

# Эффективный ХеСl-лазер с полупроводниковым прерывателем тока в генераторе накачки. Теория и эксперимент

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

*Исследованы характеристики лазерного излучения, кинетические процессы формирования плазмы и создания инверсной населенности, а также рассмотрены характерные электрофизические процессы в схеме питания, содержащей полупроводниковый прерыватель тока и промежуточный индуктивный накопитель энергии. Показано, что полупроводниковый прерыватель тока регулирует запас энергии в создаваемом индуктивном накопителе, а возникающий при обрыве тока высоковольтный предимпульс малой длительности с пиковой плотностью мощности накачки  $\sim 1 \text{ МВт} \times \text{см}^{-3}$  позволяет сформировать плазму объемного разряда и создать инверсную населенность за время  $\sim 10 \text{ нс}$ , что обеспечивает условия для эффективной накачки активной среды от основного конденсатора. Представлены расчетные временные зависимости мощности накачки и излучения, концентрации электронов, возбужденных атомов ксенона, колебательно-возбужденных молекул  $\text{HCl}(v)$ , а также скоростей процессов ионизации, рекомбинации и прилипания. Проанализированы кинетические процессы, определяющие характеристики лазерного излучения. Получена энергия излучения до  $1.0 \text{ Дж}$  при длительности импульса на полувысоте  $90 \text{ нс}$  с эффективностью относительно вложенной энергии до  $4.0\%$ . Максимальная мощность излучения составила  $11 \text{ МВт}$  при эффективности генерации относительно мощности накачки  $4.7\%$ . Получено хорошее согласие расчетных и экспериментальных временных зависимостей напряжения на лазерном промежутке, тока разряда, мощности излучения.*

**Ключевые слова:** полупроводниковый прерыватель тока, формирование плазмы и инверсной населенности, эффективное возбуждение.

## 1. Введение

Эксплексные лазеры на галогенидах инертных газов с накачкой электрическим разрядом являются наиболее мощными лазерами в УФ области спектра и находят применение в различных областях науки и техники. Оптимизация накачки и выбор электрической схемы для таких лазеров представляют определенную сложность. Требования к электрической схеме обусловлены физическими процессами создания активной среды и условиями оптимальной накачки. На первом этапе, после приложения напряжения к электродам, происходит формирование плазмы самостоятельного разряда, при этом концентрация электронов увеличивается до  $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . На втором этапе создается активная среда и концентрация электронов достигает  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Генерации на этом этапе еще нет, поэтому энергия, расходуемая на создание активной среды, снижает эффективность лазера. На третьем этапе возникает генерация. Качественное представление физических процессов на трех отмеченных этапах позволяет сформулировать требования к схеме питания.

Для обеспечения пространственной однородности формирование самостоятельного разряда должно происходить при максимальной начальной напряженности электрического поля на электродах [1]. Для создания активной среды требуется высокая концентрация электронов, которая достигается за счет эффективных ионизации

и возбуждения при большой пиковой плотности мощности накачки (до  $\sim 10^6 \text{ Вт/см}^3$ ). Для увеличения эффективности лазера длительность электрического импульса, обеспечивающего формирование плазмы и создание активной среды, должна быть минимальной. На этапе непосредственной накачки активной среды длительность импульса излучения зависит от мощности накачки. Увеличение длительности импульса излучения требует небольшой мощности накачки, а повышение эффективности накачки – согласования волнового сопротивления контура с электрическим сопротивлением плазмы разряда [2].

Проблема выбора эффективной схемы накачки ХеСl-лазера состоит в том, что необходимы два электрических импульса (накачка двойным разрядом), требования к характеристикам которых невозможно удовлетворить простыми способами. В настоящей работе для накачки ХеСl-лазера двойным разрядом использована электрическая схема питания с полупроводниковым прерывателем тока. Детальный анализ результатов с учетом кинетических процессов в плазме и электрофизических процессов в электрической схеме показывает, что такая схема достаточно полно удовлетворяет требованиям эффективной накачки ХеСl-лазера.

Впервые индуктивный накопитель с плазменным прерывателем тока был использован нами для накачки ХеСl-лазера в [3]. Работы по применению индуктивных накопителей энергии для накачки лазеров были продолжены после появления полупроводниковых прерывателей тока (SOS-диодов) и генераторов на их основе [4]. В [5] была показана перспективность данного способа накачки с целью получения эффективной генерации различных типов газовых лазеров ( $\text{HF-}$ ,  $\text{CO}_2$ - и  $\text{N}_2$ -).

В работе [6] индуктивный накопитель с полупроводниковым прерывателем тока впервые был успешно испо-

Ю.И.Бычков, А.Н.Панченко, В.Ф.Тарасенко, А.Е.Тельминов, С.А.Ямпольская, А.Г.Ястремский. Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, 634055 Томск, просп. Академический, 2/3; e-mail: alexei@loi.hcei.tsc.ru; VFT@loi.hcei.tsc.ru; bichkov@lgl.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 16 мая 2006 г., после доработки – 10 октября 2006 г.

льзован для формирования разряда в эксимерном ХеСl-лазере. Получена генерация с полной длительностью импульса  $\sim 450$  нс. В [7] достигнуто существенное увеличение длительности импульсов генерации ХеF- и KrF-лазеров при их накачке с использованием прерывателя тока на основе SOS-диодов. В [8] проведено моделирование кинетических процессов длинноимпульсного ХеСl-лазера, в котором для формирования предимпульса был использован полупроводниковый прерыватель тока.

В данной работе была поставлена задача детального изучения кинетических процессов на трех последовательных этапах – формирования плазмы, создания активной среды и накачки активной среды, а также задача выявления потенциальных возможностей схемы питания с полупроводниковым прерывателем тока.

## 2. Электрическая схема ХеСl-лазера и модель плазмы

### 2.1. Электрическая схема

Электрическая схема, использованная при моделировании ХеСl-лазера, представлена на рис. 1. Схема состоит из четырех электрических контуров и следующих элементов: трех конденсаторов ( $C_1 - C_3$ ), четырех индуктивностей ( $L_1 - L_4$ ), соответствующих индуктивностям каждого контура, сопротивления  $R_{pl}$  плазмы в газоразрядном промежутке, которая для электрической схемы является активным нелинейным сопротивлением, сопротивления искровых промежутков предыонизации  $R_{sp}$ , сопротивления искрового разрядника  $R_{sw}$ , коммутирующего основной емкостной накопитель  $C_1$ , и сопротивления полупроводникового прерывателя тока (SOS-диода)  $R_d$ , переключающего ток в индуктивности  $L_1$  на зарядку обострительного конденсатора  $C_2$ .

Активный объем лазера  $V$  составлял  $430 \text{ см}^3$ , межэлектродный зазор равнялся 4 см, ширина разрядной области была равна 1.5 см, а ее длина – 72 см. Профиль электродов, изготовленных из нержавеющей стали, был близок к цилиндрическому с радиусом 40 мм. Резонатор лазера образовывали диэлектрические зеркала с коэффициентами отражения 100 % и 30 % (для  $\lambda = 308$  нм). Использовалась газовая смесь  $\text{Ne} : \text{Xe} : \text{HCl} = 2660 : 24 : 3$  Тор.

Конденсатор  $C_1$  являлся основным накопителем энергии для накачки активной среды. Управляющий конденсатор  $C_3$  обеспечивал предварительное протекание тока через диоды в прямом направлении. Зарядное напряжение данного конденсатора составляло всего 12 кВ, т. е. на управление прерывателем тока затрачивалась энергия менее 1 Дж. Конденсатор  $C_2$  предназначался для создания большой пиковой мощности в начальной стадии разря-

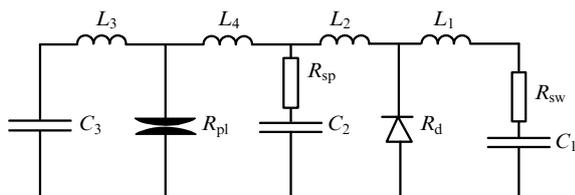


Рис. 1. Эквивалентная электрическая схема накачки, используемая в расчетах:

$R_{pl}$ ,  $R_d$ ,  $R_{sw}$  и  $R_{sp}$  – сопротивления плазмы разряда, SOS-диодов, искрового разрядника и искровых промежутков предыонизации соответственно;  $C_1 = 70$  нФ,  $C_2 = 2.45$  нФ,  $C_3 = 10$  нФ;  $L_1 = 30$  нГ,  $L_2 = 2$  нГ,  $L_3 = 3$  мкГ,  $L_4 = 5$  нГ.

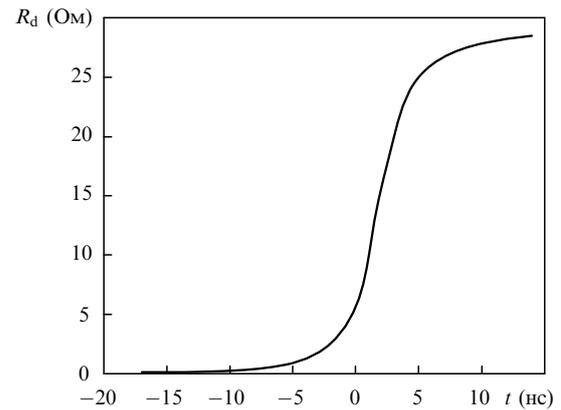


Рис. 2. Зависимость сопротивления SOS-диода от времени.

да. В качестве полупроводникового прерывателя тока использовались 10 специальных SOS-диодов [4], установленных параллельно обострительным конденсаторам. Для работы диодов в режиме прерывателя тока через них в течение  $\sim 500$  нс в прямом направлении предварительно пропусклся ток величиной 100–500 А. После этого диоды приобретали свойство пропускать ток в обратном направлении. При достижении некоторого определенного значения обратного тока сопротивление диода за малое время (10–15 нс) увеличивалось более чем на порядок.

Экспериментальная зависимость сопротивления прерывателя тока от времени показана на рис. 2. Эта зависимость использовалась в программе для расчетов. Программа также учитывает возможное изменение полярности напряжения на диодах в любой момент времени накачки. В этом случае сопротивление диода снижается и ток проходит через диоды в прямом направлении.

До включения схемы конденсаторы  $C_1$  и  $C_3$  были заряжены до напряжений противоположной полярности. Выбор полярности определялся условием, при котором ток разряда конденсатора  $C_3$  протекает через диоды в прямом направлении. Конденсатор  $C_3$  разряжался через индуктивности  $L_4$ ,  $L_3$  и  $L_2$  и SOS-диоды, производя их прямую накачку. В момент полной перезарядки конденсатора  $C_3$  система синхронизации включала разрядник основного конденсатора  $C_1$ , который начинал разряжаться через индуктивность  $L_1$  и SOS-диоды в обратном направлении. За время, в течение которого сопротивление диода для обратного тока остается малым, энергия накапливалась в индуктивности  $L_1$ . После резкого увеличения сопротивления диода ток индуктивности переключался на зарядку конденсатора  $C_2$ .

В цепь зарядки конденсатора  $C_2$  включены искровые промежутки УФ предыонизации, которая создавала начальную концентрацию электронов в газовом промежутке. Формирование плазмы и рост ее проводимости начинались уже на стадии роста напряжения на конденсаторе  $C_2$ . При дальнейшем увеличении разрядного тока обострительный конденсатор быстро разряжался через плазму и происходило создание активной среды. Затем накачка осуществлялась при разряде основного конденсатора  $C_1$ .

### 2.2. Модель плазмы

Самосогласованная кинетическая модель ХеСl-лазера создана в рамках приближения локального электрического поля и включает в себя уравнение Больцмана для электронов, систему балансных уравнений для концент-

раций частиц плазмы и уравнения внешней электрической цепи. Для расчета распределения потока фотонов лазерного излучения вдоль оптической оси использовалась одномерная модель резонатора [9]. В расчетах предполагалось, что разряд пространственно однороден.

Кинетическая модель содержит более 250 реакций и в основном совпадает с использованной в работе [10] моделью. Для атома неона и его первого иона учитывались следующие уровни: Ne (основное состояние), Ne\*(3s), Ne\*\* (все остальные возбужденные состояния) и Ne<sup>+</sup> (основное состояние иона). Для атома и иона ксенона учитывались следующие уровни: Xe (основное состояние), три возбужденных состояния – Xe\*(6s), Xe\*\* (6s', 6p и 5d) и Xe\*\*\* (остальные возбужденные состояния) и основное состояние иона Xe<sup>+</sup>. Структура уровней молекул HCl содержала основное состояние HCl (0), три колебательно-возбужденных состояния HCl (v = 1, 2, 3), два электронно-возбужденных состояния HCl\* и HCl\*\*, а также основное состояние молекулярного иона HCl<sup>+</sup>.

Структура уровней энергии эксимерной молекулы XeCl включала в себя основное разлетное состояние XeCl(X) и возбужденные уровни XeCl\*\* молекулы с энергией, близкой к энергии диссоциации. Каждое из возбужденных состояний XeCl(B) и XeCl(C) включало в себя два уровня: XeCl(B, v = 0), XeCl(B, v > 0) и XeCl(C, v = 0, 1), XeCl(C, v > 2). Кроме того, в модели учитывались атомы H, атомы хлора в основном (Cl) и возбужденном (Cl\*) состояниях, молекулы H<sub>2</sub>, димеры Ne<sub>2</sub><sup>\*</sup>, Xe<sub>2</sub><sup>\*</sup>, молекулы Xe<sub>2</sub>Cl, молекулярные ионы Ne<sub>2</sub><sup>+</sup>, Xe<sub>2</sub><sup>+</sup>, NeXe<sup>+</sup>, отрицательно заряженные ионы Cl<sup>-</sup>, электроны и фотоны лазерного излучения.

Система балансных уравнений для концентраций частиц плазмы и уравнения электрической цепи решались методом Гира, а уравнение Больцмана для электронов – методом взвешенных невязок [11].

### 3. Экспериментальные и расчетные результаты

Экспериментально измерялись следующие параметры: напряжение на обострительном конденсаторе C<sub>2</sub> (омическим делителем напряжения), ток разряда (поясом Роговского) и временной ход мощности лазерного излучения (фотодиодом ФЭК-22СПУ). Фотодиод располагался на расстоянии 1 м от выходного зеркала. Излучение со всей апертуры лазера отражалось на фотокатод кварцевой пластинкой и для работы фотокатода в линейном режиме ослаблялось металлическими сетками. Электрические сигналы регистрировались цифровым осциллографом.

Табл.1. Основные характеристики для четырех режимов накачки XeCl-лазера.

U <sub>0</sub> (C <sub>1</sub> ) (кВ)	U <sub>br</sub> (кВ)	I(C <sub>2</sub> ) (кА)	I(C <sub>1</sub> ) (кА)	t <sub>del</sub> (нс)	Q <sub>las</sub> (Дж)	P <sub>peak</sub> (МВт)	t <sub>1/2</sub> (нс)
25	52	4	16	87	0.44	6	77
30	63	13	21	60	0.63	7.5	82
33	68	22	26	40	0.82	9.5	85
36	71.5	28	31	35	1.00	11.5	90

Примечание: U<sub>br</sub> – пробивное напряжение; I(C<sub>2</sub>) – пиковый ток разряда обострительных конденсаторов; I(C<sub>1</sub>) – пиковый ток разряда накопительного конденсатора; t<sub>del</sub> – время запаздывания лазерной генерации относительно момента зажигания разряда; Q<sub>las</sub> – энергия, P<sub>peak</sub> – пиковая мощность излучения и t<sub>1/2</sub> – длительность лазерного импульса на полувысоте для различных U<sub>0</sub>.

фом TDS-224. Энергия лазерного излучения измерялась калориметром ИМО-2Н, фокусировка осуществлялась при помощи кварцевой линзы. Погрешность всех измерений не превышала 15%.

Исследовались режимы накачки при различных зарядных напряжениях U<sub>0</sub> основного емкостного накопителя C<sub>1</sub>. Основные характеристики для четырех режимов накачки, полученные экспериментально, представлены в табл.1.

#### 3.1. Сравнение экспериментальных и расчетных данных

Временные зависимости напряжения на обострительном конденсаторе, разрядного тока и мощности лазерного излучения (экспериментальные и расчетные) для зарядного напряжения 36 кВ показаны на рис.3, 4. Начальный пик напряжения малой длительности на экспериментальной зависимости напряжения на конденсаторе C<sub>2</sub> обусловлен пробоем искровых промежутков предъютизации. В момент обрыва тока индуктивный накопитель формирует предимпульс с амплитудой U<sub>max</sub> = L<sub>1</sub>dI/dt ~ 70 – 80 кВ, где dI/dt – скорость обрыва тока в диодах с временем нарастания около 20 нс. После пробоя лазерного промежутка происходит быстрый рост тока разряда и формируется короткий мощный импульс накачки. Совместное действие таких факторов, как высокое пробивное напряжение и резкий рост тока разряда при использовании индуктивного накопителя энергии существенно улучшает однородность разряда в рабочих смесях эксимерных лазеров и повышает его устойчивость [5–7, 12]. Затем основная энергия вкладывается в активную среду

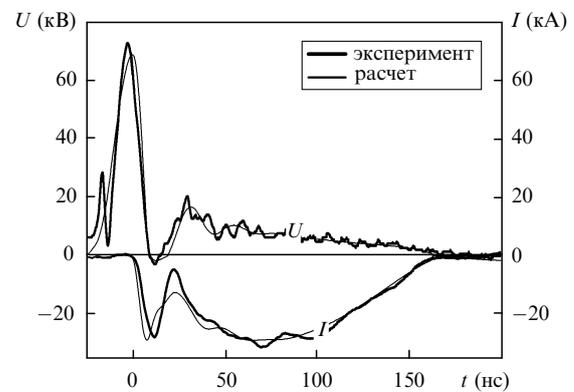


Рис.3. Экспериментальные и расчетные зависимости разрядного тока и напряжения на обострительном конденсаторе от времени.

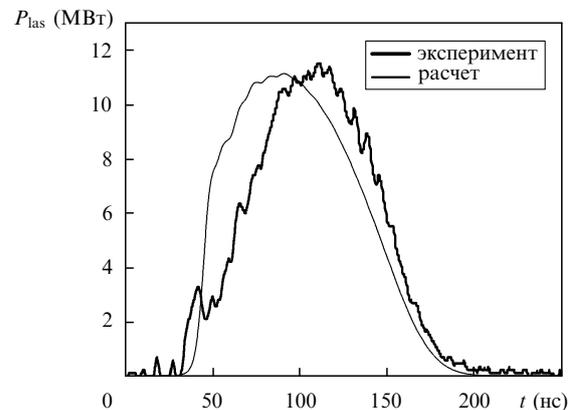


Рис.4. Экспериментальные и расчетные зависимости мощности лазерного излучения от времени.

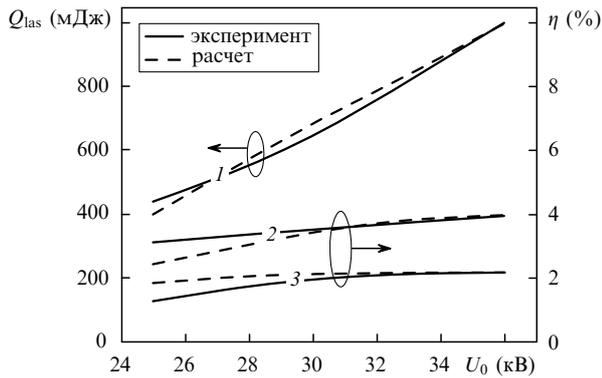


Рис.5. Экспериментальные и расчетные зависимости энергии лазерного излучения (1), эффективности генерации относительно вложенной энергии (2) и эффективности генерации относительно запасенной энергии (3) от зарядного напряжения конденсатора  $C_1$ .

лазера во время разряда конденсатора  $C_1$ . При большом значении  $U_0$  может наблюдаться рассогласование импеданса  $C_1$  с сопротивлением разряда. Однако все последующие осцилляции тока протекают через SOS-диоды, что снижает эрозию электродов и повышает надежность работы лазера [6].

Режим накачки двойным разрядом от генератора с индуктивным накопителем энергии аналогичен режиму diode mode в схемах возбуждения двойным разрядом с искровыми разрядниками [2] и магнитными ключами [13, 14]. Однако индуктивный генератор не требует импульсной зарядки конденсаторов и точной синхронизации между включением генератора предимпульса и основного накопителя. Кроме того, при работе лазера в режиме diode mode часто возникает пауза между моментом пробоя лазерного промежутка и началом накачки от основного накопителя, что может вызвать развитие неоднородностей разряда. При использовании индуктивного накопителя паузы тока нет.

В расчетах включение подсветки не учитывалось, поэтому в расчетной зависимости напряжение нарастает монотонно. Расчетные и экспериментальные зависимости достаточно хорошо согласуются по таким основным критериям, как длительности импульсов, амплитудные значения, моменты времени начала и окончания генерации. Расчетные зависимости также достаточно точно отражают колебания разрядного тока и напряжения.

Расчетные и экспериментальные зависимости энергии излучения и эффективности лазера от зарядного напряжения (рис.5) также достаточно хорошо согласуются. Наблюдаемые расхождения лежат в пределах возможных погрешностей как экспериментальных измерений, так и принятых в модели допущений. В расчетах определялась энергия, поступающая в газовую среду за первый полупериод тока разряда конденсатора  $C_1$ . Максимальная эффективность лазера относительно вложенной в активную среду энергии составила 4 %, что близко к предельной эффективности ХеСl-лазера, полученной при накачке двойным разрядом [2, 12, 13]. Эффективность передачи энергии конденсатора  $C_1$  в активную среду лазера оказалась низкой и при зарядном напряжении 36 кВ составила всего  $\sim 55$  %. Энергия, теряемая на активных сопротивлениях искровых промежутков подсветки и в диодах прерывателя, была равна  $\sim 36.4$  %. В конденсаторах и индуктивностях во втором полупериоде тока остается

$\sim 8.6$  % запасенной энергии. После изменения полярности напряжения на конденсаторе  $C_1$  диоды начинают пропускать ток в прямом направлении (с малым сопротивлением), и в этом случае ток в плазме прекращается. Энергия поступает в плазму только за время первого полупериода накачки. Для увеличения полной эффективности лазера необходимо снижать потери энергии, прежде всего в диодах прерывателя тока.

### 3.2. Результаты расчета и их обсуждение

Рассмотрим более подробно режим накачки с зарядным напряжением 36 кВ. На рис.6 представлены расчетные временные зависимости мощности накачки и мощности лазерного излучения. Пиковая мощность 0.34 ГВт ( $0.81$  МВт/см<sup>3</sup>) в момент времени  $\sim 4$  нс создается разрядом конденсатора  $C_2$  через газовую смесь. К моменту времени 17 нс мощность накачки снижается примерно в четыре раза. После этого накачка осуществляется при разряде основного конденсатора  $C_1$ , максимум ее мощности составляет 0.23 ГВт ( $0.56$  МВт/см<sup>3</sup>). На этом же рисунке показана мощность излучения, максимальное значение которой равно 11.2 МВт. Эффективность генерации относительно мощности накачки составляет 4.7 %. Такая эффективность является для ХеСl-лазера высокой.

На рис.7 показаны расчетные временные зависимости коэффициентов усиления и поглощения лазерного излучения в активной среде. Коэффициент усиления пропорционален концентрации молекул ХеСl ( $\nu, \nu = 0$ ), за работу которых ответствен целый ряд кинетических процессов, определяющих различие временных зависимостей мощности накачки и коэффициента усиления и, в

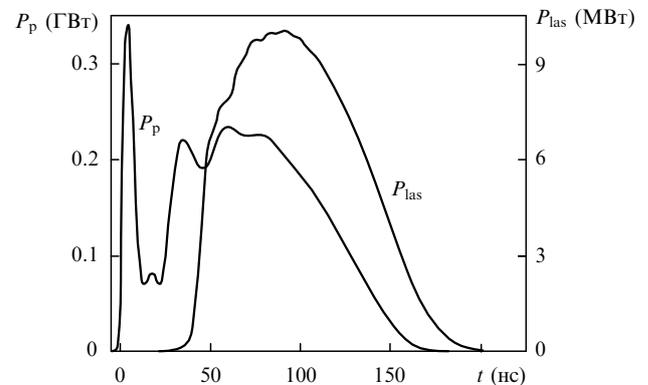


Рис.6. Расчетные зависимости мощности накачки  $P_p$  и мощности лазерного излучения  $P_{las}$ , полученные при зарядном напряжении 36 кВ, от времени.

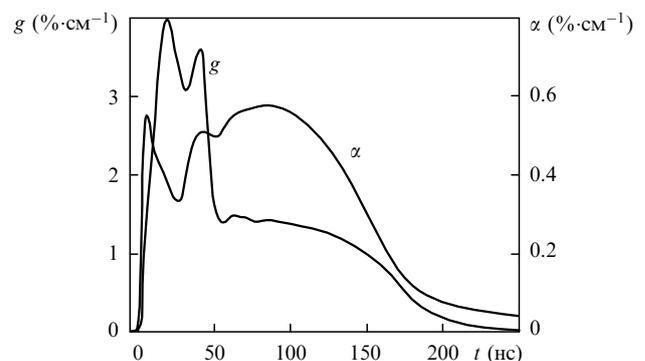


Рис.7. Расчетные зависимости коэффициента усиления  $g$  и коэффициента поглощения  $\alpha$  излучения на длине волны 308 нм в активной среде ХеСl-лазера от времени.

частности, время запаздывания момента достижения максимума коэффициента усиления относительно момента максимальной мощности накачки. Так, первый максимум коэффициента усиления, равный  $4\% \cdot \text{см}^{-1}$ , обусловлен первым пиком мощности накачки и соответствует моменту времени 19 нс. Запаздывание максимума коэффициента усиления относительно максимума накачки составило  $\sim 15$  нс. Анализ динамики коэффициента усиления показывает, что к моменту времени 19 нс активная среда уже создана и в ней происходит усиление индуцированного излучения, однако плотность лазерных фотонов еще очень мала ( $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ). В этот же момент времени (см. рис.6) мощность накачки от разряда  $C_2$  становится минимальной, а мощность основной накачки от разряда  $C_1$  еще не успевает увеличиться. Вторым максимумом коэффициента усиления, равный  $3.6\% \cdot \text{см}^{-1}$ , обусловлен разрядом основного конденсатора  $C_1$ . К моменту времени 36 нс плотность лазерных фотонов увеличивается до  $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (см. рис.8). Это приводит к насыщению потока излучения, а следовательно, к снижению коэффициента усиления.

Поглощение лазерных фотонов происходит при взаимодействии со следующими атомами и молекулами: с отрицательным ионом хлора  $\text{Cl}^-$  – реакция фотоотлипания, с возбужденными атомами  $\text{Xe}^*$  – реакции фотоионизации, с молекулами  $\text{Xe}_2^+$ ,  $\text{Xe}_2\text{Cl}$  и  $\text{Xe}_2^*$  – реакции диссоциации молекул. В реакциях фотоотлипания электронов и в реакциях фотоионизации возбужденных атомов  $\text{Xe}^*$  теряется большая часть лазерных фотонов. В области максимального коэффициента усиления коэффициент поглощения на порядок меньше, чем коэффициент усиления. Временной профиль коэффициента поглощения (см. рис.7) оказывается сложным и фактически определяется поведением концентрации электронов, которые и определяют изменение концентраций поглощающих атомов и молекул.

На рис.8 показаны временные зависимости концентрации электронов, суммарной концентрации возбужденных атомов ксенона, концентрации молекул  $\text{HCl}(0)$ , суммарной концентрации колебательно-возбужденных молекул  $\text{HCl}(v = 1, 2, 3)$ , концентрации молекул  $\text{XeCl}(B, v = 0)$  и плотности лазерных фотонов. Временные зависимости этих концентраций дают представление об основных физических процессах, определяющих накачку лазера.

Уже в начальной стадии, к моменту времени 9 нс, создается концентрация электронов  $1.3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Для достижения именно такой концентрации требовалась большая пиковая мощность накачки, созданная полупроводниковым прерывателем тока и энергией, накопленной в индуктивности основного контура. Одновременно с быстрым ростом концентрации электронов увеличиваются концентрации колебательно-возбужденных молекул  $\text{HCl}(v = 1, 2, 3)$ . Это ведет к увеличению скорости процессов прилипания электронов. Скорость создания высоковозбужденных молекул  $\text{XeCl}^{**}$  практически равна скорости прилипания электронов. В процессах релаксации  $\text{XeCl}^{**}$  происходит образование молекул  $\text{XeCl}(B, v = 0)$ , от концентрации которых зависит коэффициент усиления активной среды. Временная зависимость коэффициента усиления подобна временной зависимости концентрации  $\text{XeCl}(B, v = 0)$ . К моменту времени 38 нс большая скорость увеличения плотности лазерных фотонов вызывает спад концентрации  $\text{XeCl}(B, v = 0)$ , что ведет к снижению коэффициента усиления. На рис.8 показана также временная

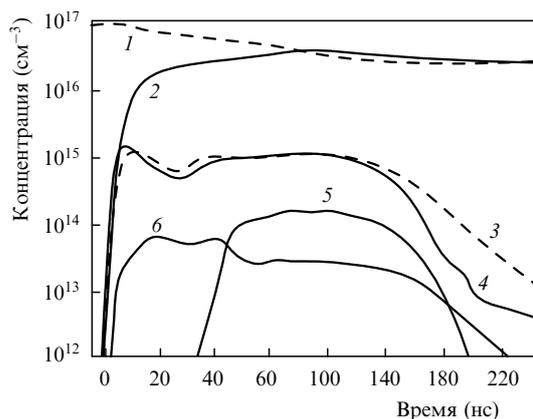


Рис.8. Расчетные временные зависимости концентрации основных компонентов плазмы:  $\text{HCl}(0)$  (1), колебательно возбужденных молекул  $\text{HCl}(v = 1, 2, 3)$  (2), возбужденных атомов ксенона ( $\text{Xe}^*$ ,  $\text{Xe}^{**}$ ,  $\text{Xe}^{***}$ ) (3), электронов (4), фотонов лазерного излучения (5) и молекул  $\text{XeCl}(B, v = 0)$  на верхнем лазерном уровне (6).

зависимость концентрации возбужденных атомов ксенона. Концентрации  $\text{Xe}^*$  соизмеримы с концентрацией электронов.

Скорость увеличения концентраций  $\text{HCl}(v = 1, 2, 3)$  существенно влияет на характеристики плазмы и лазерного излучения. Константы прилипания электронов при их взаимодействии с молекулами  $\text{HCl}(v = 1, 2, 3)$  примерно в 60 раз больше, чем с молекулами  $\text{HCl}(0)$ . Увеличение концентрации  $\text{HCl}(v = 1, 2, 3)$  обеспечивает необходимую скорость роста концентрации  $\text{XeCl}(B, v = 0)$ . От начальной концентрации  $\text{HCl}(0)$  зависит величина максимально возможной энергии излучения, которая может быть получена при полном преобразовании  $\text{HCl}(0)$  в молекулы  $\text{HCl}(v = 1, 2, 3)$ . В данном режиме к моменту окончания накачки в газовой среде суммарная концентрация  $\text{HCl}(0)$  и  $\text{HCl}(v = 1, 2, 3)$  равна 60 % начальной концентрации молекул  $\text{HCl}(0)$ . Это означает, что увеличение мощности и длительности импульса накачки может увеличить энергию излучения.

Расчетные зависимости от времени скоростей процессов прямой и ступенчатой ионизации, а также прилипания и рекомбинации электронов приведены на рис.9. Эти зависимости определяют скорости рождения и гибели электронов и их изменение за время действия накачки. Процессы, происходящие до момента времени 33 нс,

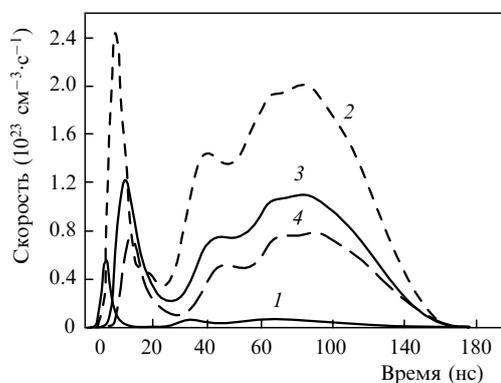


Рис.9. Расчетные временные зависимости скоростей основных процессов образования и гибели электронов – скорости прямой ионизации (1), суммарной скорости ступенчатой ионизации возбужденных атомов  $\text{Xe}^*$  (2), суммарной скорости диссоциативного прилипания электронов (3) и суммарной скорости рекомбинации (4).

обусловлены пиковой накачкой от обострительной емкости. После 33 нс скорости процессов определяются накачкой газовой среды энергией основного конденсатора.

Прямая ионизация способствует росту концентрации электронов только в начальной стадии разряда. С ростом концентраций электронов и возбужденных атомов ксенона увеличивается скорость ступенчатой ионизации. К моменту времени 3 нс (при концентрации электронов  $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) скорости прямой и ступенчатой ионизаций становятся соизмеримыми. Уменьшение напряженности электрического поля в плазме ведет к снижению скорости прямой ионизации. При этом скорость ступенчатой ионизации продолжает увеличиваться, и дальнейший рост концентрации электронов полностью обеспечивается ступенчатой ионизацией. Так, к моменту времени 6 нс скорость ступенчатой ионизации равна  $2.4 \times 10^{23} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ , а скорость прямой ионизации в 20 раз меньше. В плазме происходит переход от прямой ионизации к ступенчатой, и такой переход качественно изменяет свойства и характеристики плазмы. Рост концентрации электронов при сильном снижении напряженности электрического поля в плазме обеспечивается только ступенчатой ионизацией.

Отметим, что в начальной стадии разряда рост скоростей рекомбинации и прилипания запаздывает относительно роста скорости ступенчатой ионизации. Поэтому мощность накачки в основном расходуется на создание электронов и возбужденных атомов  $\text{Xe}^*$ , концентрации которых быстро увеличиваются.

В стадии основной накачки скорость прямой ионизации остается очень малой и не влияет на рост концентрации электронов. Высокую концентрацию электронов создает ступенчатая ионизация. Для этой стадии характерно, что в диапазоне 33–133 нс концентрации электронов и  $\text{Xe}^*$  изменяются очень мало, оставаясь на уровне  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , тогда как скорости ступенчатой ионизации, прилипания и рекомбинации в этом интервале времени существенно изменяются. Создается ситуация, при которой в указанном временном интервале скорость ступенчатой ионизации остается примерно равной сумме скоростей прилипания и рекомбинации. Временное изменение скоростей ионизации, рекомбинации и прилипания зависит от распределения затрат вводимой в активную среду энергии в различных кинетических процессах. Детальное изучение скоростей процессов и распределения мощности накачки по различным плазмохимическим каналам является предметом дальнейшего самостоятельного исследования.

#### 4. Заключение

На основании расчетных и экспериментальных данных проанализированы кинетические процессы, определяющие накачку электроразрядного  $\text{XeCl}$ -лазера, в схеме питания которого использован полупроводниковый прерыватель тока. Основные выводы состоят в следующем.

1. Максимальные лазерные параметры были получены при зарядном напряжении 36 кВ. Энергия излучения составила 1.0 Дж, мощность излучения – 11.2 МВт, эффективность относительно вложенной в активную среду энергии была равна 4 %, а эффективность относительно мощности накачки – 4.7 %. Полученный КПД близок к предельной эффективности  $\text{XeCl}$ -лазера, достигнутой при других способах накачки (двойным разрядом и пучком электронов).

2. С увеличением зарядного напряжения накопительного конденсатора увеличиваются пиковая и основная мощности накачки, сокращается время запаздывания импульса генерации, увеличивается его длительность. При зарядном напряжении 36 кВ максимальная пиковая мощность накачки была равна  $0.8 \text{ МВт/см}^3$ , начальная напряженность поля в плазме – 18 кВ/см, а время запаздывания генерации относительно накачки составило 35 нс.

3. Из анализа скоростей процессов ионизации, рекомбинации и прилипания следует, что для создания активной среды с коэффициентом усиления, обеспечивающим минимальное время запаздывания генерации относительно начала накачки, предимпульс должен обеспечить мощность накачки  $\sim 10^6 \text{ Вт/см}^3$ . Длительность предимпульса, обеспечивающего формирование плазмы и создание активной среды, должна быть минимальной, чтобы снизить затрачиваемую на создание плазмы энергию.

4. Расчеты выявили следующее распределение энергии при зарядном напряжении 36 кВ: запасенная энергия в основном конденсаторе равна 45.3 Дж, энергия, вложенная в активную среду, – 25.1 Дж, а оставшаяся в схеме после окончания накачки энергия – 3.9 Дж; потери энергии в искровых промежутках подсветки, разрядниках и прерывателе тока составили 16.3 Дж. Эффективность передачи энергии от начального емкостного накопителя в газовую среду равна 55 %.

5. За время накачки расход молекул  $\text{HCl}$  составил  $\sim 40 \%$ , поэтому имеется потенциальная возможность увеличения энергии излучения при увеличении мощности накачки и (или) длительности импульса накачки.

6. Результаты проведенных исследований показывают, что полупроводниковый прерыватель тока позволяет регулировать запас энергии в создаваемом индуктивном накопителе, а большая скорость обрыва тока обеспечивает необходимую пиковую мощность при малой длительности импульса. Улучшение характеристик прерывателя, прежде всего снижение потерь энергии, позволит улучшить характеристики излучения  $\text{XeCl}$ -лазера.

Работа поддержана Международным научно-техническим центром (проект № 2596).

1. Bychkov Yu.I., Yampolskaya S.A., Yastremsky A.G. *Laser Particle Beams*, **21**, 233 (2003).
2. Long W.H., Plummer J., Stappaerts E.A. *Appl. Phys. Lett.*, **43** (8), 735 (1983).
3. Месяц Г.А., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. *ДАН СССР*, **307** (4), 869 (1989).
4. Рукин С.Н. *ПТЭ*, **4**, 5 (1999).
5. Baksh E.H., Panchenko A.N., Tarasenko V.F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35** (3), 261 (1999).
6. Бакшт Е.Х., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. *Квантовая электроника*, **30** (6), 506 (2000).
7. Baksh E.H., Panchenko A.N., Tarasenko V.F., Matsunaga T., Goto T. *Jap. J. Appl. Phys.*, **41**, 3701 (2002).
8. Bychkov Yu.I., Baksh E.H., Panchenko A.N., Tarasenko V.F., Yampolskaya S.A., Yastremsky A.G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4747**, 99 (2001).
9. Jonson T.H., Palumbo L.J., Hunter A.M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **15**, 289 (1979).
10. Riva R., Legentil M., Pasquiers S., Puech V. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28**, 856 (1995).
11. Fletcher C.A.J. *Computational Galerkin Methods* (New York: Springer, 1984).
12. Makarov M., Bonnet J., Pigache D. *Appl. Phys. B*, **66**, 385 (1998).
13. Fischer C.H., Kushner M.J., DeHart T.E., MacDanick J.P., Petr R.A., Ewing J.J. *Appl. Phys. Lett.*, **48**, 1574 (1986).
14. Trentelman M., M.Peters P.J., Mei Q.-C., Wittman W.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 2494 (1995).