

Нестабильность разряда в XeCl^* -лазерах при высоких давлениях газа*

З.Харраче, А.Алия, А.Беласри

Обсуждаются новые особенности кинетики XeCl^ -лазеров, а именно развитие в разряде XeCl^* -лазера сильной пространственной неустойчивости. Акцент делается на фундаментальных проблемах, в основном на ограниченности макроскопического подхода к изучению подобных сильно неравновесных систем. Полученные результаты в первую очередь объясняют специфику разряда в центре плазмы.*

Ключевые слова: теоретическое моделирование, XeCl -лазер, химическая неустойчивость.

1. Введение

В последние несколько лет было установлено, что ограничение длительности импульса излучения XeCl^* -лазеров с накачкой разрядом связано с развитием в разряде микротоковых неустойчивостей, которые, в свою очередь, появляются из-за химически наведенных неустойчивостей плазмы. Обычно считается, что типичные процессы в разряде в XeCl^* , называемые в качестве причин микронеустойчивостей в плазме разряда, имеют скорее физическую природу (например, ион-акустические неустойчивости, эффекты на электродах, тепловые неустойчивости) [1]. В настоящее время считается, что неустойчивость разряда в XeCl^* -лазере связана с так называемой неустойчивостью истощения галогена [2–6].

Предполагается, что механизм этой неустойчивости связан со следующими обстоятельствами: 1) электроны в разряде большей частью захвачены при диссоциации молекул HCl ; 2) в кинетике молекулы XeCl^* при лазерной генерации отсутствует механизм, способный восстанавливать диссоциировавшие молекулы HCl ; 3) внешняя схема подстраивает напряжение в межэлектродном зазоре до самоподдерживающегося квазистационарного значения, обеспечивающего глобальный баланс увеличения и уменьшения концентрации электронов во всем реакторе. В результате появляется неустойчивость разряда в XeCl^* -лазере при любом возмущении электронной концентрации в плоскости, ортогональной приложенному электрическому

полю, даже при условии гладкого электрода и однородного электрического поля. Важно отметить локальную природу данной неустойчивости: она не наблюдается в случае оценки только пространственно-усредненных характеристик, таких как ток разряда и напряжение, когда складывается впечатление, что дестабилизирующие процессы отсутствуют. Основопологающей в этой области стала работа Кутса и Вебба [7], в которой влияние галогенного истощения на локальную стабильность плазмы XeCl^* -лазера было продемонстрировано с использованием макроскопического подхода на основе балансных уравнений для концентрации HCl . Эта работа многое расставила по своим местам, но в то же время возникла задача проверки предложенного механизма в схеме химической кинетики, более реалистичной, чем сильно упрощенный вариант, использованный Кутсом и Веббом. Например, авторы [7] рассматривали только один колебательно-возбужденный уровень молекул HCl и игнорировали многие альтернативные механизмы уничтожения этих молекул в разряде, такие как прямая диссоциация при столкновении с электронами или возбужденными атомами Xe . В нашей предыдущей работе [3] была показана важность учета верхних колебательных уровней молекулы HCl для кинетики XeCl^* -лазера. В литературе можно найти множество работ, посвященных исследованию химической кинетики лазеров на XeCl [8–12].

Данная работа является логическим продолжением наших статей [3–6, 8], в которых была разработана схема химической кинетики, подтвержденная результатами теоретической и экспериментальной работы Райва [9]. Цель настоящей работы – более подробное рассмотрение в условиях неоднородного разряда объемных неустойчивостей в его центре, наличие которых было продемонстрировано в [5].

2. Описание модели разряда и кинетические уравнения

Модель в основном предназначена для описания неоднородностей разряда, обуславливающих ограничение эффективности генерации эксимерного лазера [13, 14]. Очевидно, что для определения пространственных неоднородностей в активной среде эксимерного лазера нельзя

* Перевод с англ. В.В.Кошечкиной.

Z.Harrache. Grupo de Espectroscopía de Plasmas, Edificio A.Einstein, Campus de Rabanales, Universidad de Córdoba, E-14071 Córdoba, Spain; Laboratoire de Physique des Plasmas, Matériaux Conducteurs et leurs Applications, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Oran, 1505 El-Mnaouer, Algérie

A.Alia. Laboratoire de Mécanique de Lille, UMR CNRS 8107, Université des Sciences et Technologies de Lille, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

A.Belasri. Laboratoire de Physique des Plasmas, Matériaux Conducteurs et leurs Applications, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Oran, 1505 El-Mnaouer, Algérie

Поступила в редакцию 3 сентября 2011 г., после доработки – 10 января 2012 г.

использовать модель однородного разряда. Для подробного изучения таких неоднородностей требуется представление разряда в виде сетки параллельно подключенных сопротивлений [15]. В данной сетке каждое сопротивление описывается так называемой нульмерной моделью [16–20]. Сетка располагается в направлении, перпендикулярном оси разряда, и состоит из расположенных в непосредственной близости друг к другу элементов, описываемых нульмерной моделью [3, 5].

В такой модели поверхность разряда идеально поделена между параллельно подключенными сопротивлениями, которые, как и в случае нульмерной модели [17], описываются независимой химической кинетикой и независимым от времени сопротивлением

$$R = \frac{d}{S\mu en_e}, \quad (1)$$

где S – элемент поверхности (для простоты полагается, что все сопротивления имеют одинаковые поверхности); d – величина зазора; μ – подвижность электрона; e – заряд электрона; n_e – концентрация электронов. Таким образом, эквивалентное сопротивление плазмы в заданный момент времени, использованное в уравнениях для внешней схемы, определяется как

$$R_{\text{eq}} = \left(\sum \frac{1}{R} \right)^{-1}. \quad (2)$$

Концентрация электронов в каждом элементе плазмы рассчитывается в соответствии с нульмерной моделью путем решения уравнения Больцмана совместно с уравнениями кинетики тяжелых частиц и уравнениями, описывающими электрическую схему [4]. Протекающие электронно-молекулярные реакции рассмотрены в работах [3, 8].

Необходимо решить для каждого элемента плазмы систему из двадцати одного кинетического уравнения для частиц в разряде: электроны, NeXe⁺, Ne⁺, Cl⁻, Xe₂⁺, Ne₂⁺, Xe^{*}, Ne^{*}, Xe₂^{*}, Ne₂^{*}, Cl₂^{*}, NeCl^{*}, XeCl^{*}, Xe₂Cl^{*}, Cl₂, HCl₀, HCl₁, HCl₂, HCl₃, $h\nu_{308}$, $h\nu$.

Концентрация электронов в элементе плазмы находится из решения уравнения

$$\frac{dn_e(t)}{dt} = S_e^+(t) - S_e^-(t), \quad (3)$$

где $S_e^+(t)$ и $S_e^-(t)$ – прирост и потери электронов за счет диссоциативного прилипания, рекомбинации и электронного тушения. Выражения для этих величин имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} S_e^+(t) = & [Xe]n_e k_1 + [Ne]n_e C_1 + [Xe^*]n_e k_1^* + [Ne^*]n_e C_2 \\ & + [Xe^*][Xe^*]C_3 + [Xe_e^*][Xe_2^*]C_4 + [Ne^*][Xe]C_5 \\ & + [Cl^-][Cl^-]C_6 + [h\nu_{308}]\{[Xe^*]C_7 + [Xe_2^*]C_8 \\ & + [Cl^-]C_9 + [Xe_2Cl^*]C_{10}\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} S_e^-(t) = & n_e \{ [HCl_0]k_{a0} + [HCl_1]k_{a1} + [HCl_2]k_{a2} \\ & + [HCl_3]k_{a3} \} + [NeXe^+]n_e r_1 + [Xe_2^+]n_e r_2 \\ & + [Ne_2^+]n_e C_{11} + n_e \{ [Cl_2]C_{12} + [Cl_2^*]C_{13} \}, \end{aligned}$$

где k_i и k_i^* – скорости ионизации при столкновениях с электроном атомов ксенона и метастабильного ксенона соответственно; k_{a0} , k_{a1} , k_{a2} и k_{a3} – скорости диссоциативного прилипания электрона к молекуле HCl в колебательном состоянии с $v = 0, 1, 2, 3$ соответственно; r_1 и r_2 – скорости рекомбинации электронов на молекулах NeXe⁺ и Xe₂⁺. Эти скорости получены в виде табулированной функции приведенной напряженности электрического поля E/N путем численного решения уравнения Больцмана [21, 22]. Скорости C_{1-13} составляют 9×10^{-19} , 1.3×10^{-8} , 5×10^{-10} , 3.5×10^{-10} , 1.8×10^{-11} , 2×10^{-6} , 1.8×10^{-9} , 4.2×10^{-7} , 6×10^{-7} , 7.8×10^{-7} , 2.5×10^{-8} , 1×10^{-10} и 3×10^{-7} см³/с соответственно. Предполагается, что все ионы Xe⁺ мгновенно трансформируются в молекулы NeXe⁺ [8]. Следует отметить, что хотя скорости электронных реакций, найденные в статьях, были получены достаточно давно, но они до настоящего времени используются при моделировании эксимерных лазеров и ламп [8, 23–25], а также плазменных панелей [26].

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Адекватность модели

Для проверки адекватности представленной модели нами проведено ее сравнение с теоретической моделью Лонго и соавторов [27] при тех же параметрах разряда, что и в [27] (рис.1). На рис.2 приведены результаты, полученные нами и Лонго [27] при использовании более сложной модели, основанной на решении уравнений Больцмана и более полных уравнений химической кинетики. Из рис.2,а видно согласие по форме сигнала и амплитуде тока разряда. Максимум тока, полученный по численной модели настоящей работы, немного больше, чем приведенный в [27]. Временная форма импульса напряжения, рассчитанная по нашей модели, схожа с таковой в [27]. Напряжение в области плато, вычисленное по модели Лонго [27], близко к рассчитанному нами значению (рис.2,б). На рис.3 представлено изменение во времени концентраций HCl ($v = 0, 1$), электронов и метастабильного ксенона для обеих моделей. Хорошо видно согласование по порядку величины амплитуд и временных профилей этих концентраций. Однако для количественного сравнения двух моделей необходимо корректное определение сечений и скоростей процессов в зависимости от экспериментальных условий.

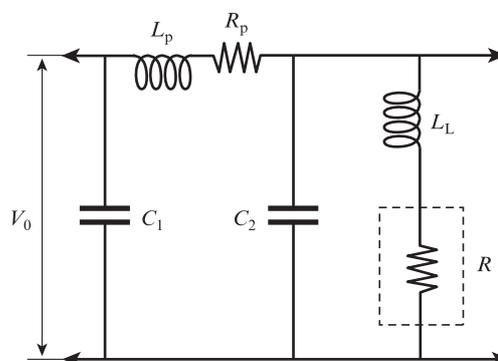


Рис.1. Схема электрической накачки: $V_0 = 55$ кВ; $C_1 = 640$ нФ; $C_2 = 2.4$ нФ; $L_p = 63$ нГ; $L_L = 10$ нГ; $R_p = 38$ МОм; внутренний зазор между электродами $d = 10$ см; площадь электрода $A = 1000$ см²; полное давление $p = 3$ атм (при температуре 300 К); газовая смесь Ne:Xe:HCl = 99.5:0.44:0.06%.

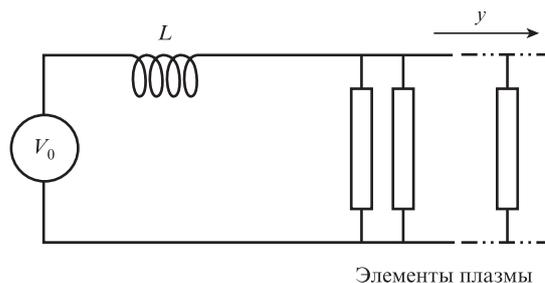
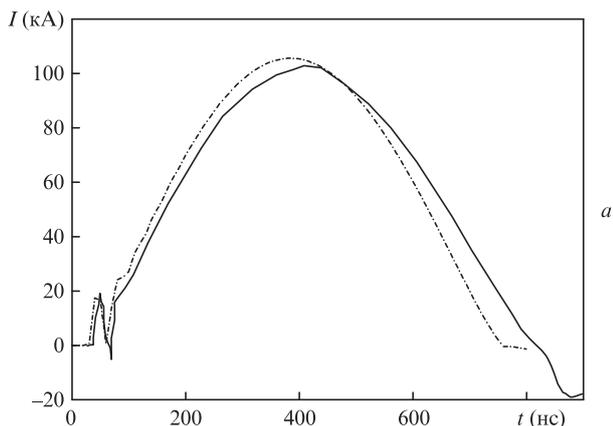


Рис.4. Эквивалентная схема электрической накачки, используемая в настоящей работе (y – поперечное расстояние от центра до элемента плазмы). Электрические параметры даны в тексте.

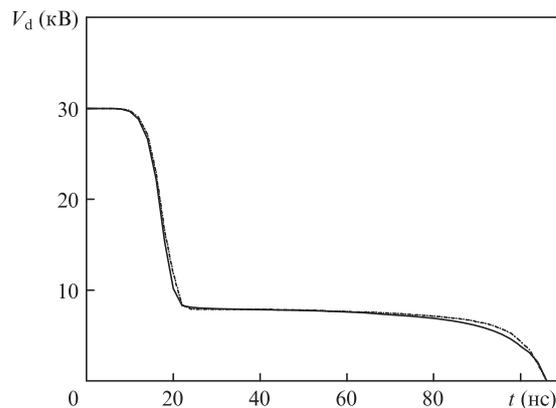
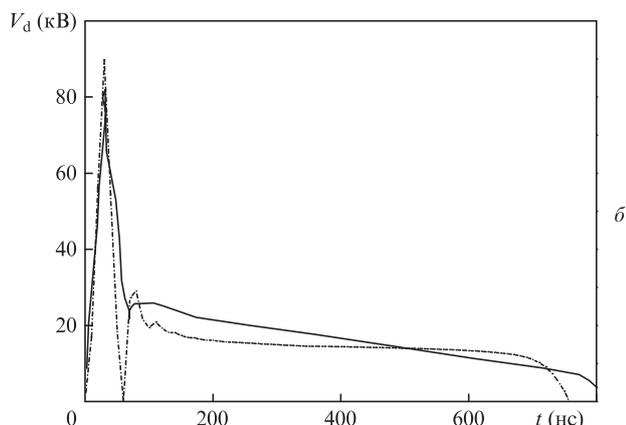


Рис.2. Временные зависимости тока I (а) и напряжения V_d (б) разряда, полученные в [27] (сплошные кривые) и в настоящей работе (штрих-пунктирные кривые) при тех же условиях, что и для рис.1, и $n_e(t=0) = 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

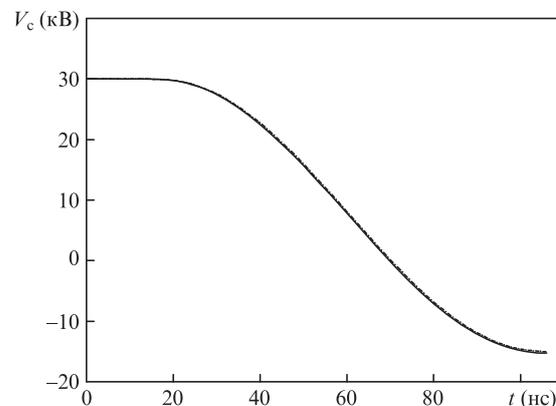
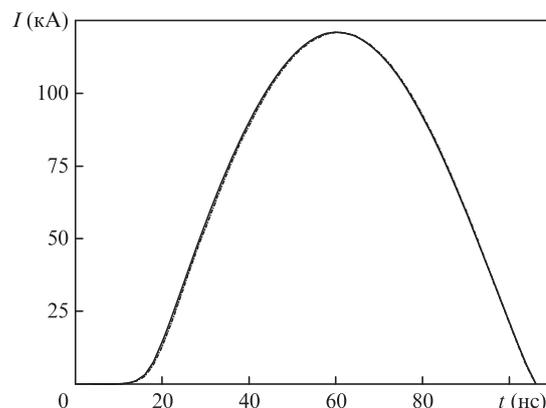
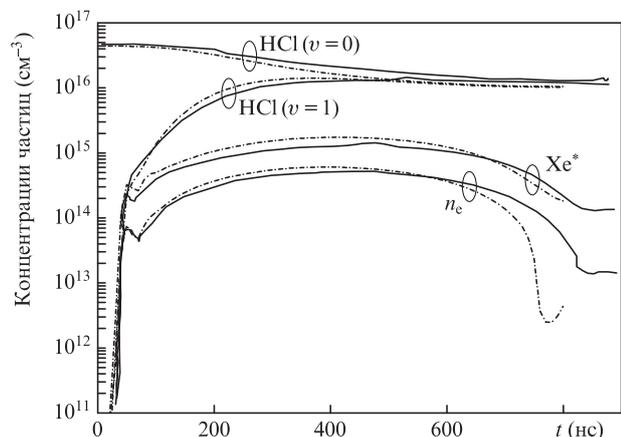


Рис.3. Временные зависимости концентраций частиц разряда, полученные в [27] (сплошные кривые) и в настоящей работе (штрих-пунктирные кривые) при тех же условиях, что и для рис.1, и $n_e(t=0) = 10^{10} \text{ см}^{-3}$

3.2. Некоторые характеристики химической нестабильности

Рассмотрим некоторые параметры разряда в случае неоднородной предыонизации. Пространственная неоднородность электрического разряда в эксимерной смеси высокого давления Ne–Xe–HCl отмечалась в [3,4]. Обще-принятая схема электрической накачки показана на рис.4. Для лазера, запускаемого световым импульсом в момент

Рис.5. Временные зависимости напряжения разряда V_d , тока разряда I и напряжения на конденсаторе внешней схемы V_c при тех же условиях, что и для рис.4, в случае неоднородной (сплошные кривые) и однородной (штрих-пунктирные кривые) предыонизации ($n_e(t=0) = 10^{10} \text{ см}^{-3}$).

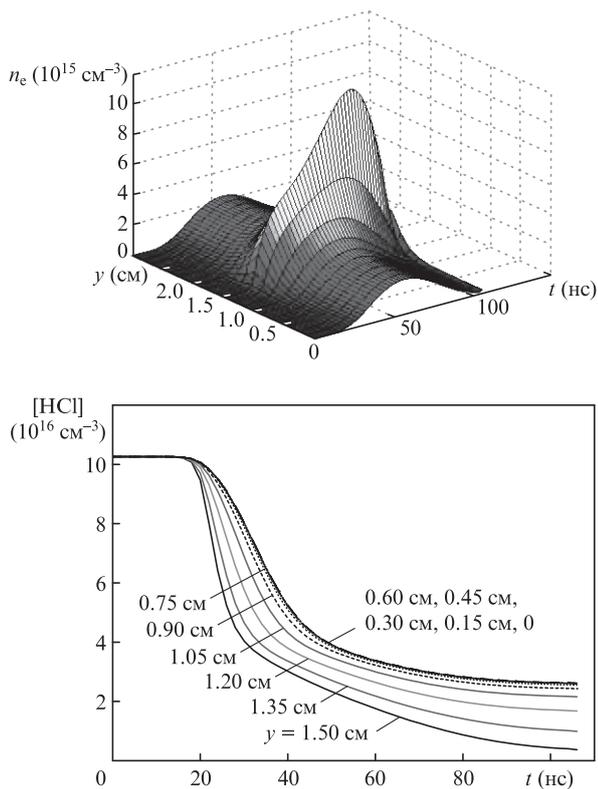


Рис.6. Пространственно-временная зависимость концентрации электронов при тех же условиях, что и для рис.4 (а), и временная зависимость концентрации HCl ($v=0$) в каждом элементе плазмы при напряжении заряда 30 кВ и давлении газа 3 атм (б).

времени t , конденсатор считается заряженным, а разряд – мгновенно инициируемым этим импульсом. Характеристики разрядного контура таковы: емкость $C = 150 \text{ нФ}$, индуктивность $L = 5 \text{ нГн}$. Electrodes являются плоскими и имеют прямоугольную форму размером $3 \times 100 \text{ см}$, расстояние между ними составляет 3 см. Плазма представлена несколькими параллельными элементами, расположенными на расстоянии 3 см друг от друга. Использовалась газовая смесь $\text{Ne}:\text{Xe}:\text{HCl} = 99.33:0.5:0.17\%$. Полное давление смеси $p = 3 \text{ атм}$, приложенное напряжение $V_0 = 30 \text{ кВ}$. На рис.5 показано изменение во времени электрических характеристик разряда (ток и напряжение разряда, напряжение на конденсаторе). На эти характеристики в случае как однородной (при флуктуациях $n_e \leq 10^{10} \text{ см}^{-3}$), так и неоднородной предьонизации немного влияют и крупномасштабные неоднородности [5]. Также рис.5 демонстрирует локальную природу нестабильности, имеющей место в разряде эксимерного лазера на XeCl. На рис.6,а приведена зависимость концентрации электронов от времени и поперечной координаты. Эта концентрация максимальна в центре плазмы ($1 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Снижение концентрации молекул HCl в колебательном состоянии с $v = 0$ в различных элементах плазмы показано на рис.6,б. Концентрация галогена минимальна в центре плазмы (и снижается примерно на 88% в конце импульса разряда), где концентрация электронов максимальна. На отрезке времени $0 \leq t \leq 106 \text{ нс}$ концентрация галогена уменьшается в 28 раз.

3.3. Параметрическое исследование

Исследуем особенности плазмы в ее центре, используя модель системы параллельных сопротивлений, а имен-

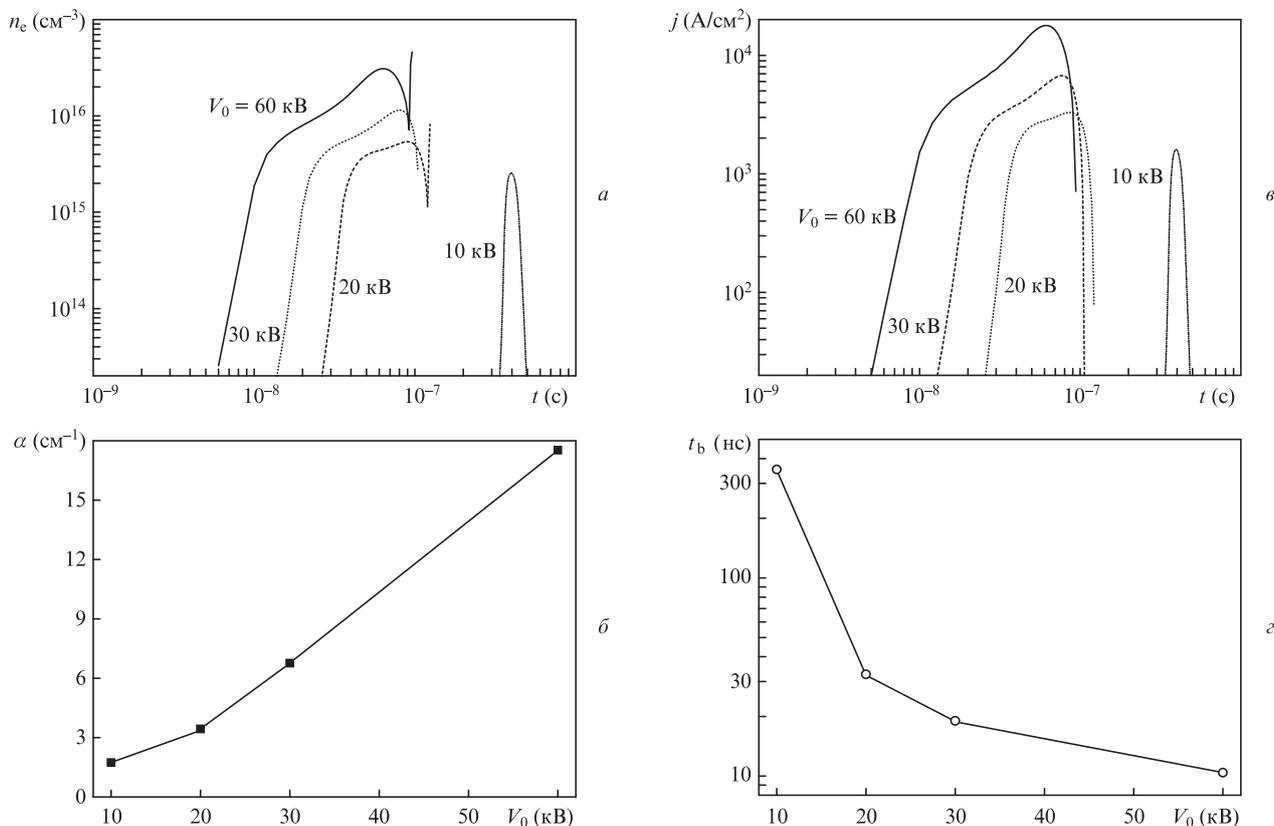


Рис.7. Временные зависимости концентрации электронов n_e (а) и плотности тока j (б) для различных значений приложенного напряжения V_0 , а также зависимости коэффициента лазерного усиления α (в) и времени задержки до пробоя t_b (г). Смесь $\text{Ne}:\text{Xe}:\text{HCl} = 99.33:0.5:0.17\%$, полное давление 3 атм.

но обсудим зависимость свойств плазмы в ее центре от амплитуды приложенного напряжения, состава газовой смеси и полного давления газа.

Сначала исследуем влияние приложенного напряжения V_0 на свойства плазмы и эмиссию фотонов в эксимерном разряде. Известно, что увеличение V_0 усиливает излучение вследствие роста энерговклада в разряд. Когда амплитуда приложенного напряжения увеличивается, большая часть вкладываемой мощности идет на увеличение степени возбуждения молекул и их ионизацию. На рис.7,а и б продемонстрировано влияние приложенного напряжения на концентрацию электронов и коэффициент лазерного усиления во время импульса разряда в центре плазмы ($y = 1.5$ см) при полном давлении газа 3 атм и составе газовой смеси Ne:Xe:HCl = 99.33:0.5:0.17%.

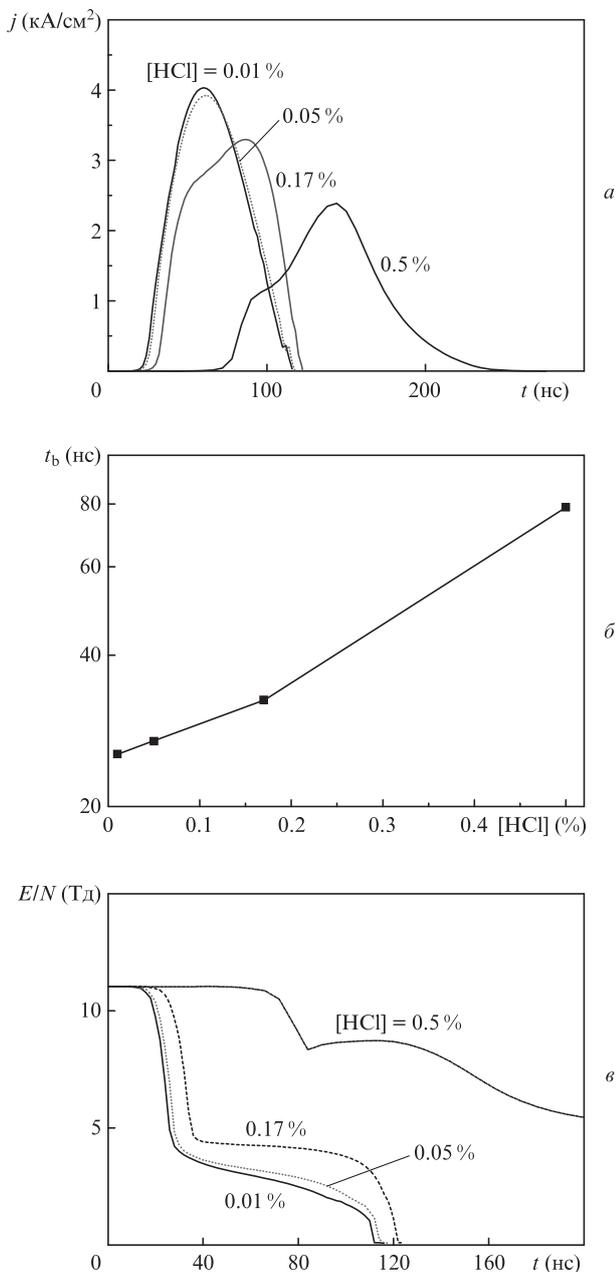


Рис.8. Временные зависимости плотности тока j (а) и приведенной напряженности электрического поля E/N (в) для различных концентраций HCl в смеси, а также зависимость времени задержки до пробоя t_b от процентного содержания галогена в смеси Ne–Xe–HCl (б). Давление газа 3 атм, приложенное напряжение 20 кВ.

Видно, что концентрация электронов и коэффициент лазерного усиления увеличиваются с увеличением V_0 . Зависимость плотности тока в центре плазмы от приложенного напряжения показана на рис.7,в. Очевидно увеличение максимума тока с ростом напряжения, когда пробой происходит за короткое время. На рис.7,г приведена зависимость времени задержки до момента пробоя от приложенного напряжения. Видно, что время задержки уменьшается с ростом напряжения [8, 17], причем для $V_0 = 10$ кВ время задержки составляет ~ 350 нс, а при максимальном приложенном напряжении – 10 нс.

Как известно, диссоциация молекул галогена с присоединением электронов рассматривается как основной процесс потерь электронов в лазерной смеси Ne–Xe–HCl. Поэтому концентрация галогенов в смеси оказывает сильное влияние на баланс между приростом и потерями электронов. Временные зависимости плотности тока в центре плазмы при различных концентрациях галогена в газовой смеси, полном давлении газа 3 атм и приложенном напряжении 20 кВ представлены на рис.8,а. Для высоких концентраций галогена наблюдается деформация профиля тока при сильном его увеличении в конце импульса разряда [3, 28, 29]. Для низкой концентрации HCl (0.01%) уменьшение скорости прилипания электрона к молекуле HCl ведет к увеличению концентрации электронов, и поэтому пробой происходит за более короткое время (рис.8,б). Рост концентрации HCl при фиксированной концентрации ксенона ведет к уменьшению концентрации электронов и, следовательно, к увеличению электрического поля (рис.8,в).

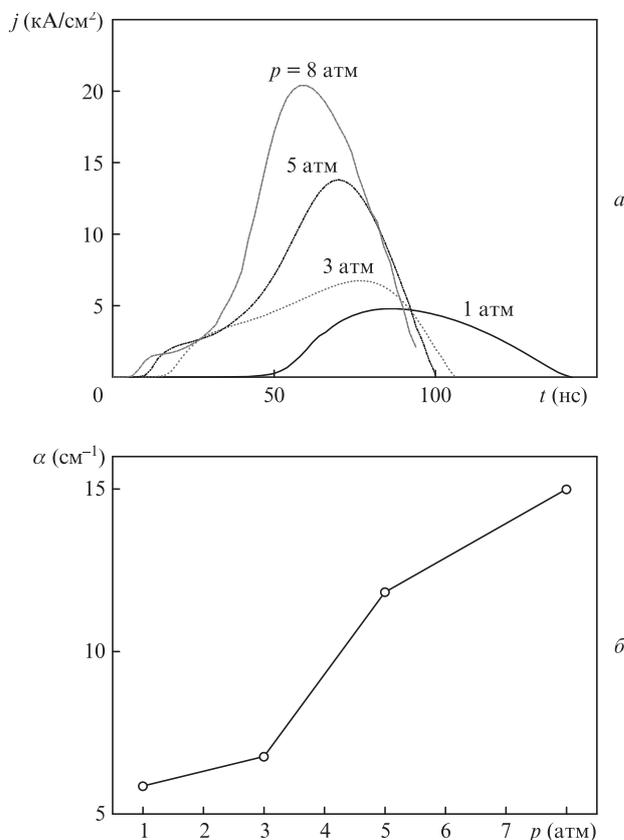


Рис.9. Временные зависимости плотности тока j для различных значений полного давления газа p (а) и зависимость коэффициента лазерного усиления α от давления смеси. Смесь Ne:Xe:HCl = 99.33:0.5:0.17%, приложенное напряжение 30 кВ.

Принимая во внимание диапазон давлений газа, использованный в некоторых экспериментальных работах, мы изучили влияние роста давления газа на свойства разряда в центре разрядного промежутка при тех же условиях, что и в разд.3.2. Следует отметить, что при увеличении давления повышается напряжение пробоя и тем самым увеличивается энергия, вложенная в разряд. На рис.9,а показано изменение во времени плотности тока разряда в центре плазмы во время импульса. Видна хорошо выраженная зависимость от давления газа. Плотность тока в центре плазмы возрастает с ростом давления газа и достигает максимального значения 20.4 кА/см² при давлении $p = 8$ атм. Зависимость коэффициента лазерного усиления от давления газа показана на рис.9,б. При изменении давления от 1 до 8 атм коэффициент усиления возрастает почти в три раза.

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе представлены электрический и кинетический подходы к изучению развития и усиления макроскопических нестабильностей в смеси Ne–Xe–HCl. Эти нестабильности возникают вследствие неоднородной предыонизации и усиливаются в лазерной среде. Основное внимание уделяется свойствам плазмы в ее центре, где могут зародиться условия для перехода в дуговой режим. Исследования проводились с использованием одномерной модели, основанной на схеме параллельных сопротивлений. Модель включает в себя химическую кинетику плазмы, схему накачки и уравнения Больцмана и позволяет исследовать электрические и физические характеристики разряда высокого давления.

Результаты исследований показывают, что при типичных условиях разряда в центре плазмы повышение давления смеси газов и приложенного напряжения приводит к усилению любой неоднородности. В развитии неоднородностей важную роль играет также концентрация га-логенов.

Выполненные модельные расчеты показывают, что концепция объемной нестабильности с реалистичными химическими параметрами и с учетом первоначальных возмущений концентрации электронов не в состоянии количественно объяснить различие теоретической и экспериментальной длительностей импульса для устройств большого объема, объясняя только развитие микропоточковой нестабильности в плазме разряда.

Авторы благодарны рецензенту за комментарии и предложения, которые помогли улучшить работу. З.Харраче также выражает благодарность Я.Харраче из USTO University (Алжир) за продуктивные дискуссии.

1. Longo S., in *Gas Lasers – Recent Developments and Future Prospects* (Boston: Kluwer Acad. Publ., 1996, pp 163–183).
2. Демьянов А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П., Капителли М., Лонго С. *Квантовая электроника*, **22**, 673 (1995).
3. Belasri A., Harrache Z., Baba-Hamed T. *Phys. Plasmas*, **10**, 4874 (2003).
4. Harrache Z., Belasri A. *Europhys. Lett.*, **66**, 76 (2004).
5. Belasri A., Harrache Z., Baba-Hamed T. *Plasma Devices Oper.*, **12**, 39 (2004).
6. Harrache Z., Amir Aid D., Mehdaoui L., Belasri A. *J. Tech. Phys.*, **49**, 3 (2008).
7. Coutts J., Webb C.E. *J. Appl. Phys.*, **59**, 704 (1986).
8. Harrache Z., Calzada M.D., Belasri A. *Plasma Phys. Rep.*, **37**, 904 (2011).
9. Riva R., Legentil M., Pasquiers S., Puech V. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28**, 856 (1995).
10. Stielow G., Hammer T., Böttcher W. *Appl. Phys. B*, **47**, 333 (1988).
11. Bychkov Y.I., Yampolskaya S.A., Yastremsky A.G. *Laser Part. Beams*, **21**, 233 (2003).
12. Бычков Ю.И., Ямпольская С.А., Ястремский А.Г. *Квантовая электроника*, **40**, 28 (2010).
13. Taylor R.S. *Appl. Phys. B*, **41**, 1 (1986).
14. Osborne M.R., Hutchinson M.H.R. *J. Appl. Phys.*, **59**, 711 (1986); Osborne M.R. *Appl. Phys. B*, **45**, 285 (1988).
15. Kushner M.J., Pindroh A.L., Fisher C.H., Znotins T.A., Ewing J.J. *J. Appl. Phys.*, **57**, 2406 (1985); Kushner M.J., in *Non-Equilibrium Processes in Partially Ionized Gases, NATO ASI Series* (New York: Plenum Press, 1990, Vol. 220, p. 63).
16. Belasri A. *PhD Thesis* (Université Paul Sabatier de Toulouse, France, 1993).
17. Harrache Z., Belasri A. *J. Plasma Phys.*, **73**, 613 (2007).
18. Luck H., Loffhagen D., Botticher W. *Appl. Phys. B*, **58**, 123 (1994).
19. Lamrous O., Gaouar A., Yousfi M. *J. Appl. Phys.*, **79**, 6775 (1996).
20. Turner M.M., Smith P.W. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **19**, 350 (1991).
21. Morgan W.L., Penetrante B. *Comput. Phys. Commun.*, **58**, 127 (1990).
22. Morgan W.L., Boeuf J.P., Pitchford L.C. *The Siglo Database, CPAT and Kinema Software (1995–1998)*; <http://www.siglo-kinema.com>.
23. Belasri A., Khodja K., Bendella S., Harrache Z. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **43**, 445202 (2010).
24. Belasri A., Harrache Z. *Phys. Plasmas*, **17**, 123501 (2010).
25. Belasri A., Harrache Z. *Plasma Chem. Plasma Process.*, **31**, 787 (2011).
26. Benstâali W., Belasri A. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **39**, 1460 (2011).
27. Longo S., Gorse C., Capitelli M. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **19**, 379 (1991).
28. Bahr M., Botticher W., Choroba S. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **19**, 36 (1991).
29. El-Habachi A., Shi W., Moselhy M., Schoenbach K.H. *J. Appl. Phys.*, **88**, 3220 (2000).