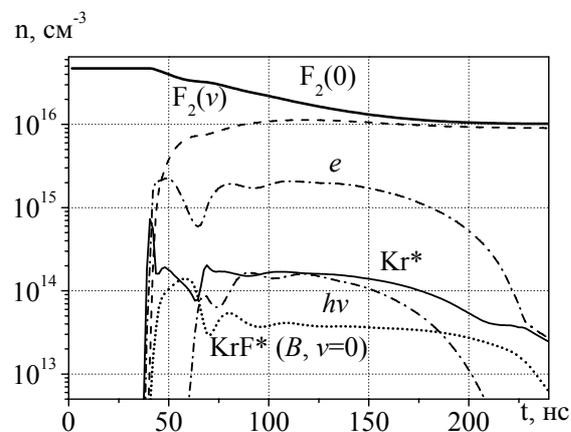


Рис. 5. Временные зависимости концентраций молекул фтора в основном $F_2(0)$ и колебательно-возбужденном $F_2(v)$ состояниях, электронов e , возбужденного криптона Kr^* и молекул $KrF^*(B, v=0)$

На рис. 5 представлены расчетные временные зависимости концентраций рассмотренные, которых дает представление о кинетических процессах в плазме разряда. Концентрация электронов нарастает очень быстро и за ~ 20 нс увеличивается на восемь порядков. Это определяет скорости нарастания остальных частиц. Увеличение концентрации возбужденного криптона вызывает рост частоты ступенчатой ионизации. А рост концентрации молекул с колебательным возбуждением $F_2(v)$ сильно увеличивает частоту прилипания электронов по

сравнению с прилипанием к молекулам фтора в основном состоянии.

В интервале времени от 70 нс и до 170 нс концентрация электронов мало изменяется, в этом интервале времени сохраняется равенство скоростей рождения и гибели электронов. Концентрация лазерных фотонов нарастает до значения порядка 10^{14} см^{-3} с такой же скоростью, как и концентрация электронов. Дальнейшее замедление скорости их роста связано с началом генерации.

Длительность импульса излучения зависит от начальной концентрации молекул фтора и скорости их диссоциации. В рассматриваемом режиме начальная концентрация фтора была равной $4,7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, за время генерации расход молекул фтора составил $\sim 60\%$ (рис. 5), поэтому на этой же газовой смеси при оптимизации накачки имеется возможность на 20...30 % увеличить, как длительность импульса излучения, так и энергию излучения.

На рис. 6 представлены расчетные временные зависимости скоростей прямой и ступенчатой ионизации, а также прилипания электронов к молекулам $F_2(0)$ в основном состоянии и к молекулам $F_2(v)$ в состоянии колебательного возбуждения. Кроме процессов прилипания гибель электронов происходит в процессах их рекомбинации с ионами Kr^+ . Из зависимостей на рис. 6 следует, что прямая ионизация криптона в ~ 20 раз меньше, чем ступенчатая ионизация. В начальной стадии разряда до момента времени 30 нс концентрация электронов остается на уровне 10^7 см^{-3} , в следующие 5 нс прямая ионизация увеличивает концентрацию до порядка 10^{13} см^{-3} . После этого к 50 нс концентрация электронов увеличивается до максимального значения $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Концентрация Kr^* становится меньше концентрации электронов, поскольку в реакциях ступенчатой ионизации расходуется Kr^* .

Большая скорость нарастания разрядного тока вызывает спад напряжения на плазме, что снижает скорость прямой ионизации. После этого на всей длительности импульса размножение электронов в плазме осуществляется ступенчатой ионизацией. В стадии основной накачки на плазме устанавливается низкое напряжение ~ 4 кВ, и этого напряжения достаточно, чтобы скорость ступенчатой ионизации превышала суммарную скорость гибели электронов в процессах прилипания и рекомбинации. Сам факт низкого напряжения на плазме является важным в силу того, что снижение напряжения ведет к увеличению скорости прилипания электронов, и увеличивается скорость создания молекул $KrF(B, v)$.

Скорости процессов прилипания электронов и рекомбинации (см. рис. 6) соизмеримы. Однако, скорость рекомбинации больше скорости прилипания электронов. Это является стабилизирующим фактором, при котором однородность разряда улучшается. Увеличение в газовой смеси содержания фтора ведет к увеличению скорости прилипания, и увеличивается вероятность возникновения пространственных неоднородностей разряда на

стадии роста концентраций частиц плазмы. При одновременном увеличении содержания фтора и мощности накачки сохраняется однородность среды и неизбежно сокращается длительность импульса излучения.

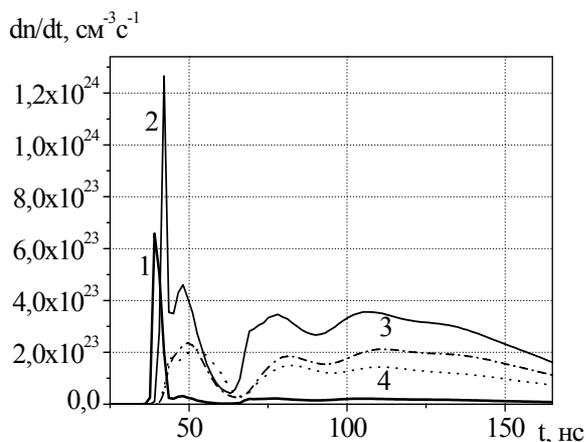


Рис. 6. Временные зависимости скоростей: 1) прямой ионизации (увеличено в 10 раз), 2) ступенчатой ионизации, 3) рекомбинации и 4) прилипания электронов к $F_2(0)$ и $F_2(v)$

Способ накачки двойным разрядом на основе прерывателя тока и ИНЭ отличается от традиционных способов возбуждения тем, что стадия роста концентраций происходит при большой плотности мощности накачки $\sim 0,8$ МВт/см³, при которой время запаздывания генерации становится минимальным. Уменьшение мощности в основной стадии накачки снижает скорость ионизации и позволяет увеличить длительность импульса излучения при сохранении однородности в плазме.

На рис. 7 показаны расчетные временные зависимости коэффициентов усиления и поглощения в активной среде. Большая скорость нарастания коэффициента усиления обеспечивает малое время запаздывания генерации относительно начала накачки. Коэффициент поглощения, оказывается малым по сравнению с коэффициентом усиления, что позволяет увеличить энергию излучения при оптимизации параметров накачки. Основными частицами, поглощающими фотоны излучения, являются отрицатель-

ные ионы фтора, молекулы фтора в основном состоянии и возбужденные атомы криптона.

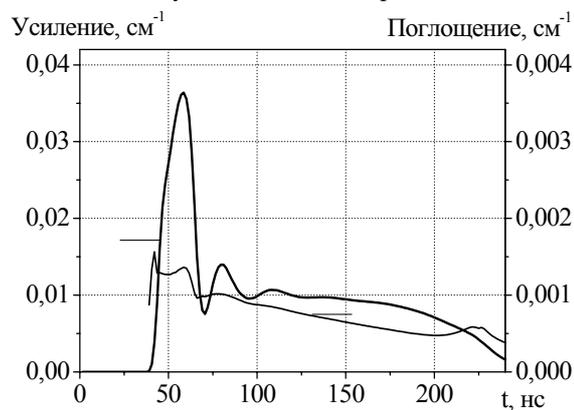


Рис. 7. Зависимости от времени усиления и поглощения в активной среде KrF^* -лазера при накачке от генератора с ИНЭ

4. Заключение

1. Кинетически процессы KrF^* -лазера в стадии основной накачки позволяют с высокой эффективностью $\sim 6\%$ реализовать импульс излучения с большой длительностью до ~ 100 нс при оптимальном выборе мощности накачки и состава газовой смеси.
2. Схема накачки с двойным разрядом при использовании прерывателя тока и индуктивного накопления энергии является перспективной для накачки газовых лазеров. Такая схема позволяет выбирать оптимальное напряжение первого импульса, в том числе и напряжение, много превышающее напряжение на плазме, соотношение первого импульса и оптимальное соотношение мощности в первом импульсе и мощности в стадии основной накачки.
3. Большая плотность мощности в первом импульсе накачки $\sim 1,0$ МВт/см³ снижает время запаздывания генерации относительно импульса накачки, что увеличивает длительность импульса излучения и эффективность лазера.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ, проект № 2596.

Работа доложена на VIII Международной конференции «Atomic and Molecular Pulsed lasers», Tomsk, 10–14 September, 2007.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Long W.H., Plummer J., Stappaerts E.A. Efficient discharge pumping of an XeCl laser using a high-voltage prepulse // Appl. Phys. Lett. – 1983. – V. 43. – № 8. – P. 735–737.
2. Fisher C.H., De Hart T.E., Ewing J.J. et al. High-efficiency XeCl laser with spiker and magnetic isolation // Appl. Phys. Lett. – 1986. – V. 48. – № 23. – P. 1574–1576.
3. Mathew D., Bastianes H.M.J., Boller K.-J., M.Peters P.J. Current filamentation in discharge-excited F_2 -based excimer laser // Appl. Phys. Lett. – 2006. – V. 88. – № 10. – PN 101502.
4. Жуликов А.А., Ражев А.М. Эксимерный KrF -лазер на основе буферного газа He с энергией 0.8 Дж и КПД 2% // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25. – № 8. – С. 687–689.
5. Mizoguchi H., Endoh A., Jethwa J., Racz B., Schgifer F.P. Rapid Discharge-Pumped Wide Aperture X-ray Preionized KrF Laser // Appl. Phys. B. – 1991. – V. 52 – № 3. – P. 195–199.
6. Taylor R.S., Leopold K.E. Utralong optical-pulse corona preionized XeCl laser // J. Appl. Phys. – 1989. – V. 65. – № 1. – P. 22–29.
7. Jonson T.H., Palumbo L.J., Hunter A.M. Kinetics simulation of high-power gas lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1979. – V. 15. – № 5. – P. 289–301.
8. Fletcher C.A.J. Computational Galerkin Methods. – New York: Springer, 1984.

Поступила 30.11.2007 г.