

Лазерная генерация эксиплексных молекул XeCl в продольном импульсно-периодическом разряде в смеси Xe–CsCl

А.М.Бойченко, М.С.Кленовский

На основе ранее созданной кинетической модели проводится моделирование возможности получения лазерной генерации эксиплексных молекул XeCl в рабочей среде на основе смеси Xe с парами CsCl, возбуждаемой продольным импульсно-периодическим разрядом. Механизм образования эксиплексных молекул в данной смеси принципиально отличается от механизмов образования в традиционных смесях эксиплексных лазеров. Обсуждаются условия, при которых возможна генерация. Для этих условий, учитывая также и имеющиеся характерные экспериментальные условия возбуждения импульсно-периодического разряда, получены расчетные зависимости мощности и эффективности генерации от коэффициента отражения зеркал лазерного резонатора.

Ключевые слова: эксиплексный XeCl-лазер, разряд в смеси инертного газа с парами галогенида щелочного металла, моделирование кинетики процессов, продольный импульсно-периодический разряд.

1. Введение

Лазеры на эксимерных и эксиплексных молекулах являются самыми мощными лазерами, излучающими в ВУФ и УФ областях спектра [1–9]. Среди эксиплексных лазеров наиболее мощные и эффективные – это KгF-, XeCl-, AgF- и ХеF-лазеры [7–9]. В качестве рабочих смесей в них обычно используются смеси инертных газов с галогено-содержащими молекулами HCl, F₂, NF₃. В импульсно-периодическом режиме работы выгорание смеси при больших мощностях является серьезной проблемой. Обычное ее решение состоит в использовании прокачки смеси, однако это дает выигрыш только при низких частотах следования импульсов. При переходе к частотам порядка 1 кГц в разряде происходит развитие различных неустойчивостей [5], сильно осложняющих дальнейший рост частоты. Борьба с возникающими характерными неустойчивостями в принципе возможна, но вряд ли приведет к существенному росту частоты. На сегодняшний день частоты эксиплексных лазеров, работающих на традиционных смесях, ограничены, как правило, частотой 5 кГц.

Возникает вопрос: можно ли существенно повысить частоту следования импульсов эксиплексных лазеров или даже сделать ее бесконечной, т.е. перейти к непрерывному режиму? Попытка реализации непрерывного эксиплексного лазера предпринималась в многочисленных работах группы исследователей из Швеции и России (см., напр., [10–17]). При добавлении к Kг (давление порядка сотен торр) малых количеств Хе (до 1%) резкое увеличение выхода излучения в узкой линии с $\lambda = 146.94–147.03$ нм при криогенных температурах интерпретировалась авто-

рами [11, 13, 14] как усиление на связно-свободном переходе $1_u–0_u^+$ молекулы ХеКг. Такой вывод, как отмечают авторы, основывается на работах по расчету кривых потенциальных энергий этой молекулы [18–24] и на моделировании части спектра, проведенном в [25]. Однако сами же авторы отмечают [16], что надежной идентификации нет: «Для надежной идентификации анализируемых молекулярных спектров обычно выполняется их теоретическое моделирование. Выполнение этой процедуры требует знания потенциальных кривых нижнего и верхнего состояний, распределения заселенности по колебательным уровням, величин дипольных моментов переходов, зависящих от межъядерного расстояния. К сожалению, по всем перечисленным параметрам мы располагаем весьма ограниченной информацией, не позволяющей выполнить моделирование исследуемых спектров». Последние расчеты, проведенные в [26], пока не в состоянии объяснить форму излучаемого континуума. Отметим, что описанное выше резкое увеличение излучения в линии $\lambda \approx 147$ нм можно объяснить излучением при оптических столкновениях [27]. В работах [28–33] подобные спектры идентифицировались как резонансное излучение атома ксенона.

Проводимые исследователями оценки коэффициента усиления в смеси Kг–Хе на $\lambda \approx 147$ нм на протяжении 15 лет (с 1991 г. [10] по 2006 г. [15, 17]) остаются неизменными: $\kappa = 0.1$ см⁻¹. При этом использовались различные типы возбуждения, такие как тлеющий или барьерный разряды, с различным уровнем мощности. Например, в работе [12] барьерный разряд имел филаментарную структуру, по оценкам авторов размеры филаментов не превышали 0.1 мм, а концентрация электронов в филаментах составляла не менее 10¹⁵ см⁻³. В таких разрядах возбуждение среды в основном происходит в филаментах [34–37], тем не менее, и в этом случае значение коэффициента усиления, представленное авторами, было тем же. Как результат проведенных исследований в работе [17] анонсируется реализация непрерывного стимулированного излучения, но сами авторы отмечают [15, 17], что его использование пока невозможно в силу многих обстоятельств: рефракции, быстрого снижения коэффициента пропускания

А.М.Бойченко. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: boichen@kapella.gpi.ru

М.С.Кленовский. Институт электронной физики НАН Украины, Украина, 88017 Ужгород, ул. Университетская, 21; Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 30; e-mail: mironkle@rambler.ru

Поступила в редакцию 14 мая 2015 г.

ния окон разрядной трубки и т.д. – и требует решения комплекса вопросов по выводу излучения из плазменного объема.

В настоящей работе для увеличения частоты следования импульсов эксиплексных лазеров предлагается переход к другому виду галогенносителя – к солям щелочных металлов. Интерес к галогенидам щелочных металлов как к донорам галогена возник после работ [38–41], в которых излучение эксиплексных молекул XeCl ($\lambda = 308$ нм) наблюдалось при использовании нетрадиционной смеси: эффективная люминесценция возникала при инжекции солей NaCl в сверхзвуковой поток плазмы. При этом заселение излучающего состояния происходило в основном за счет бинарной реакции замещения натрия в молекуле NaCl возбужденным атомом или ионом ксенона. Данный механизм образования возбужденного состояния молекулы XeCl являлся новым, отличающимся от ранее известных ион-ионной и гарпунной реакций, которые реализуются в традиционных смесях. Возможные характеристики XeCl -лампы, к которым может привести данный механизм, при возбуждении смеси $\text{Xe}-\text{NaCl}$ жестким ионизатором (электронный или ионный пучки и т.д.) рассматривались в работе [42].

Дальнейшие исследования эксиплексных источников УФ излучения с использованием паров солей щелочных металлов в качестве доноров галогенов проводились в работах [43–48], в которых были использованы смеси ксенона и криптона с парами NaCl , KCl , CsBr , CsCl . Пары галогенидов щелочных металлов возникали в результате испарения солей из твердой фазы. Содержание молекул доноров галогена в рабочей смеси варьировалось посредством изменения температуры печи. Для возбуждения парогазовых смесей применялся продольный высоковольтный импульсно-периодический разряд. Наибольшая мощность люминесценции эксиплексных молекул XeCl была достигнута при возбуждении смеси ксенона с хлоридом цезия [46]. Использование CsCl вместо NaCl и KCl позволяет также снизить температуру печи.

Как уже отмечалось, механизмы образования рабочих эксиплексных молекул в смесях инертных газов с галогенидами щелочных металлов являются принципиально отличными от механизмов в традиционных эксиплексных лазерах. Могут ли данные механизмы, как и традиционные, приводить к лазерной генерации? К сожалению, пока отсутствуют экспериментальные данные по коэффициентам усиления сред на основе смесей инертных газов с парами галогенидов щелочных металлов, возбуждаемых продольным импульсно-периодическим разрядом. Для поиска ответа на вопрос о возможности лазерной генерации нами использован метод расчетного моделирования. Моделирование импульсно-периодического режима излучения эксиплексной XeCl -лампы, возбуждаемой продольным импульсно-периодическим разрядом в смеси ксенона с парами хлорида цезия, проводилось нами ранее в [49]. В настоящей работе проведено моделирование возможности получения лазерной генерации в смеси $\text{Xe}-\text{CsCl}$, а также необходимых в связи с этим характеристик импульсно-периодического разряда.

При исследовании возможности генерации мы ориентировались на параметры разряда, при которых работала XeCl -лампа на смеси $\text{Xe}-\text{CsCl}$ [46]: частота достигала примерно 10 кГц, причем данная частота является рядовой, т.е. нет каких-либо препятствий к ее увеличению. Возбуждение импульсно-периодического разряда осуществ-

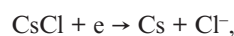
лялось за счет разряда накопительной емкости посредством тиратронного коммутатора. Если возможность генерации подтвердится экспериментально, то это откроет перспективы для накачки подобного типа, поскольку она хорошо развита и широко используется в импульсно-периодических лазерах на парах металлов [50, 51]. Отметим также, что в такой технике реализована рекордная частота следования импульсов лазера на парах меди с использованием солей CuBr – 750 кГц [52–54]. Таким образом, экспериментально возможно получение достаточно большой частоты следования импульсов возбуждения. Возникает вопрос: насколько это окажется полезным с точки зрения увеличения частоты следования импульсов эксиплексных лазеров и какова эта предельная частота? Есть ли ограничения на ее увеличение и с чем они связаны?

2. Теоретическое описание

Кинетическая модель. Расчетное моделирование проводилось на основе ранее созданной и протестированной модели [49], описывающей кинетику плазмохимических процессов в импульсно-периодическом разряде в смеси $\text{Xe}-\text{CsCl}$. Для изучения возможности получения генерации на эксиплексной молекуле XeCl^* , образующейся в исследуемой среде, модель [49] была дополнена реакциями, описывающими процессы вынужденного излучения и поглощения лазерного излучения различными компонентами плазмы [55].

В представленной модели вместо уровней $\text{XeCl}(B)$ и $\text{XeCl}(C)$ в качестве верхнего рабочего состояния используется единое состояние XeCl^* , поэтому сечение вынужденного излучения на переходе $\text{XeCl}^* \rightarrow \text{XeCl}(X)$ полагалось равным 2×10^{-16} см², что меньше сечения 4×10^{-16} см² для перехода $\text{XeCl}(B) \rightarrow \text{XeCl}(X)$ (подробнее см. [7, 8]). Сечения поглощения атомов и молекул на длине волны генерации молекулы XeCl ($\lambda = 308$ нм) взяты из наших ранних работ по моделированию генерации этого лазера в традиционных смесях [7, 8]. Поглощение лазерного излучения молекулами CsCl не учитывалось [56].

В работе [57] отмечается пренебрежимо малая роль реакции диссоциативного прилипания электронов к молекуле CsCl с образованием отрицательно заряженных ионов атомарного хлора Cl^- :



в связи с чем эта реакция была исключена из модели [49], где величина ее константы скорости выбиралась на основе оценки. Результаты расчетов при этом изменились, но несущественно (рис.1–4). Контракция разряда начинается при $[\text{Xe}] > 3 \times 10^{17}$ см⁻³, поэтому экспериментальные данные в этой области (рис. 1) носят иллюстративный характер. В области низких концентраций Xe согласие расчетов с экспериментом после отмеченной корректировки модели существенно улучшилось (рис.1). Согласие с экспериментом расчетной зависимости мощности излучения от концентрации паров галогенносителя в пристеночной области газоразрядной трубки $[\text{CsCl}]_{st}$ также улучшилось (рис.2).

В области частот возбуждения разряда, превышающих 5 кГц, расчетная кривая мощности излучения (рис.3) теперь лежит чуть ниже кривой, полученной в работе [49]. В этой модели экспериментальные данные хорошо совпадают с расчетными при значении концентрации $[\text{CsCl}]_{st} =$

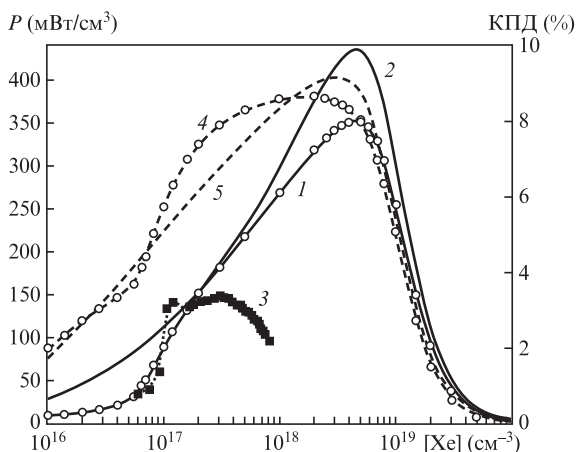


Рис.1. Зависимости средней удельной мощности излучения (1–3) и КПД по вводимой в среду энергии (4, 5) от концентрации ксенона: 1, 4 – настоящая работа, 2, 5 – работа [49], 3 – эксперимент [46] ($[\text{CsCl}]_{\text{st}} = 5.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $f = 4 \text{ кГц}$, $T = 970 \text{ K}$).

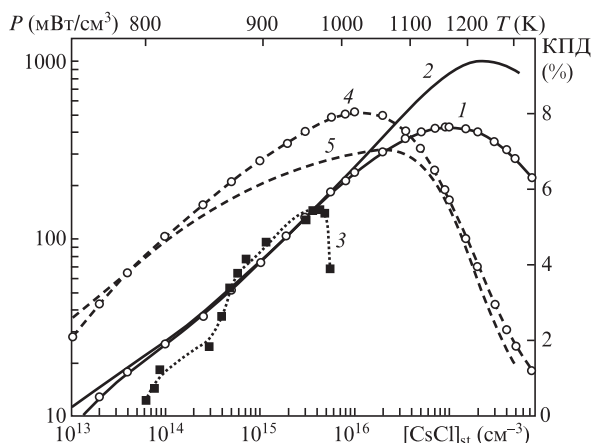


Рис.2. Зависимости средней удельной мощности излучения и КПД по вводимой в среду энергии от концентрации молекул $[\text{CsCl}]_{\text{st}}$ вблизи стенки газоразрядной камеры ($[\text{Xe}] = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $f = 4 \text{ кГц}$, $T = 970 \text{ K}$). Обозначения те же, что и на рис.1. Вверху приведена температура, соответствующая концентрации насыщенных паров CsCl, равной $[\text{CsCl}]_{\text{st}}$.

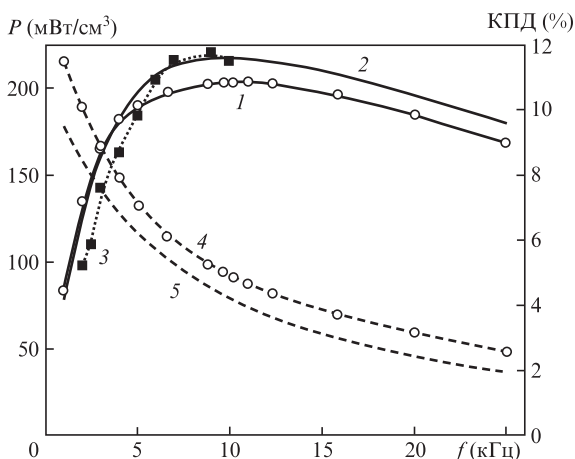


Рис.3. Зависимости средней удельной мощности излучения и КПД по вводимой в среду энергии от частоты следования импульсов возбуждения ($[\text{Xe}] = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $[\text{CsCl}]_{\text{st}} = 5.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $T = 970 \text{ K}$). Обозначения те же, что и на рис.1, 2.

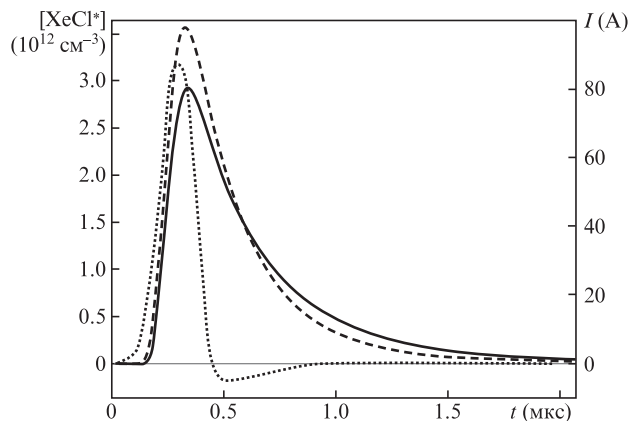


Рис.4. Расчетные временные зависимости концентрации эксиплексных молекул XeCl* ($[\text{Xe}] = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $[\text{CsCl}]_{\text{st}} = 5.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $f = 4 \text{ кГц}$, $T = 970 \text{ K}$). Сплошная кривая – настоящая работа, штриховая кривая – работа [49], пунктирная – импульс тока.

$6.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ($T = 987 \text{ K}$). Расчетные кривые зависимости от частоты мощности спонтанного излучения (мощности лампового источника) при концентрации молекул CsCl в диапазоне $(5-7) \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ сходятся в области частот порядка 1 кГц.

При рассмотрении коэффициента усиления рабочей среды реакции диссоциативного прилипания электронов к молекуле CsCl оказалась важной с точки зрения возможности получения лазерной генерации. Значительная наработка отрицательных ионов атомарного хлора в рабочей среде в результате этой реакции приводит к отрицательности коэффициента усиления слабого сигнала за счет поглощения фотонов с $\lambda = 308 \text{ nm}$ в процессе фотоотлипания:



В отсутствие реакции диссоциативного прилипания электронов к молекуле CsCl коэффициент усиления среды становится положительным и в максимуме достигает $1.4 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ (рис.5).

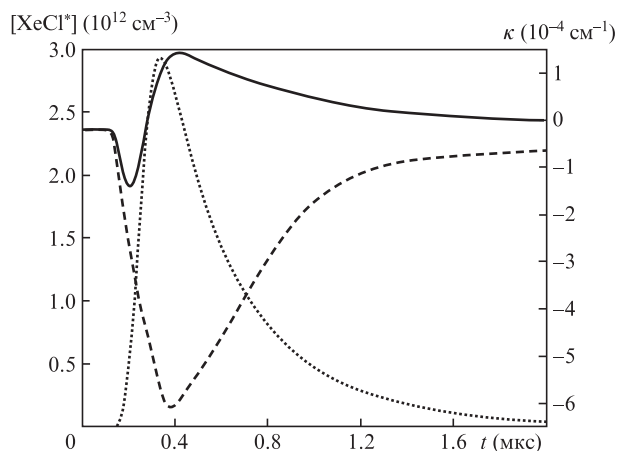


Рис.5. Расчетные временные зависимости концентрации эксиплексных молекул XeCl* (пунктирная кривая), коэффициента усиления слабого сигнала с учетом процесса диссоциативного прилипания электронов к молекулам CsCl (штриховая кривая) и коэффициента усиления среды без учета процесса диссоциативного прилипания электронов к молекулам CsCl (сплошная кривая); $[\text{Xe}] = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $[\text{CsCl}]_{\text{st}} = 5.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $f = 4 \text{ кГц}$, $T = 970 \text{ K}$.

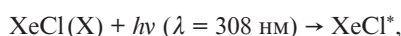
Вклад основных компонент в коэффициент усиления (поглощения) среды в режиме слабого сигнала иллюстрирует рис.6. Наибольшим поглощением в рабочей среде на длине волны лазерного излучения обладают возбужденные и особенно высоковозбужденные атомы ксенона в результате процесса фотоионизации:



Далее в порядке убывания интенсивности поглощения следуют процессы: фотоионизации возбужденных атомов цезия



поглощения эксиплексными молекулами в основном состоянии на рабочем переходе



фотоионизации атомов цезия в основном состоянии



Интенсивность поглощения излучения отрицательными ионами хлора в результате процесса фотоотлипания электрона на несколько порядков меньше, чем в приведенных выше процессах. Все остальные фотопроцессы, учитываемые в модели, фактически не влияют на коэффициент усиления рассматриваемой среды.

Описание резонатора. Моделирование лазерной генерации проводилось в нуль-мерном приближении (в приближении эффективного времени жизни фотона в резонаторе) [6–9, 50, 52]. При этом в систему уравнений кинетики включается уравнение для усредненной по объему интенсивности I лазерного излучения:

$$\frac{dI}{dt} = (c(\kappa^+ - \kappa^-) - \gamma)I + \frac{Q}{4\pi}.$$

Здесь c – скорость света; κ^+ , κ^- – коэффициенты усиления молекулами XeCl^* и поглощения в среде; Q – член, учиты-

вающий вклад спонтанного излучения в развитие генерации;

$$\gamma = \frac{c}{2l} \ln \frac{1}{R_1 R_2}$$

– множитель, учитывающий выход лазерного излучения (обратное время жизни фотона в резонаторе) из резонатора в нуль-мерном приближении для уравнения переноса излучения; l – длина активной области; R_1 , R_2 – коэффициенты отражения зеркал лазерного резонатора.

Если не требуется знания расходимости выводимого лазерного излучения (моделирование в этом случае см., напр., в [6, 58, 59]), то такой подход хорошо описывает зависимость выходной энергии генерации от коэффициентов отражения зеркал резонатора и длины рабочей среды [6–9].

3. Обсуждение результатов

При определенных в эксперименте [46] оптимальных условиях для получения максимальной выходной мощности спонтанного излучения возможная расчетная энергия генерации невелика. Максимальное значение удельной энергии лазерного излучения в импульсе достигается при $\gamma \approx 4 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ и составляет примерно 0.2 мДж/л с эффективностью генерации по вводимой в рабочую среду энергии 0.04% (рис.7,а).

Увеличение мощности генерации следует ожидать в условиях, когда достигается большая концентрация эксиплексных молекул XeCl^* , что, согласно зависимостям (рис.1, 2), требует повышения концентрации ксенона и хлорида цезия. Проведенные расчеты показывают, что максимум коэффициента усиления достигается при $[\text{Xe}] \cong 2.5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Однако при повышении концентрации ксенона начинается контракция разряда [43–48], поэтому ниже мы приводим данные для $[\text{Xe}] = 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что является согласно [46] оптимальным для реализации лампового источника. При данной концентрации Хе расчетный максимум коэффициента усиления среды достигается при $[\text{CsCl}]_{\text{st}} = 1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и составляет $\kappa \approx 2.3 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, поэтому мы приводим также результаты моделирования для больших концентраций галогенонесителя (рис.7,б,в).

При $[\text{CsCl}]_{\text{st}} = 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ максимальное значение удельной энергии лазерного излучения в импульсе достигается при $\gamma \approx 1 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ и составляет около 9 мДж/л с эффективностью генерации по вводимой в среду энергии 0.9% (рис.7,б). Необходимое значение температуры для обеспечения концентрации насыщенных паров $[\text{CsCl}]_{\text{st}} = 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ составляет примерно 1055 К. При увеличении $[\text{CsCl}]_{\text{st}}$ до $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ максимальное значение удельной энергии лазерного излучения в импульсе достигается при $\gamma \approx 4 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ и превышает 50 мДж/л (рис.7,в). Эффективность генерации по вводимой в среду энергии при этом составляет ~3%. Для обеспечения $[\text{CsCl}]_{\text{st}} = 1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ необходим разогрев хлорида цезия до температур около 1170 К. По мере роста коэффициента усиления оптимальное значение произведения коэффициентов отражения зеркал уменьшается, что приводит к сокращению длительности и росту мощности импульса генерации (рис.8).

Принципиальное отличие традиционных механизмов образования эксиплексных молекул от реакций замещения, которые протекают одновременно по нейтральному и ионному каналам, в спектроскопическом и кинетическом

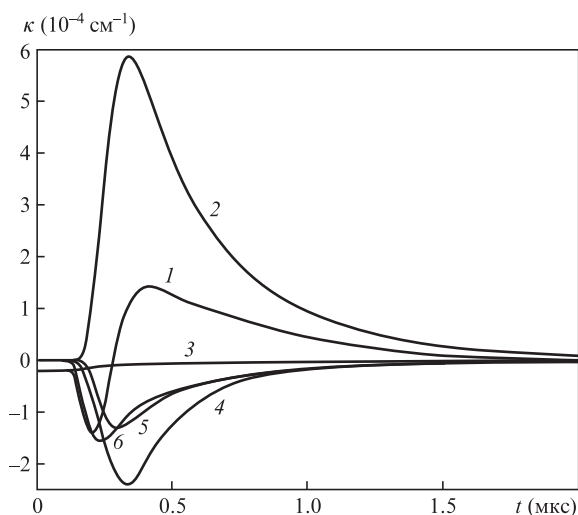


Рис.6. Расчетный суммарный коэффициент усиления слабого сигнала (I) и вклады в него отдельных плазменных компонент: 2 – XeCl^* , 3 – Cs, 4 – Xe^{**} , 5 – XeCl , 6 – Cs^* ; $[\text{Xe}] = 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $[\text{CsCl}]_{\text{st}} = 5.6 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $f = 4 \text{ кГц}$, $T = 970 \text{ К}$.

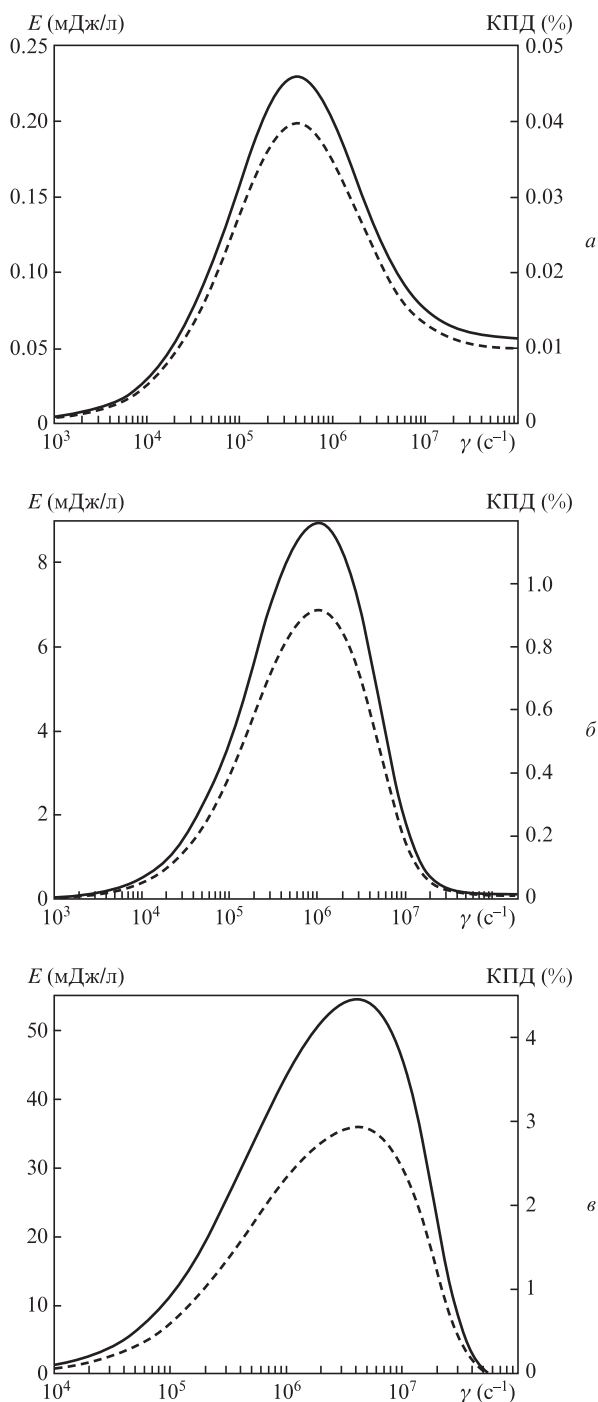


Рис.7. Зависимости удельной энергии лазерного излучения в импульсе (сплошная линия) и КПД лазерного излучения по вводимой в среду энергии (штриховая линия) от обратного времени жизни лазерного излучения в резонаторе при $[\text{CsCl}]_{\text{ст}} = 5.6 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T = 970 \text{ К}$ (а), $[\text{CsCl}]_{\text{ст}} = 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T = 1055 \text{ К}$ (б) и $[\text{CsCl}]_{\text{ст}} = 1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T = 1170 \text{ К}$ (в); $[\text{Xe}] = 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $f = 4 \text{ кГц}$.

плане рассмотрено в [38, 42, 48]. Преобладание реакций замещения над традиционными каналами заселения рабочих состояний эксиплексных молекул должно реализовываться и в активной среде лазеров, в случае их возможной реализации, на подобных смесях. И действительно, расчетные вклады нейтрального и ионного каналов в образование эксиплексных молекул составили 66% и 30% соответственно (для условий $f = 4 \text{ кГц}$, $[\text{Xe}] = 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $[\text{CsCl}]_{\text{ст}} = 1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T = 1170 \text{ К}$, $\gamma = 4 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$). На традиционные каналы формирования эксиплексной молекулы

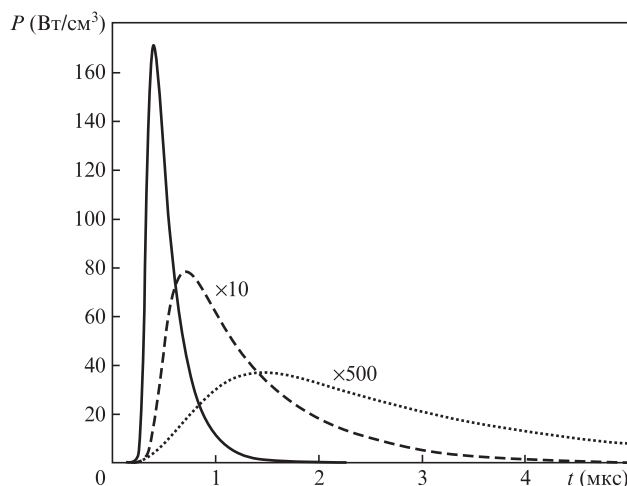


Рис.8. Временные зависимости удельной мощности генерации: $\gamma = 4 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$, $[\text{CsCl}]_{\text{ст}} = 1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T = 1170 \text{ К}$ (сплошная кривая), $\gamma = 1 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$, $[\text{CsCl}]_{\text{ст}} = 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T = 1055 \text{ К}$ (штриховая кривая), $\gamma = 4 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$, $[\text{CsCl}]_{\text{ст}} = 5.6 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T = 970 \text{ К}$ (пунктирная кривая); $[\text{Xe}] = 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $f = 4 \text{ кГц}$.

(реакции ион-ионной рекомбинации, гарпунная реакция) приходится всего около 1%. Низкий вклад гарпунной реакции ($2 \times 10^{-4}\%$) вызван малой наработкой димеров хлора, что обусловлено более эффективным связыванием атомарного хлора с атомами цезия, т.е. реакцией регенерации молекул галогеносителя CsCl. Вклад остальных реакций заселения состояний молекулы XeCl практически компенсируется вкладами обратных реакций (например, реакции возбуждения и девозбуждения состояний XeCl^* и $\text{XeCl}(\text{X})$ электронным ударом) и не представляет интереса с точки зрения накачки рабочих лазерных уровней.

Как мы уже отмечали выше, возможность получения лазерной генерации существенно зависит от реакции диссоциативного прилипания электронов к молекуле CsCl. На данной стадии исследований важна экспериментальная проверка наличия генерации в обсуждаемых условиях.

Необходимые значения температур (около 1200 К) для используемых в [43–48] конструкций газоразрядных трубок вполне достижимы. Отметим, что, к примеру, в лазерах на парах металлов характерные значения рабочих температур могут быть еще выше. Таким образом, повышение температуры разогрева солей галогеносителя до 1200 К с технической точки зрения не должно вызвать существенных проблем.

4. Заключение

В работе на примере смеси Xe–CsCl рассмотрена возможность использования нетрадиционных галогеносодержащих смесей – галогенидов щелочных металлов с инертными газами – для получения лазерной генерации на эксиплексных молекулах.

Использование нетрадиционной смеси приводит к новому механизму накачки рабочих уровней – бинарной реакции замещения атома или иона щелочного металла в молекуле галогенида возбужденным атомом или ионом инертного газа соответственно. В этом случае суммарный вклад традиционных механизмов в заселение эксиплексных молекул пренебрежимо мал. Альтернативный механизм накачки может расширить возможности работы эксиплексных лазеров.

В смеси Хе–CsCl, возбуждаемой продольным импульсно-периодическим разрядом, продемонстрирована возможность генерации. Расчетные значения удельной энергии генерации в импульсе могут достигать 0.05 Дж/л с эффективностью по вводимой в среду энергии 3%.

Причиной срыва генерации или существенного ее подавления в лазере на нетрадиционной смеси может явиться реакция диссоциативного прилипания электронов к молекуле галогенида щелочного металла. Однако в случае молекулы CsCl, согласно имеющимся данным, этот процесс несуществен.

В эксиплексных лазерах на традиционных смесях характерные давления составляют ~1 атм и выше. Это приводит к интенсификации процессов тушения, необходимости использования предьонизации, а также к быстрому развитию неустойчивостей с увеличением частоты импульсов возбуждения. Согласно полученным результатам применение нетрадиционной смеси позволяет использовать для получения генерации существенно меньшие давления – вполне достаточно иметь несколько десятков торр, что, в свою очередь, может привести к существенному росту частоты следования импульсов генерации эксиплексных лазеров.

- Басов Н.Г., Данилычев В.А. *УФН*, **148** (1), 55 (1986).
- Роудз Ч. (ред.) *Эксимерные лазеры* (М.: Мир, 1981).
- Мак-Даниэль И., Ниген У. (ред.) *Газовые лазеры* (М.: Мир, 1986).
- Молчанов А.Г. *Труды ФИАН*, **171**, 54 (1986).
- Баранов В.Ю., Борисов В.М., Степанов Ю.Ю. *Электроразрядные эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов* (М.: Энергоатомиздат, 1988).
- Плазменные лазеры видимого и ближнего УФ диапазонов. *Труды ИОФАН*, **21** (1989).
- Boichenko A.M., Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **10** (6), 1159 (2000).
- Бойченко А.М., Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. В кн.: *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Сер. Б. Справочные приложения, базы и банки данных. Том XI-4. Газовые и плазменные лазеры*. Под ред. С.И.Яковленко (М.: Физматлит, 2005, с. 471–503).
- Yakovlenko S.I. In: *Gas Lasers*. Ed. by M.Endo, R.F.Walter (New York: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2007, pp 369–411).
- Герасимов Г.Н., Кириллова Н.Н., Шукин С.А. *Квантовая электроника*, **18** (8), 901 (1991).
- Gerasimov G., Hallin R., Krylov B., Volkova G., Heijkenskjold F., Morozov A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3403**, 322 (1998).
- Волкова Г.А., Герасимов Г.Н. *Квантовая электроника*, **24** (3), 219 (1997).
- Krylov B., Gerasimov G., Morozov A., Arnesen A., Hallin R., Heijkenskjold F. *Eur. Phys. J. D*, **8**, 227 (2000).
- Morozov A., Krylov B., Gerasimov G., Hallin R., Arnesen A. *Eur. Phys. J. D*, **11**, 379 (2000).
- Герасимов Г.Н., Крылов Б.Е., Hallin R., Морозов А.О., Arnesen A., Heijkenskjold F. *Оптика и спектроскопия*, **92** (2), 327 (2002).
- Герасимов Г.Н., Крылов Б.Е., Халлин Р., Морозов А.О., Арнесен А., Хайкеншельд Ф. *Оптика и спектроскопия*, **94** (3), 416 (2003).
- Герасимов Г.Н., Крылов Б.Е., Hallin R., Arnesen A. *Оптика и спектроскопия*, **100** (6), 896 (2006).
- Загребин А.Л., Павловская Н.А. *Оптика и спектроскопия*, **69** (3), 534 (1990).
- Девдариани А.З., Загребин А.Л. *Оптика и спектроскопия*, **72** (3), 571 (1992).
- Zagrebin A.L., Tserkovnyi S.I. *Chem. Phys. Lett.*, **239** (1–3), 136 (1995).
- Devdariani A.Z., Zagrebin A.L., Blagoev K.B. *Ann. Phys. (Fr.)*, **14** (5), 467 (1989).
- Petsalakis I.D., Buenker R., Liberman H.-P., Alekseyev A., Devdariani A.Z., Theodorakopoulos G. *J. Chem. Phys.*, **113** (14), 5812 (2000).
- Petsalakis I.D., Theodorakopoulos G., Liberman H.-P., Buenker R. *J. Chem. Phys.*, **115** (14), 6365 (2001).
- Petsalakis I.D., Theodorakopoulos G., Liberman H.-P., Buenker R.J. *Proc. Int. Seminar on Molecular Interactions and Differential Scattering*. Ed. by J. Grosse, (Universität Hannover, Germany, 2002, pp 35–37); <http://www.ampap.uni-hannover.de/isl/>.
- Castex M.C. *J. Chem. Phys.*, **66** (9), 3854 (1977).
- Логинов А.В. *Оптический журнал*, **79** (8), 35 (2012).
- Бойченко А.М., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **19** (12), 1172 (1992).
- Gedanken A., Jortner J., Raz B., Szöke A. *J. Chem. Phys.*, **57** (8), 3456 (1972).
- Cheshnovsky O., Raz B., Jortner J. *J. Chem. Phys.*, **59** (8), 3301 (1973).
- Salamero Y., Birot A., Brunet H., Dijols H., Galy J., Millet P., Montagne J.P. *J. Chem. Phys.*, **74** (1), 288 (1981).
- Cook J.D., Leichner P.K. *Phys. Rev. A*, **31** (1), 90 (1985).
- Cook J.D., Leichner P.K. *Phys. Rev. A*, **43** (3), 1614 (1991).
- Крюков Н.А., Чаплыгин М.А. *Оптика и спектроскопия*, **82** (4), 552 (1997).
- Boichenko A.M., Skakun V.S., Sosnin E.A., Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **10** (2), 540 (2000).
- Boichenko A.M., Lomaev M.I., Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **14** (8), 1036 (2004).
- Boichenko A.M., Lomaev M.I., Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5483**, 305 (2004).
- Boichenko A.M., Lomaev M.I., Tarasenko V.F. *Laser Phys.*, **18** (6), 738 (2008).
- Алехин А.А., Баринов В.А., Герасько Ю.В., Костенко О.Ф., Любченко Ф.Н., Тюкавкин А.В. *ЖТФ*, **63** (2), 43 (1993).
- Алехин А.А., Баринов В.А., Герасько Ю.В., Костенко О.Ф., Любченко Ф.Н., Тюкавкин А.В. *ЖТФ*, **65** (5), 9 (1995).
- Алехин А.А., Баринов В.А., Герасько Ю.В., Костенко О.Ф., Любченко Ф.Н., Тюкавкин А.В., Шалашков В.И. *Непрерывные плазмохимические источники света* (М.: БИОР, 1997).
- Костенко О.Ф. *Исследовано в России*, №1–4, 715 (2001).
- Бойченко А.М. *Квантовая электроника*, **29** (2), 163 (1999).
- Рийвес Р.Б., Светличный Е.А., Жменяк Ю.В., Кельман В.А., Шпеник Ю.О. *ЖТФ*, **74** (10), 90 (2004).
- Рийвес Р.Б., Жменяк Ю.В., Кельман В.А., Шпеник Ю.О. *ЖТФ*, **76** (10), 102 (2006).
- Кленовский М.С., Рийвес Р.Б., Кельман В.А., Жменяк Ю.В., Шпеник Ю.О. *ЖТФ*, **79** (7), 81 (2009).
- Кленовский М.С., Кельман В.А., Жменяк Ю.В., Шпеник Ю.О. *ЖТФ*, **80** (5), 117 (2010).
- Kelman V.A., Shpenik Yu.O., Zhmenyak Yu.V. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **44** (25), 255202 (2011).
- Кленовский М.С., Кельман В.А., Жменяк Ю.В., Шпеник Ю.О. *Оптика и спектроскопия*, **114** (2), 216 (2013).
- Бойченко А.М., Кленовский М.С. *ЖТФ*, **83** (5), 125 (2013).
- Батенин В.М., Бойченко А.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов–2* (М.: Физматлит, 2009, т. 1).
- Батенин В.М., Бохан П.А., Бучанов В.В., Евтушенко Г.С., Казарян М.А., Карпунин В.Т., Климовский И.И., Маликов М.М. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов–2* (М.: Физматлит, 2011, т. 2).
- Торгаев С.Н., Бойченко А.М., Евтушенко Г.С., Шиянов Д.В. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **55** (9), 54 (2012).
- Нехорошев В.О., Федоров В.Ф., Евтушенко Г.С., Торгаев С.Н. *Квантовая электроника*, **42** (10), 877 (2012).
- Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Nekhoroshev V.O., Shiyano D.V., Torgaev S.N. *Phys. Wave Phenom.*, **23** (1), 1 (2015).
- Boichenko A.M., Klenivskiy M.S. *Proc. 17th Int. Congress on Plasma Phys.* (ICPP 2014) (Lisbon, Portugal, 2014, LPB.P6).
- Davidovits P., Brodhead D.C. *J. Chem. Phys.*, **46** (8), 2968 (1967).
- Смирнов Ю.М. *ЖТФ*, **69** (1), 29 (1999).
- Бойченко А.М., Жидков А.Г., Протопопов С.В., Яковленко С.И. *Препринт ИОФАН*, №248 (М., 1987).
- Golyatina R.I., Simakova O.V., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **13** (11), 1411 (2003).