

Влияние степени предыонизации газа на однородность горения объемного разряда и генерацию излучения в широкоапертурном ХеСl-лазере

И.Н.Коновалов, Н.Н.Коваль, А.И.Суслов

Приведены результаты исследования электроразрядного ХеСl-лазера с апертурами активной области 8×11 , 10×15 и 15×15 см. Предыонизация рабочей смеси Ne–Xe–HCl осуществлялась мягким рентгеновским излучением и слабофокусным электронным пучком, обеспечивающими начальную концентрацию электронов в газе n_0 от 10^6 до 2×10^{13} см $^{-3}$. При $n_0 < 10^{12}$ см $^{-3}$ равномерность распределения начальной концентрации электронов и однородность электрического поля в разрядном промежутке существенно влияют на однородность горения объемного разряда и генерационные характеристики лазера. При $n_0 \geq 10^{12}$ см $^{-3}$ однородный объемный разряд зажигается и устойчиво горит при неоднородности электрического поля в разрядном промежутке до 10 %, при этом для формирования разряда достаточно накопительной емкости, заряженной до удвоенного напряжения квазистационарного горения разряда. Показано, что улучшение однородности горения объемного разряда и уменьшение размеров разрядной камеры позволяют повысить КПД широкоапертурного ХеСl-лазера.

Ключевые слова: ХеСl-лазер, объемный разряд, широкоапертурный лазер.

1. Введение

Разработке и исследованию экспериментальных образцов широкоапертурного электроразрядного ХеСl-лазера посвящено значительное число работ [1–5]. При использовании генераторов накачки, выполненных на основе импульсных формирующих линий с водяной изоляцией, и мягкого рентгеновского излучения для предварительной ионизации газа энергия импульса излучения была доведена до 50–60 Дж. Основной проблемой при масштабировании лазера является обеспечение условий, необходимых для формирования и устойчивого горения однородного разряда в большом объеме газа.

Вследствие неоднородности электрического поля вблизи электродов и стенок разрядной камеры и неоднородности распределения начальной концентрации электронов в газе происходит микроканалирование объемного разряда на стадии его формирования, зарождаются диффузные каналы с высокой проводимостью, шунтирующие объемный разряд [6–9]. В связи с этим принимаются меры по выравниванию распределения напряженности электрического поля в разрядном промежутке. Применяется интенсивная подсветка газа, которая обеспечивает накопление электронов до необходимой начальной концентрации и компенсирует уход электронов от катода под действием приложенного напряжения. Кроме того, в стадии формирования объемного разряда на разрядном промежутке поддерживается максимально быстрый рост напряжения.

В работах [7–9] показано, что объемный разряд с достаточно высокой однородностью распределения тока формируется при начальной концентрации электронов

$n_0 \sim 10^9$ см $^{-3}$ и крутизне нарастания напряжения $dU/dt > 1$ кВ/нс. При этом приведенная напряженность электрического поля на разрядном промежутке достигает 2.5 кВ·см $^{-1}$ ·атм $^{-1}$, что примерно в 4 раза выше, чем при квазистационарном горении объемного разряда. При большой апертуре активной области напряжение зажигания разряда достигает 100 кВ и резко возрастает вероятность пробоя по поверхности изоляторов ввода либо по стенкам разрядной камеры, если они выполнены из диэлектрика. Для исключения пробоя необходимо обеспечивать длину изоляторов, примерно в 3 раза большую расстояния между электродами [4]. С увеличением размеров разрядной камеры рост ее индуктивности усложняет согласование импедансов генератора накачки и плазмы объемного электрического разряда. Как следствие, ограничивается возможность наиболее полного использования энергии, запасаемой в накопителях, затрудняется оптимизация удельной мощности возбуждения газа и напряженности электрического поля в плазме, определяющих эффективность преобразования вводимой энергии в энергию лазерного излучения.

Целью настоящей работы являлось изучение влияния степени предыонизации рабочей смеси газов Ne–Xe–HCl в диапазоне $n_0 = 10^6 - 2 \times 10^{13}$ см $^{-3}$ на напряжение пробоя разрядного промежутка в широкоапертурном ХеСl-лазере, скорость формирования объемного разряда, однородность его горения и эффективность накачки лазера.

2. Результаты экспериментов

2.1. Условия экспериментов и расчетные данные

Эксперименты проводились на макете лазера с сечениями области горения объемного разряда 8×11 , 10×15 и 15×15 см (рис.1). Разрядная камера, изготовленная из полиэтилена, имела внутренние размеры $19 \times$

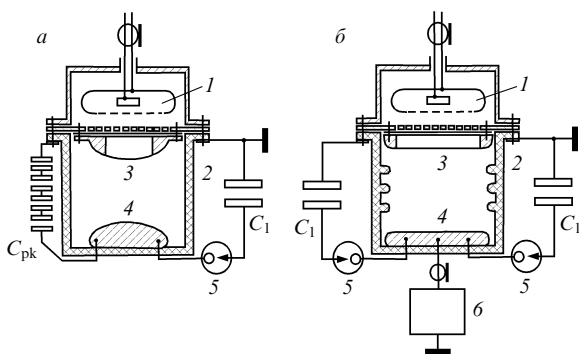


Рис.1. Схема компоновки лазера при односторонней (а) и при двусторонней (б) накачке:

1 – плазменный катод ускорителя электронов; 2 – разрядная камера; 3, 4 – профилированные электроды; 5 – разрядник; 6 – генератор запускающих импульсов.

19×70 см и выдерживала давление рабочей смеси газов $p = 2.5$ атм. Активная область длиной 45 см с апертурой 8×11 см была образована двумя профилированными электродами 3, 4 (рис.1,а), при этом боковые стенки разрядной камеры практически не оказывали влияния на формирование и горение объемного разряда. Исследования режимов формирования и горения объемного разряда, а также генерации лазерного излучения в условиях неоднородного электрического поля в разрядном промежутке были выполнены при плоских, закругленных по краям электродах с размерами, примерно равными внутренним размерам разрядной камеры (рис.1,б). При апертуре 15×15 см зона горения объемного разряда ограничивалась стенками разрядной камеры. Область горения разряда с апертурой 10×15 см и длиной 60 см была ограничена рамкой из полиэтилена толщиной 3 мм, закрепленной на заземленном электроде. Окна для вывода генерируемого излучения закрывались алюминиевым зеркалом и плоскопараллельной кварцевой пластиной с диэлектрическим покрытием. Добротность резонатора на длине волны излучения $\lambda \approx 308$ нм составляла 0.3.

В лазере с односторонней накачкой накопительная и обостряющая емкости двухконтурной системы питания объемного разряда были размещены вблизи боковых стенок разрядной камеры и распределены по длине и высоте разрядного промежутка. Это не только обеспечивало минимальную индуктивность разрядных контуров, но и существенно улучшало однородность электрического поля E в области горения разряда.

Расчет профилей электродов и распределения электрического поля в разрядном промежутке был проведен с использованием методик, изложенных в работах [10–12], и проверен экспериментально [3, 13]. При профилированных электродах локальная неоднородность электрического поля $\Delta E/E$ в разрядном промежутке не превышала 1%. Накопительная емкость C_1 была выполнена из двух малогабаритных импульсных конденсаторов марки КМИ и составляла 0.1 мкФ. Индуктивность разрядного контура накопительной емкости равнялась 100 нГн. Обостряющая емкость C_{pk} набиралась из конденсаторов марки КВИ-3 и составляла 7 нФ. Импульсная зарядка накопительной емкости позволила использовать в качестве многоканального коммутатора 5 протяженный двухэлектродный искровой разрядник с усилением напряженности электрического поля вблизи «острого» анода [14]. При зарядном напряжении $U_0 = 100$ кВ и

коммутируемом токе 150 кА расчетное число каналов в разряднике равнялось 20, а время коммутации – примерно 10 нс.

Предыонизация рабочей смеси Ne–Xe–HCl производилась однородным по сечению пучком электронов, ускоренных до энергии 100–200 кэВ, либо мягким рентгеновским излучением с энергией квантов до 100 кэВ, генерируемых ускорителем электронов с плазменным катодом [15]. Ускоренные электроны и рентгеновское излучение вводились в газ через окно в заземленном электроде разрядной камеры, закрытое лавсановой пленкой толщиной 150 мкм и мелкоячеистой сеткой из нержавеющей стали.

Регулировка плотности тока пучка электронов осуществлялась путем изменения тока импульсного дугового разряда в плазменном катодом 1 с помощью ограничительных сопротивлений. При максимальной плотности тока пучка электронов 0.1 А/см² длительность импульса тока пучка равнялась 30 мкс. С уменьшением плотности тока до 5×10^{-3} А/см² длительность импульса тока пучка достигала 800 мкс. Для генерации рентгеновского излучения в диоде на пути ускоренных электронов устанавливалась мишень из титана толщиной 100 мкм. За счет изменения плотности тока пучка j_b от 0.1 до 10^{-5} А/см², а также интенсивности рентгеновского излучения начальная концентрация электронов в рабочей смеси газов варьировалась от 2×10^{13} до 10^6 см⁻³.

Распределение энергии, выделяемой пучком электронов в смеси газов Ne–Xe–HCl, оценивалось на основании расчетов с использованием метода Монте-Карло [16]. При плотности тока пучка $j_b = 0.1$ А/см² на расстоянии, равном 0.25 от максимального пробега электронов в газе, скорость образования свободных электронов $S_0 = W_b/(t_b \varepsilon)$ (где W_b – энергия, вкладываемая пучком электронов в 1 см³, t_b – длительность импульса тока пучка, $\varepsilon = 35$ эВ – энергия образования электрон-ионной пары) составляла 2×10^{19} см⁻³·с⁻¹. В отсутствие электрического поля потери электронов связаны в основном с электрон-ионной рекомбинацией, коэффициент которой $\alpha = 5 \times 10^{-8}$ см⁻³·с⁻¹. Под действием электронного пучка за время $t_{st} \approx 3/(4\alpha S_0)^{1/2}$ в рабочей смеси газов устанавливается стационарная концентрация электронов $n_{st} = (S_0/\alpha)^{1/2}$, достигающая 2×10^{13} см⁻³ при $j_b = 0.1$ А/см². Измерения характеристик лазера при уменьшении j_b были проведены при времени задержки объемного разряда относительно начала импульса тока пучка 5 мкс. К этому времени плазма импульсного дугового разряда равномерно заполняет катод ускорителя и достигаются равномерное распределение плотности тока по сечению пучка и максимальная мощность ускорителя.

В случае предыонизации смеси газов рентгеновским излучением при плотности тока в диоде $j_d = 0.67$ А/см², получаемой путем диафрагмирования катода, скорость S_0 составляла 0.4×10^{16} см⁻³·с⁻¹, а начальная концентрация электронов достигала 2×10^{10} см⁻³. Изменение концентрации электронов, полученной к началу формирования объемного разряда, производилось подбором параметров S_0 и t_b . Измерение экспозиционной дозы рентгеновского излучения в активной области лазера и расчет скорости ионизации смеси газов рентгеновским излучением были выполнены по методике, описанной в работах [7, 17].

Для анализа процессов, связанных с формированием разряда под действием электрического поля, проводился

численный расчет концентраций частиц плазмы в смеси состава $\text{Ne}:\text{Xe}:\text{HCl} = 1000:10:1$, находящейся под давлением 3 атм, в приближении равномерного распределения плазмы по промежутку. По методике, изложенной в [12], оценивалось влияние неоднородности электрического поля на время устойчивого горения разряда. Рассчитывались зависимости времени формирования разряда t_0 от степени предыонизации n_0 и средней скорости роста напряжения dU/dt за время t_0 . Концентрации частиц и проводимость разряда определялись путем совместного решения уравнения Больцмана и уравнений баланса частиц с учетом реальной электрической схемы питания.

Расчет показывает, что в условиях предыонизации электронным пучком ($j_b = 0.1 \text{ А/см}^2$, $n_0 = 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$) наложение электрического поля приводит к незначительному (до 10^{15} см^{-3}) увеличению концентрации колебательно-возбужденных молекул HCl . Поэтому потери электронов в процессах прилипания к молекулам HCl , находящимся в основном и колебательно-возбужденных состояниях, несущественны. Формирование разряда происходит в течение $\sim 40 \text{ нс}$, главным образом за счет ступенчатой ионизации газа.

Когда предыонизация осуществляется рентгеновским излучением, при ударной ионизации газа под действием приложенного электрического поля происходит значительное изменение концентрации электронов от 10^9 до 10^{13} см^{-3} . В этом случае устойчивость и однородность горения объемного разряда существенно зависят от равномерности распределения электрического поля и от начальной концентрации электронов n_0 между электродами. В частности, для $\Delta E/E \sim 1\%$ оценка времени устойчивого горения объемного разряда дает 200 нс. Если же $\Delta E/E \sim 5\%$, то объемная стадия существует фактически только во время разряда обострительной емкости на межэлектродный промежуток.

При больших изменениях концентрации электронов в газе под действием приложенного электрического поля представляют интерес зависимости времени формирования разряда от скорости нарастания напряжения dU/dt и начальной концентрации n_0 . Такие зависимости приведены на рис.2, где условно принято, что время t_0 соответ-

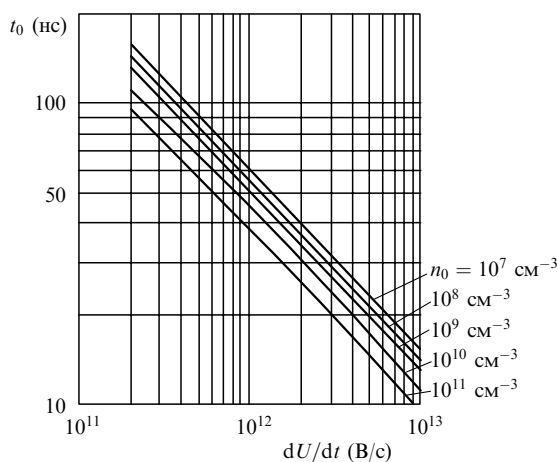


Рис.2. Зависимости времени формирования объемного разряда t_0 от скорости роста напряжения на разрядном промежутке dU/dt при различных начальных концентрациях электронов n_0 для смеси состава $\text{Ne}:\text{Xe}:\text{HCl} = 1000:10:1$, давления $p = 3 \text{ атм}$ и длины разрядного промежутка $d = 10 \text{ см}$.

ствует времени достижения напряжением его максимального значения, когда формирование разряда практически заканчивается.

2.2. Односторонняя накачка лазера при однородном электрическом поле

Экспериментальное исследование зависимости характеристик объемного разряда и генерируемого излучения от скорости предыонизации смеси $\text{Ne}-\text{Xe}-\text{HCl}$ пучком ускоренных электронов в условиях однородного электрического поля в разрядном промежутке было проведено при сечении области разряда $8 \times 11 \text{ см}$. Плотности тока пучка электронов, достигаемые к началу формирования объемного разряда, задавались либо ограничением тока в цепи питания плазменного катода ускорителя, либо задержкой зажигания объемного разряда относительно начала импульса тока пучка. Представляло интерес сравнение характеристик лазера при таких способах изменения j_b , поскольку с увеличением времени задержки разряда не только уменьшалась плотность тока j_b , но и увеличивалась до 20 % и более неоднородность ее распределения по сечению пучка [15].

При времени задержки разряда 5 мкс, уменьшении j_b от 0.1 до $5 \times 10^{-4} \text{ А/см}^2$ и соответственно изменении начальной концентрации электронов в газе от 2×10^{13} до $4.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ сечение области горения объемного разряда и энергия излучения лазера практически не изменялись. При этом с уменьшением j_b приведенная напряженность электрического поля E/p в разрядном промежутке, достигаемая при его пробое под действием обостряющей емкости, возросла с 1.8 до $2.4 \text{ кВ}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{атм}^{-1}$, ток разряда накопительной емкости из-за возникновения неоднородностей, частично шунтирующих объемный разряд, увеличился в 1.5 раза.

С ростом времени задержки объемного разряда относительно начала импульса тока пучка от 5 до 27 мкс при максимальном $j_b = 0.1 \text{ А/см}^2$ неравномерность распределения тока в пучке составляла менее 20 %, а энергия генерируемого излучения в течение длительности импульса пучка уменьшалась не более чем на 25 %. При уменьшении максимальной плотности тока пучка до 0.01 А/см^2 задержка разряда на время более 5 мкс и, как следствие, рост неравномерности распределения тока в пучке примерно до 20 % приводили к резкому уменьшению энергии излучения. К моменту окончания тока пучка (когда $j_b = 5 \times 10^{-3} \text{ А/см}^2$) область горения объемного разряда сузилась в 3 раза, а энергия излучения составила 25 % начальной. Полученные результаты и наблюдаемое различие в яркости свечения объемного разряда по длине разрядной камеры показывают, что при начальной концентрации электронов в газе менее 10^{13} см^{-3} неравномерность распределения интенсивности ионизирующего излучения по области горения объемного разряда более 20 % приводит к макронеоднородности горения объемного разряда и, как следствие, к неодинаковой накачке различных участков активной области лазера, резко ухудшающей эффективность генерации излучения.

Для сравнения влияния плавно изменяющейся макронеоднородности в распределении плотности тока по сечению пучка и равномерно распределенных по длине и ширине разрядной камеры локальных неоднородностей пучка на однородность горения объемного разряда на пути ускоренных электронов в окне заземленного электрода была установлена алюминиевая плита толщиной

0.5 см с отверстиями диаметром 1 см и расстоянием между ними 3 см. При фиксированном времени задержки объемного разряда 5 мкс и изменении плотности тока пучка от 0.1 до $\sim 5 \times 10^{-4}$ А/см² длительность горения объемного разряда и энергия генерируемого излучения не изменялись и были сравнимы с полученными при равномерном распределении тока по сечению пучка.

Исследование энергетических характеристик лазера при однородном электрическом поле в разрядном промежутке и различных скоростях предыонизации смеси рентгеновским излучением показало следующее. При скорости предыонизации смеси $S_0 = 0.4 \times 10^{16}$ см⁻³·с⁻¹ и концентрации электронов $n_0 = 2 \times 10^{10}$ см⁻³, накопленных за время задержки разряда 5 мкс, энергия излучения лазера равна энергии, генерируемой при предыонизации электронным пучком. С уменьшением S_0 до 2×10^{14} см⁻³·с⁻¹ и соответственно n_0 до 10^9 см⁻³ энергия излучения изменялась незначительно (см. рис.3,а). Дальнейшее одновременное уменьшение n_0 и S_0 в разрядном промежутке лазера приводило к быстрому снижению эффективности генерации. «Автографы» лазерного излучения показывают ухудшение однородности горения объемного разряда по всему сечению разрядного промежутка. Вблизи катода в слое газа толщиной до 1 см наблюдается образование множества микроканалов. На рис.3,б показана зависимость энергии излучения лазера от длительности предыонизации смеси рентгеновским излучением при $S_0 < 2 \times 10^{13}$ см⁻³·с⁻¹. Из представленных данных видно, что при предыонизации газа рентгеновским излучением в отсутствие электрического поля в разрядном промежутке в течение ~ 300 мкс прилипание электронов

к молекулам HCl практически не влияет на их накопление. Эффективная генерация начинается, когда $n_0 = 5 \times 10^8$ см⁻³, при увеличении n_0 до 10^9 см⁻³ энергия излучения достигает максимума и с дальнейшим ростом времени запаздывания разряда относительно начала предыонизации газа она изменяется пропорционально S_0 . Максимальная энергия излучения при этом составляет $\sim 50\%$ от энергии, генерируемой при $S_0 \geq 0.4 \times 10^{16}$ см⁻³·с⁻¹.

При изменении зарядного напряжения на накопительной емкости генератора накачки U_0 от 100 до 55 кВ и предыонизации смеси Ne–Xe–HCl электронным пучком с плотностью тока 0.1 А/см² однородность горения объемного разряда не ухудшалась. Однако с уменьшением мощности накачки лазера область горения объемного разряда сужалась, сохраняя тем самым необходимые условия для его поддержания. С уменьшением U_0 от 100 до 70 кВ энергия излучения лазера не изменялась. Эффективность использования энергии, запасаемой в накопительной емкости, возрастала более чем в 2 раза. В основном это определялось лучшим согласованием волнового сопротивления разрядного контура генератора накачки с активным сопротивлением разрядного промежутка лазерной камеры. При $U_0 = 55$ кВ энергия излучения уменьшилась на 40% из-за уменьшения скорости ионизации смеси и скорости передачи энергии в электронные состояния Xe [18]. При $E/p < 0.4$ кВ·см⁻¹·атм⁻¹ в плазме на квазистационарной стадии горения разряда происходил срыв генерации излучения.

При предыонизации смеси Ne–Xe–HCl рентгеновским излучением с уменьшением U_0 энергия генерируемого излучения снижается значительно быстрее, чем при использовании пучка электронов. Это обусловлено тем, что при низких зарядных напряжениях и $n_0 < 10^{10}$ см⁻³ наряду с уменьшением скорости образования возбужденных молекул XeCl* ухудшаются условия формирования однородного объемного разряда на стадии ударной ионизации газа. Эксперименты по оптимизации состава рабочей смеси газов, проведенные при различных зарядных напряжениях на накопительной емкости, показали, что с уменьшением U_0 смесь необходимо разбавлять буферным газом неонем. Как и при предыонизации электронным пучком, наиболее высокие выходная энергия и КПД лазера были достигнуты при соотношении компонентов смеси Ne:Xe:HCl = 1000:10:1. Приведенная напряженность электрического поля на разрядном промежутке при пробое смеси составляла ~ 2.4 кВ·см⁻¹·атм⁻¹, а в течение импульса накачки – менее 0.6 кВ·см⁻¹·атм⁻¹.

В исследованных режимах накачки лазера «автографы» генерируемого излучения и результаты сканирования измерителем энергии сечения лазерного пучка показывают, что энергия излучения распределена в разрядном промежутке неравномерно и максимум ее плотности смещен от середины разрядного промежутка в сторону накопительной емкости генератора накачки. Наблюдавшееся при двусторонней накачке лазера и удельной мощности накачки смеси Ne–Xe–HCl, равной 1.2 МВт/см³, расслоение разряда по его сечению [4] объяснялось влиянием скин-эффекта. В наших экспериментах область разряда смещалась в сторону накопительной емкости при значительно меньших удельных мощностях накачки (0.2–0.6 МВт/см³), по-видимому, вследствие влияния индуктивности электродов и разрядного промежутка, составлявшей ~ 10 нГн. Изменение тока разряда вызывало

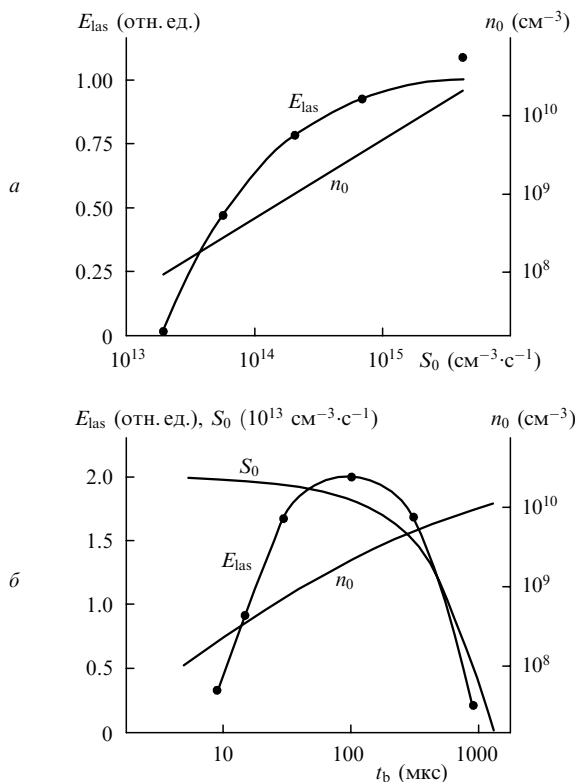


Рис.3. Зависимости энергии излучения лазера E_{las} и начальной концентрации электронов n_0 от скорости предыонизации смеси S_0 при длительности импульса тока пучка $t_b = 5$ мкс (а), а также зависимости E_{las} (при $S_0 < 2 \times 10^{13}$ см⁻³·с⁻¹), S_0 и n_0 от t_b (б) для смеси состава Ne:Xe:HCl = 1000:10:1, $p = 2.5$ атм, $U_0 = 100$ кВ, $C_{\text{pk}} = 2.5$ нФ.

падение напряжения на этой индуктивности, сравнимое со средним напряжением квазистационарного горения разряда.

2.3. Двусторонняя накачка лазера при однородном электрическом поле

При двусторонней накачке лазера в генераторах, выполненных по двухконтурной схеме, размещение обостряющей емкости между накопительной емкостью и разрядной камерой приводит к заметному увеличению индуктивности разрядного контура накопительной емкости. Исследование зависимости разрядных и генерационных характеристик лазера от величины обостряющей емкости C_{pk} показало следующее. При интенсивной предьонизации смеси Ne–Xe–HCl электронным пучком и однородном электрическом поле в разрядном промежутке в диапазоне $C_{pk} = 0.5 - 7$ нФ энергия генерируемого излучения изменялась незначительно. Однородность объемного разряда сохранялась в течение 300 нс, вплоть до окончания первого полупериода колебаний тока разряда накопительной емкости. При $C_{pk} < 0.5$ нФ изменение характеристик объемного разряда и уменьшение энергии излучения на 20–30 % происходили в основном из-за изменения характеристик коммутации тока многоканальным разрядником. В случае замены обостряющей емкости активным сопротивлением, равным 10 Ом и распределенным по длине разрядной камеры, формирование объемного разряда после срабатывания многоканального разрядника происходило под действием накопительной емкости, заряженной до удвоенного напряжения квазистационарного горения разряда, а энергия излучения стабилизировалась на уровне, достигнутом при $C_{pk} > 1$ нФ.

При предьонизации смеси газов рентгеновским излучением со скоростью $S_0 = 0.4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ и начальной концентрации электронов $n_0 = 2 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ энергия излучения начинала быстро уменьшаться, когда емкость C_{pk} была меньше 1 нФ и запасаемая в ней энергия составляла менее 2×10^{-3} Дж в расчете на 1 см³ смеси. При $C_{pk} = 0$ и формировании объемного разряда под действием накопительной емкости наблюдалось двукратное снижение энергии излучения.

Режимы работы лазера в условиях двусторонней накачки активной среды и однородного электрического поля в разрядном промежутке были исследованы при сечении области горения объемного разряда 8×11 см. По обеим сторонам разрядной камеры размещались накопительные конденсаторы C_1 емкостью 0.1 мкФ, заряженные до 100 кВ. Подключение емкостей к разрядной камере осуществлялось многоканальными искровыми разрядниками 5 (см. рис.1). Разрядники срабатывали под действием генератора запускающих импульсов 6, имеющего ударную емкость 1 нФ и формирующего импульсы напряжения с амплитудой –100 кВ и длительностью переднего фронта 10 нс. Разброс времени срабатывания разрядников составлял примерно 1 нс. При предьонизации смеси Ne–Xe–HCl рентгеновским излучением параметры разрядных промежутков газоразрядной камеры и многоканальных искровых разрядников генератора накачки были подобраны так, чтобы при заданной крутизне нарастания напряжения на выходе генератора запускающих импульсов вначале происходило увеличение концентрации электронов в области горения объемного разряда до $10^{12} - 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а затем, до пробоя смеси,

срабатывали многоканальные разрядники. Это препятствовало развитию диффузных каналов в объемном разряде, снижало требования к скорости нарастания тока при формировании объемного разряда – условию, необходимому для однородности его горения. С использованием данной схемы возбуждения лазера при предьонизации смеси Ne–Xe–HCl как электронным пучком, так и мягким рентгеновским излучением вольт-амперные характеристики объемного разряда были аналогичны полученным при накачке от генератора, выполненного по двухконтурной схеме с обостряющей емкостью. Энергия генерируемого излучения была распределена почти равномерно по сечению пучка, ее плотность составляла около 190 мДж/см².

2.4. Двусторонняя накачка лазера при неоднородном электрическом поле

При сечении области горения объемного разряда 10×15 см электрическое поле было искажено у закругленных краев плоского анода и около кромок полиэтиленовой рамки, закрепленной на катоде. При интенсивной предьонизации смеси Ne:Xe:HCl = 1000:10:1 электронным пучком с $j_b = 3 \times 10^{-2} \text{ А/см}^2$ объемный разряд сохранял однородность в течение 300 нс, до окончания первого полупериода колебаний тока. К концу первого полупериода разрядный ток замыкался на диффузные каналы, образующиеся у торцевых стенок разрядной камеры и по краям полиэтиленовой рамки. С уменьшением j_b до $3 \times 10^{-4} \text{ А/см}^2$ шунтирующее действие каналов приводило к срыву генерации излучения, однако длительность горения объемного разряда еще не уменьшалась. При дальнейшем уменьшении j_b до $3 \times 10^{-5} \text{ А/см}^2$ объемный разряд практически полностью шунтировался диффузными каналами.

В разрядной камере со стенками, имеющими ребра, и апертурой активной области 15×15 см неоднородность электрического поля около ребер достигала 10 %. При плотности тока пучка $j_b = 3 \times 10^{-2} \text{ А/см}^2$ и начальной концентрации электронов $n_0 \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ длительность объемного горения разряда составила ~250 нс, а интенсивность спонтанного излучения возбужденной смеси была пропорциональна мощности разряда. Из-за относительно низкой удельной мощности накачки смеси (0.12 МВт/см³) пороговые условия генерации не достигались. На фотографиях интегрального свечения разрядного промежутка наблюдались диффузные каналы, образующиеся у торцов разрядной камеры без ребер и частично шунтирующие объемный разряд. При уменьшении плотности тока пучка до $j_b = 3 \times 10^{-4} \text{ А/см}^2$ наряду с объемным разрядом формировались диффузные каналы, локализованные на краях электродов вблизи ребер боковых стенок разрядной камеры практически равномерно по всей их длине.

3. Выводы

Сравнение режимов горения объемного разряда и генерации излучения в широкоапертурном электроразрядном XeCl-лазере при начальных концентрациях электронов n_0 в смеси Ne–Xe–HCl от 10^6 до $2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ показало, что при $n_0 < 10^{12} \text{ см}^{-3}$ начальная стадия формирования объемного разряда протекает в режиме ударной ионизации газа, а в зонах искажения электрического поля (при $\Delta E/E \geq 1\%$) развиваются диффузные каналы,

частично шунтирующие объемный разряд. С увеличением n_0 от 10^8 до 10^{10} см⁻³ улучшается однородность горения объемного разряда, зажигаемого и поддерживаемого двухконтурной системой питания, возрастает энергия излучения лазера. При использовании слаботочного электронного пучка, создающего в смеси начальную концентрацию электронов, большую 10^{12} см⁻³, формирование объемного разряда происходит в основном в режиме ступенчатой ионизации газа, однородный объемный разряд зажигается и устойчиво горит при неоднородности электрического поля в разрядном промежутке до 10 %. При этом необходимость в обостряющей емкости или дополнительном генераторе для формирования разряда отпадает: достаточно накопительной емкости, заряженной до удвоенного напряжения квазистационарного горения разряда.

Улучшение однородности горения объемного разряда и уменьшение разрядной камеры до размеров, близких к размерам активной области, позволяют повысить КПД широкоапертурного ХеСІ-лазера. Малая потребляемая мощность и высокая надежность слаботочного ускорителя электронов с плазменным катодом, а также возможность вывода ускоренных электронов через толстый сетчатый либо перфорированный электрод могут обеспечить надежную работу широкоапертурного ХеСІ-лазера в частотном режиме. По-видимому, данный способ предыонизации газа наиболее применим в лазерах с апертурой активной области более 10×10 см либо при решении задачи получения излучения с высокой пространственной однородностью и малой расходимостью.

Авторы благодарят Ю.И.Бычкова за постановку данной работы, П.М.Щанина и В.С.Толкачева за предоставленный ускоритель электронов и помощь в его монтаже.

1. Micko O., Minoru O. *J. Appl. Phys.*, **59**, 32 (1986).
2. Bychkov Yu., Kostyrya I., Makarov M., Suslov A., Yastremsky A. *Rev. Sci. Instrum.*, **65**, 793 (1994).
3. Басов В.А., Коновалов И.Н. *Квантовая электроника*, **23**, 787 (1996).
4. Champagne L.F., Dudas A.J., Harris N.W. *J. Appl. Phys.*, **62**, 1576 (1987).
5. Hasama T., Miyazaki K., Yamada K., Sato T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 113 (1989).
6. Shields H., Alcock A.J., Taylor R.S. *J. Appl. Phys. B*, **31**, 27 (1983).
7. Tallman C.R., Bigio I.J. *Appl. Phys. Lett.*, **42**, 149 (1983).
8. Levatter J.I., Robertson K.L., Lin S.-C. *J. Appl. Phys.*, **39**, 297 (1981).
9. Балбоненко Е.Ф., Басов В.А., Визирь В.А., Коновалов И.Н., Сак К.Д., Червяков В.В., Шубкин Н.Г. *Квантовая электроника*, **22**, 551 (1995).
10. Чанг Т. *Приборы для научных исследований*, № 4, 44 (1973).
11. Гейман В.Г., Генкин С.А., Клименко К.А., Козырев А.В., Королев Ю.Д., Месяц Г.А., Новоселов Ю.Н. *ЖТФ*, **55**, 2347 (1985).
12. Turner M.M. *J. Appl. Phys.*, **71**, 2113 (1992).
13. Коновалов И.Н. *Изв. вузов. Сер. Физика*, № 5, 54 (2000).
14. Балбоненко Е.Ф., Басов В.А., Визирь В.А., Коновалов И.Н., Бакшт Е.Х., Червяков В.В. *ПТЭ*, № 6, 86 (1997).
15. Koval N.N., Oks E.M., Kreindel Yu.E., Schanin P.M., Gavrilov N.V. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Research. A*, **312**, 417 (1991).
16. Беспалов В.И., Рыжов В.В. *ЖТФ*, **51**, 1403 (1981).
17. Балбоненко Е.Ф., Басов В.А., Коновалов И.Н., Сак К.Д., Червяков В.В. *ПТЭ*, № 4, 112 (1994).
18. McKee T.J., Boyd G., Znotins T.A. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **1**, 59 (1989).