

# Нестабильность разряда в $\text{XeCl}^*$ -лазерах при высоких давлениях газа\*

З.Харраче, А.Алия, А.Беласри

*Обсуждаются новые особенности кинетики  $\text{XeCl}^*$ -лазеров, а именно развитие в разряде  $\text{XeCl}^*$ -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,  $\text{XeCl}$ -лазер, химическая неустойчивость.

## 1. Введение

В последние несколько лет было установлено, что ограничение длительности импульса излучения  $\text{XeCl}^*$ -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  $\text{XeCl}^*$ , 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  $\text{XeCl}^*$ -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  $\text{HCl}$ ; 2) в кинетике молекулы  $\text{XeCl}^*$  при лазерной генерации отсутствует механизм, способный восстанавливать диссоциировавшие молекулы  $\text{HCl}$ ; 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  $\text{XeCl}^*$ -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  $\text{XeCl}^*$ -лазера было продемонстрировано с использованием макроскопического подхода на основе балансных уравнений для концентрации  $\text{HCl}$ . 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  $\text{HCl}$  и игнорировали многие альтернативные механизмы уничтожения этих молекул в разряде, такие как прямая диссоциация при столкновении с электронами или возбужденными атомами  $\text{Xe}$ . В нашей предыдущей работе [3] была показана важность учета верхних колебательных уровней молекулы  $\text{HCl}$  для кинетики  $\text{XeCl}^*$ -лазера. В литературе можно найти множество работ, посвященных исследованию химической кинетики лазеров на  $\text{XeCl}$  [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;  $\mu$  – 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<sup>+</sup>, Ne<sup>+</sup>, Cl<sup>-</sup>, Xe<sub>2</sub><sup>+</sup>, Ne<sub>2</sub><sup>+</sup>, Xe<sup>\*</sup>, Ne<sup>\*</sup>, Xe<sub>2</sub><sup>\*</sup>, Ne<sub>2</sub><sup>\*</sup>, Cl<sub>2</sub><sup>\*</sup>, NeCl<sup>\*</sup>, XeCl<sup>\*</sup>, Xe<sub>2</sub>Cl<sup>\*</sup>, Cl<sub>2</sub>, HCl<sub>0</sub>, HCl<sub>1</sub>, HCl<sub>2</sub>, HCl<sub>3</sub>,  $h\nu_{308}$ ,  $h\nu$ .

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:

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

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

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<sup>+</sup> и Xe<sub>2</sub><sup>+</sup>. 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  $9 \times 10^{-19}$ ,  $1.3 \times 10^{-8}$ ,  $5 \times 10^{-10}$ ,  $3.5 \times 10^{-10}$ ,  $1.8 \times 10^{-11}$ ,  $2 \times 10^{-6}$ ,  $1.8 \times 10^{-9}$ ,  $4.2 \times 10^{-7}$ ,  $6 \times 10^{-7}$ ,  $7.8 \times 10^{-7}$ ,  $2.5 \times 10^{-8}$ ,  $1 \times 10^{-10}$  и  $3 \times 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с соответственно. Предполагается, что все ионы Xe<sup>+</sup> мгновенно трансформируются в молекулы NeXe<sup>+</sup> [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.

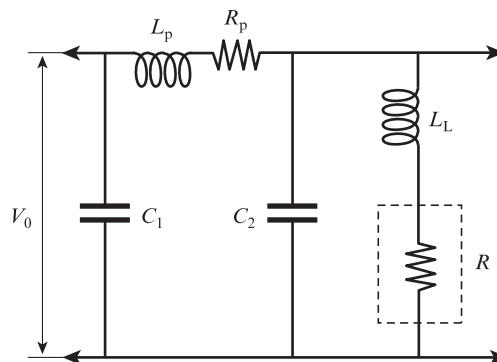


Рис.1. Схема электрической накачки:  $V_0 = 55$  кВ;  $C_1 = 640$  нФ;  $C_2 = 2.4$  нФ;  $L_p = 63$  нГ;  $L_L = 10$  нГ;  $R_p = 38$  МОм; внутренний зазор между электродами  $d = 10$  см; площадь электрода  $A = 1000$  см<sup>2</sup>; полное давление  $p = 3$  атм (при температуре 300 К); газовая смесь Ne:Xe:HCl = 99.5:0.44:0.06%.

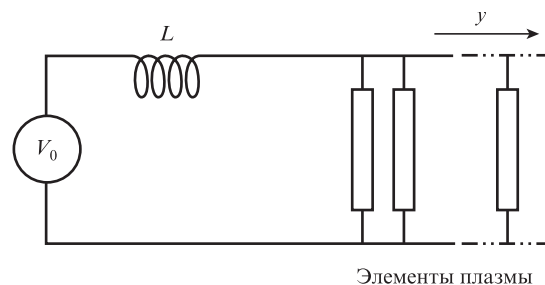
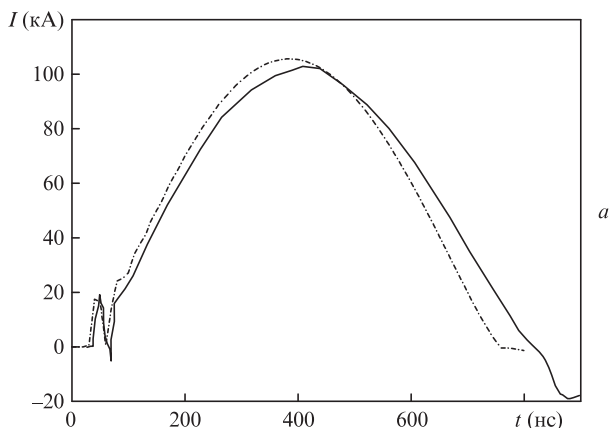


Рис.4. Эквивалентная схема электрической накачки, используемая в настоящей работе ( $y$  – поперечное расстояние от центра до элемента плазмы). Электрические параметры даны в тексте.

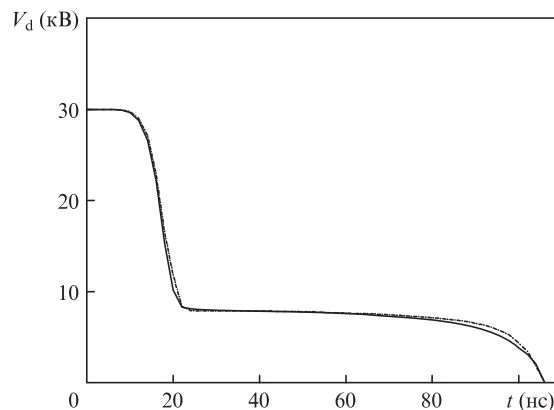
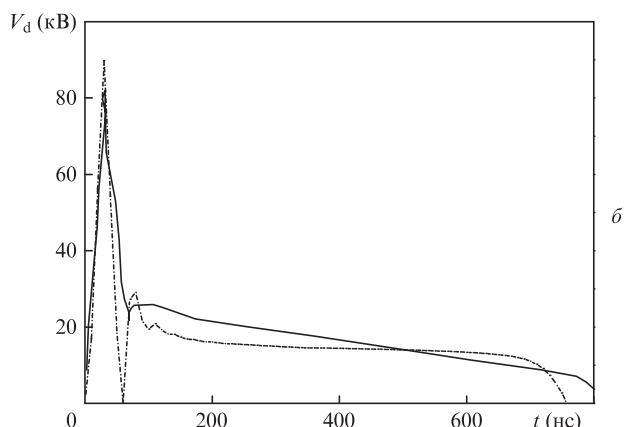


Рис.2. Временные зависимости тока  $I$  (а) и напряжения  $V_d$  (б) разряда, полученные в [27] (сплошные кривые) и в настоящей работе (штрих-пунктирные кривые) при тех же условиях, что и для рис.1, и  $n_e(t=0) = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

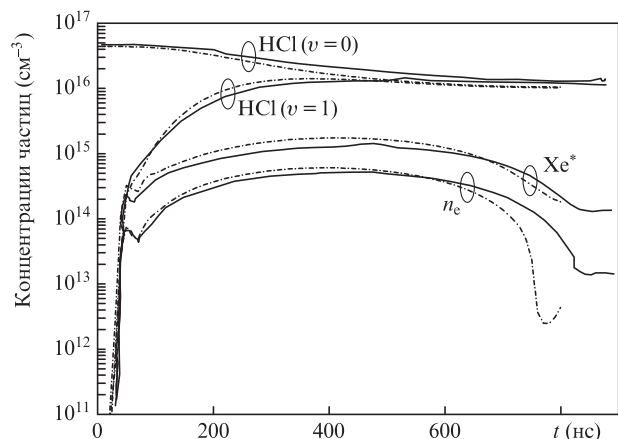
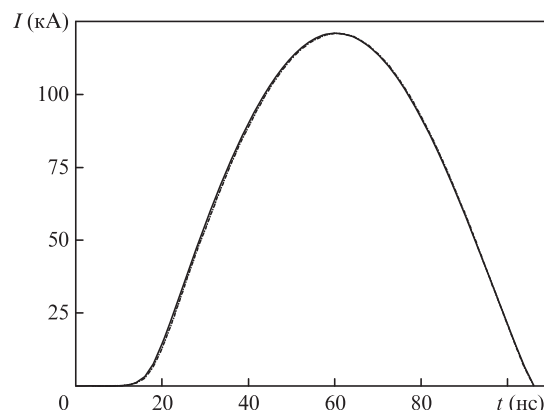


Рис.3. Временные зависимости концентраций частиц разряда, полученные в [27] (сплошные кривые) и в настоящей работе (штрих-пунктирные кривые) при тех же условиях, что и для рис.1, и  $n_e(t=0) = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

**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

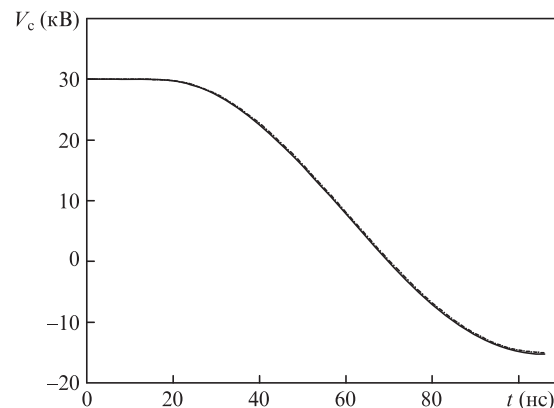


Рис.5. Временные зависимости напряжения разряда  $V_d$ , тока разряда  $I$  и напряжения на конденсаторе внешней схемы  $V_c$  при тех же условиях, что и для рис.4, в случае неоднородной (сплошные кривые) и однородной (штрих-пунктирные кривые) предыонизации ( $n_e(t=0) = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ).

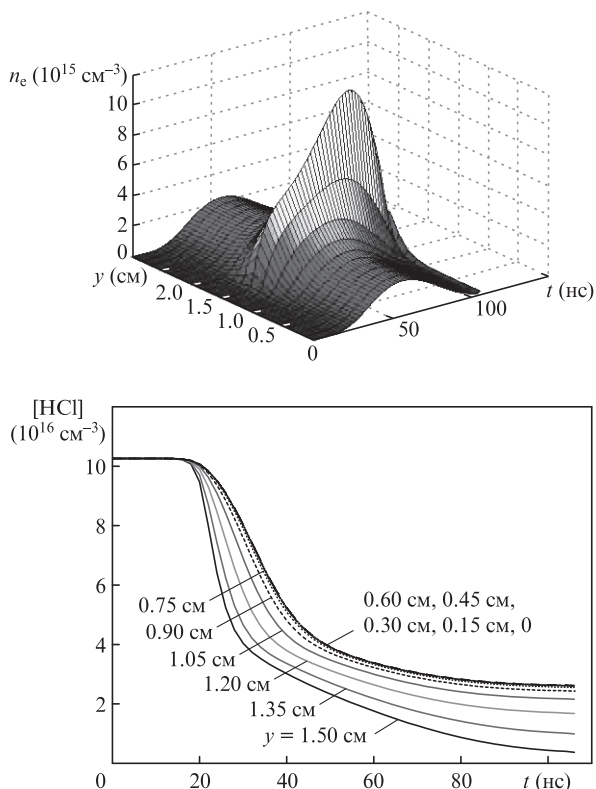


Рис.6. Пространственно-временная зависимость концентрации электронов при тех же условиях, что и для рис.4 (а), и временная зависимость концентрации HCl ( $v=0$ ) в каждом элементе плазмы при напряжении заряда 30 кВ и давлении газа 3 атм (б).

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-

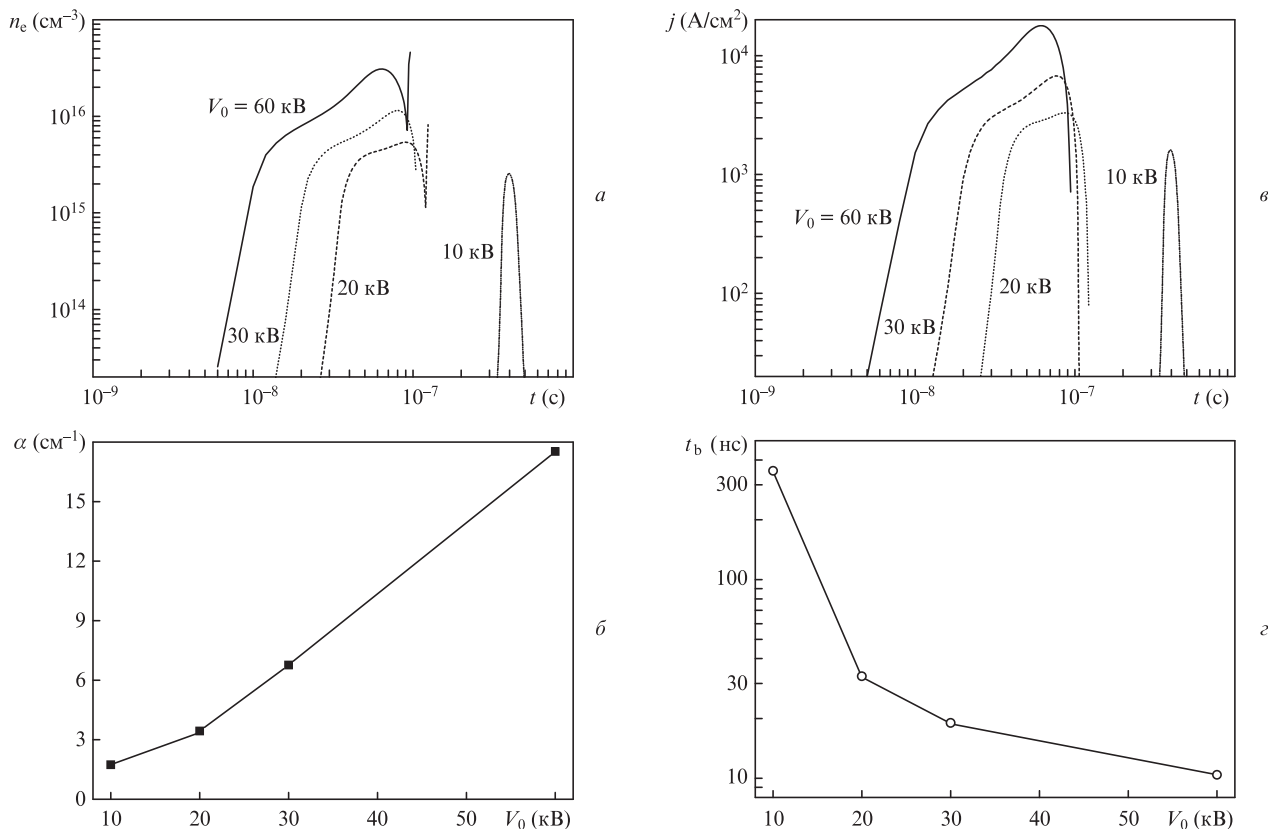


Рис.7. Временные зависимости концентрации электронов  $n_e$  (а) и плотности тока  $j$  (б) для различных значений приложенного напряжения  $V_0$ , а также зависимости коэффициента лазерного усиления  $\alpha$  (в) и времени задержки до пробоя  $t_b$  (г). Смесь  $\text{Ne}:\text{Xe}:\text{HCl} = 99.33:0.5:0.17\%$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

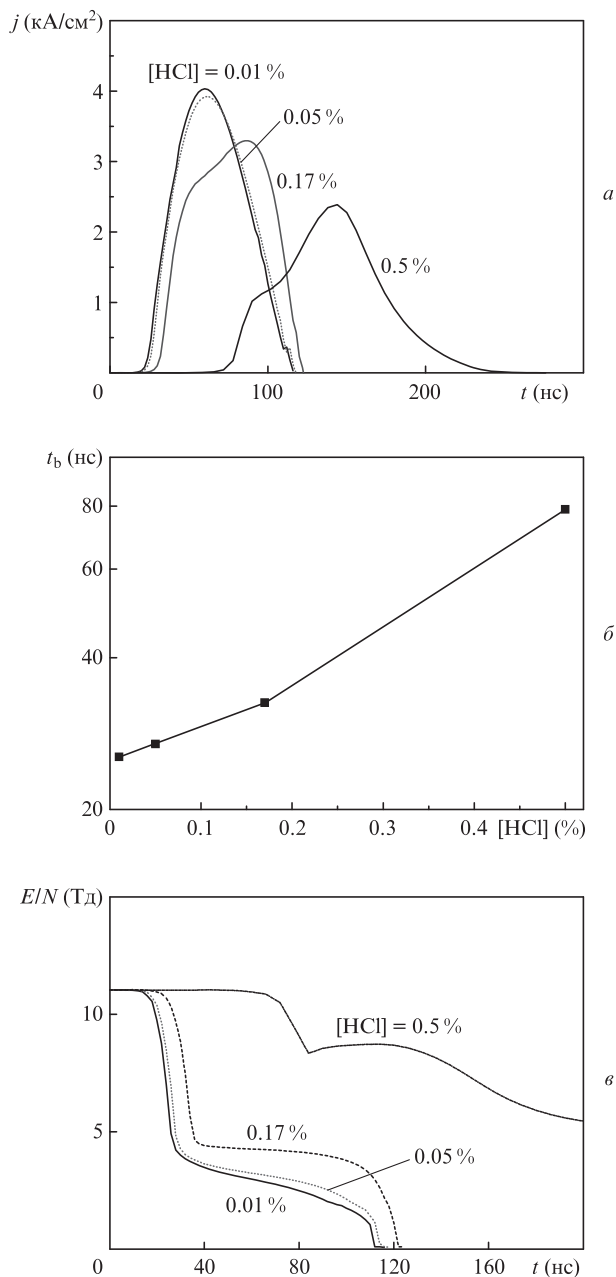


Рис.8. Временные зависимости плотности тока  $j$  (а) и приведенной напряженности электрического поля  $E/N$  (в) для различных концентраций HCl в смеси, а также зависимость времени задержки до пробоя  $t_b$  от процентного содержания галогена в смеси  $\text{Ne}-\text{Xe}-\text{HCl}$  (б). Давление 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  $\sim 350$  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  $\text{Ne}-\text{Xe}-\text{HCl}$ . 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).

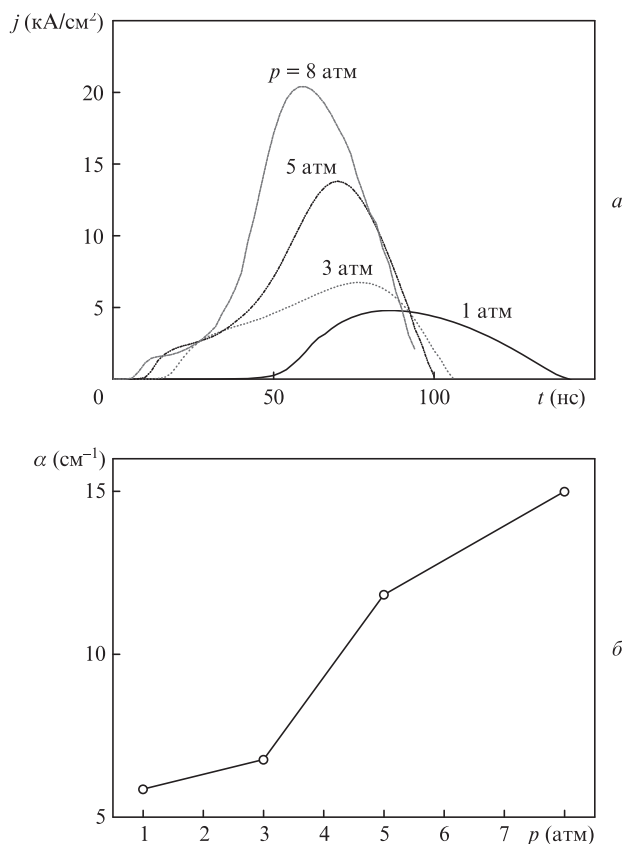


Рис.9. Временные зависимости плотности тока  $j$  для различных значений полного давления газа  $p$  (а) и зависимость коэффициента лазерного усиления  $\alpha$  от давления смеси. Смесь  $\text{Ne}:\text{Xe}:\text{HCl} = 99.33:0.5:0.17\%$ , приложенное напряжение 30 кВ.



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/см<sup>2</sup> 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).