

УДК 621.373.826.038.823

**А.В. Андраманов, В.В. Боровков, С.Л. Воронов**

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ТРЕХЭЛЕКТРОДНОМ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОМ ХеСІ-ЛАЗЕРЕ**

Исследованы оптические неоднородности трехэлектродного ХеСІ-лазера с двойным разрядом в режиме предварительного размножения электронов. Обнаружены и объяснены различия в поведении разрядов в двух каналах лазера. Зарегистрировано, что начало снижения мощности лазерной генерации связано с появлением неустойчивостей в разряде. На основании полученных данных сделан вывод о возникновении и развитии в разряде нитевидных каналов.

### **1. Введение**

Существенный прогресс в развитии электроразрядных лазеров связан с появлением схем двойного разряда или, так называемой, техники предимпульса [1–3]. При данном способе возбуждения активной среды зажигание разряда производится коротким низкоэнергетичным высоковольтным импульсом, а основной энергозатрат осуществляется от другого емкостного накопителя. Снижение напряжения зарядки данного накопителя позволяет получить более полное согласование источника накачки с нагрузкой. Реализация схем двойного разряда в двухэлектродных эксимерных лазерах осуществляется при помощи магнитного коммутатора в цепи основного емкостного накопителя. Так, при однократных импульсах в ХеСІ-лазере с магнитным коммутатором достигнут рекордный КПД 5% [4]. В [5] сообщается о создании импульсно-периодического лазера с уровнем средней мощности до 1,5 кВт и КПД ~ 2,2%.

Другая схема формирования двойного разряда реализована в трехэлектродных лазерах, где емкостные накопители присоединены непосредственно к двум крайним электродам, а зажигание разряда осуществлялось при подаче высоковольтного управляющего импульса на средний электрод [6–9].

При уменьшении зарядного напряжения на основном источнике накачки для сохранения энергозатрата необходимо увеличивать его емкость, что, как следствие, приводит к увеличению длительности импульса возбуждения. Однако известно, что разряд в галогеносодержащих смесях с течением времени теряет свою устойчивость. В настоящее время предложены два механизма развития неустойчивостей в активных средах электроразрядных эксимерных лазеров – это механизмы ступенчато-ионизационной неустойчивости плазмы [10] и «выгорания» галогеносодержащего вещества [11]. В [12] описан механизм прилипательно-колебательной стабилизации разряда в смесях ХеСІ-лазеров.

В результате экспериментальных исследований [13] показано, что снижение мощности генерации и последующее ее прекращение в процессе накачки происходит при появлении на фоне диффузного разряда тонких нитевидных каналов с повышенной яркостью свечения.

До настоящего времени экспериментальные исследования ХеСІ-лазеров были в основном направлены на изучение влияния условий предионизации, состава смеси, мощности накачки на генерационные характеристики лазерного излучения. Однако наиболее полную информацию об оптическом качестве активной среды и развитии неустойчивостей в плазме можно получить с помощью интерференционных методов диагностики разряда.

В данной статье представлены результаты экспериментальных исследований оптических неоднородностей (ОН) в трехэлектродном ХеСІ-лазере с двойным разрядом с помощью интерференционной методики. Измерены пространственно-временные зависимости концентрации электронов в плазме разряда, а также обнаружены газодинамические мелко-масштабные оптические неоднородности (МОН).

### **2. Экспериментальная установка и методика измерения**

В экспериментах использовался электроразрядный трехэлектродный ХеСІ-лазер, ранее описанный в [9]. Три электрода с профилем Чанга образовывали два последовательных разрядных промежутка по 3,5 см каждый. Длина активной области равнялась 50 см, ширина разряда, оцененная по автографу лазерного излучения, составляла ~2 см. Для создания начальной концентрации электронов применялась двухсторонняя искровая предионизация. При подаче высоковольтного низкоэнергетичного импульса на средний управляющий электрод происходил последовательный во времени пробой двух разрядных промежутков, которые по очередности зажигания в них разряда условно

названы первым и вторым лазерными каналами. Общая емкость конденсаторов, собранных по схеме двухполярного источника питания и присоединенных к внешним электродам, была 0,32 мкФ при индуктивности разрядного контура  $\sim 50$  нГн. В проведенных опытах зарядка емкостного накопителя основного разряда производилась от двухполярного источника питания до напряжений  $\pm 10$  кВ. Емкостной накопитель ударного контура заряжался от собственного источника до максимального напряжения 28 кВ. Осциллограммы импульсов тока и лазерной генерации в двух каналах (1, 2) лазера приведены на рис. 1.

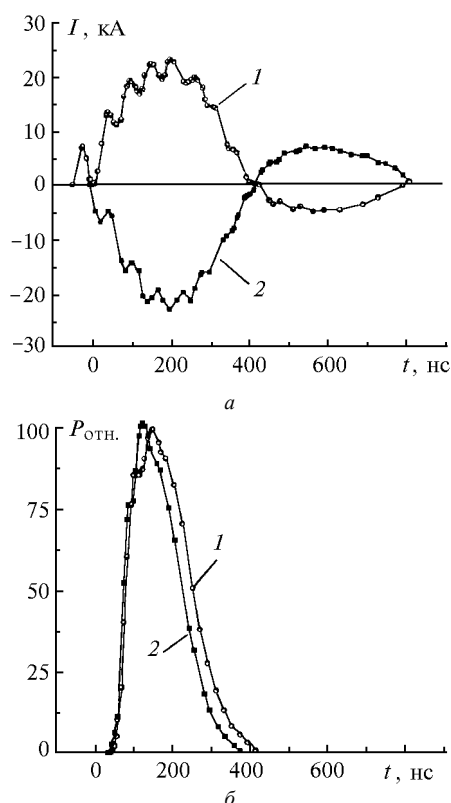


Рис. 1. Осциллограммы импульсов тока (а) и лазерной генерации в двух каналах лазера (б)

Наличие предимпульса тока в первом разрядном промежутке связано с перезарядкой обострительной емкости контура формирования разряда. Изучение разряда проводилось на смеси: 1,2 Торр HCl, 12 Торр Хе, 4 атм Ne.

Исследование ОН проводилось с помощью интерферометра Майкельсона на длине волны He-Ne-лазера (633 нм). Контрольные эксперименты с использованием ионного аргонового лазера (514 нм) показали, что основной вклад в изменение показателя преломления ( $\Delta n$ ) обусловлен свободными электронами плазмы, что согласуется с результатами [14]. Для регистрации интерференционной картины использовался скоростной фоторегистратор СФР, работающий в режиме щелевой развертки с временным разрешением 30 нс. Измерение ОН проводилось

при двух ориентациях щели СФР – параллельно и перпендикулярно плоскостям электродов. Ошибка в определении  $\Delta n$  не превышала  $3,2 \cdot 10^{-8}$ , что соответствует концентрации электронов  $N_e = 1,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

### 3. Результаты экспериментов и их обсуждение

В данной работе основное внимание уделялось изучению влияния мощности накачки и особенностей формирования разряда в трехэлектродном ХеСl-лазере на развитие неустойчивости плазмы. На рис. 2 представлены характерные интерферограммы ОН в каналах исследуемого трехэлектродного лазера. Результаты обработки интерферограмм приведены на рис. 3, 4.

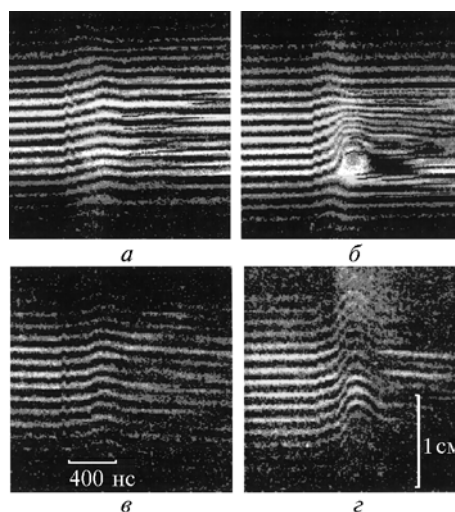


Рис. 2. Интерферограммы ОН в лазерных каналах: а, б – щель СФР параллельна электродам – первый и второй лазерные каналы; в, г – щель СФР перпендикулярна электродам – первый и второй лазерные каналы

На рис. 3 представлены зависимости  $N_e(t)$  в различных каналах лазера. В результате проведенных экспериментов обнаружены две характерные стадии изменения  $N_e(t)$ . Первой стадии (см. рис. 3) соответствует медленное нарастание электронной плотности в каналах лазера до уровня  $(1 \dots 2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , которое отражает увеличение тока в разрядном контуре. Изменение  $N_e(t)$  в указанных пределах характерно для диффузной стадии разряда [15]. Второй стадии соответствует резкий рост электронной концентрации, который начинался с 160 ... 170 нс и наиболее явно выражен в разряде второго канала. Подобные данные о наличии перегиба в росте электронной концентрации в центре разряда в ХеСl-лазере ранее отмечались в [14] и связывались с появлением неустойчивостей в разряде, где длительность импульса тока была  $\sim 250$  нс, а перегиб происходил  $\sim$  на 70 нс.

Из интерферограмм (рис. 2, а, б) видно, что на стадии уменьшения электронной плотности во втором лазерном канале после 330 нс происходило расщепление интерференционных полос, вызванное появлением МОН. Значительно более слабое расщепление интер-

ференционных полос в первом канале было обнаружено лишь на 400 ... 450 нс. Тот факт, что расщепление полос наблюдается и после окончания импульса тока (см. рис. 2, *a, б*), когда произошла релаксация электронной плотности, а также оценки по времени появления и по динамике развития расщепления позволяют предположить, что мелкомасштабные неоднородности коэффициента преломления возникают в результате газодинамической разгрузки нитевидных токовых каналов, появляющихся в момент увеличения скорости роста электронной плотности. Первоначальный регистрируемый масштаб ОН составляет 0,3 ... 0,35 мм.

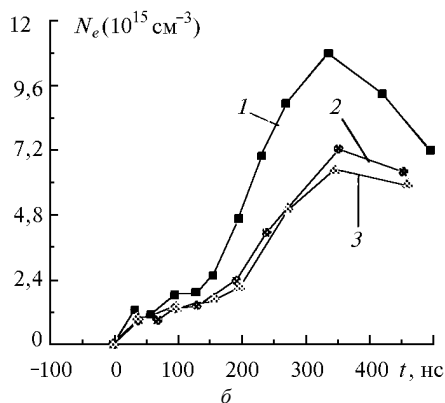
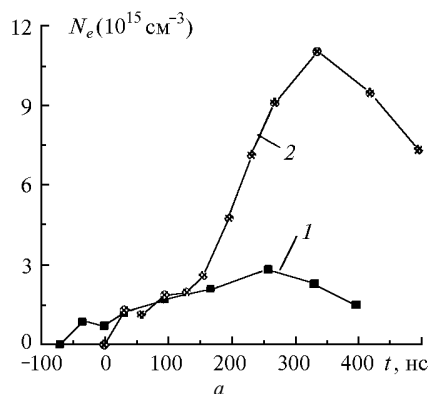


Рис. 3. Зависимости  $N_e(t)$  в разряде (*a* – кривая 1 – первый, 2 – второй лазерные каналы) и в центре разряда второго лазерного канала при различных энергокладах: 1 – 9 кВ; 2 – 8 кВ; 3 – 7,5 кВ (*б*)

В [13, 16] отмечено, что появление неустойчивостей в разряде связано с приэлектродными процессами, в частности с взрывом катодных пятен и прорастанием из них сильноточных каналов. В наших экспериментах также зарегистрировано это явление. Из интерферограмм рис. 2, *в, г* (щель перпендикулярна электродам) видно, что начало резкого роста  $N_e$  сопровождалось появлением вблизи катода ярко светящейся области, которая распространялась к аноду на  $5 \div 7$  мм, и усилением свечения разряда в видимом диапазоне длин волн. Очевидно, это связано с взрывом катодных пятен и прорастанием сильноточных каналов. Наличие незавершенных стримеров в прикатодной области обнаружено и при визуальном наблюдении разряда.

Вероятно, усиление напряженности электрического поля в вершинах прикатодных каналов приводит к возникновению волны ионизации, которая распространяется со скоростью  $\sim 10^8$  см/с [17], и зарождению микроканалов с повышенной плотностью электронов. Далее происходит перераспределение тока из диффузных областей разряда в каналные, газодинамическая разгрузка нитевидных каналов, которая проявляется в развитии МОН. Теоретический анализ развития нитевидной неустойчивости разряда проведен в [12].

В экспериментах обнаружено влияние нитевидных токовых каналов, а также МОН, вызванных их газодинамической разгрузкой, на генерационные характеристики лазера. Из рис. 1 видно, что спад мощности лазерной генерации во втором канале начинался на  $\sim 160$  нс и совпадал по времени с моментом возникновения здесь нитевидных каналов. Снижение мощности генерации обусловлено рядом причин – это перераспределение вводимой энергии между диффузными областями разряда, где эффективно образуются эксиплексные молекулы, и нитевидными каналами, а также увеличение поглощения в областях с повышенной концентрацией электронов, где эффективнее нарабатываются комплексы, поглощающие УФ-излучение [15]. Прекращение лазерной генерации во втором канале происходило на 350 нс, что совпадало по времени с появлением МОН, которые являются источником дополнительных рефракционных потерь. Снижение мощности лазерного излучения в первом канале происходило позже, чем во втором, а генерация продолжалась до окончания первой полуволны импульса тока. Отметим, что энергия генерации также выше в 1-м лазерном канале.

Крупномасштабные изменения показателя преломления в процессе горения разряда, как указывалось ранее, обусловлены свободными электронами плазмы. На рис. 4 представлены зависимости  $N_e(x)$  в поперечном сечении разряда для различных моментов времени.

Из рис. 4, *a* видно, что к моменту появления общего тока (0 нс) в первом разрядном промежутке сформировалось двугорбое распределение электронной плотности. Это связано с тем, что при пробое первого разрядного промежутка ( $-35$  нс) в соответствии с поперечным распределением электрического поля формируется колоколообразное распределение электронной плотности, которое приводит к более интенсивной наработке колебательно-возбужденных молекул HCl в центре разряда. Известно [12], что при колебательном возбуждении HCl существенно возрастает сечение диссоциативного прилипания электронов. Поэтому на спаде предимпульса тока скорость диссоциативного прилипания электронов в центре разряда выше, чем на периферии, что приводит к формированию двугорбого распределения электронной плотности и увеличению полуширины разряда. Ранее аналогичное явление обсуждалось при

анализе генерационных характеристик в работах [18–19]. Во втором канале нашего лазера формировалось распределение с максимальной концентрацией электронов в центральной области разрядного промежутка. При этом характер распределения  $N_e(x)$  в первом и втором каналах сохранялся на протяжении всего импульса накачки. Из рис. 4 видно, что в течение диффузной стадии 0 ... 170 нс полуширина разряда во втором лазерном канале составляла 70 ... 80% от первого. Далее происходило постепенное стягивание разрядов, причем во втором канале к центру разряда, а в первом к областям с максимумом в распределении  $N_e(x)$ . Минимальная ширина разряда во втором лазерном канале формировалась к ~ 250 нс и составляла ~ 40% от ширины первого в тот же момент времени.

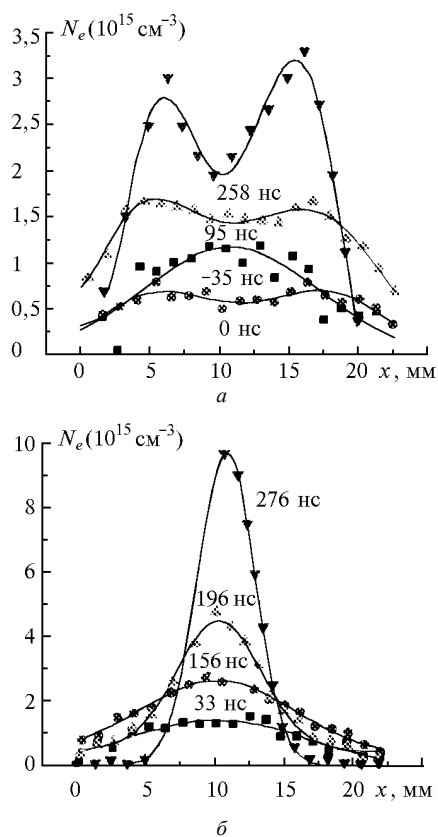


Рис. 4. Распределение электронной концентрации в поперечном сечении разрядов: а – первый, б – второй лазерные каналы

Из рис. 3 видно, что в максимумах  $N_e(x)$  рост электронной концентрации продолжался и после 200 нс, хотя разрядный ток (см. рис. 1) и вкладываемая мощность уменьшались. При этом на фоне сужения разряда интеграл электронной концентрации по сечению разряда во втором лазерном канале увеличивался (рис. 4, б). Приведенные выше результаты позволяют предположить, что именно с развитием неустойчивостей связаны стягивание разряда и аномальный рост концентрации в максимумах распределений  $N_e(x)$ . Увеличение интеграла электронной концентрации по сечению разряда на спаде тока в первом лазерном канале не обнаружено.

Влияние энерговклада и напряжения зарядки основного емкостного накопителя на развитие  $N_e(t)$  во втором лазерном канале видно из рис. 3. В экспериментах обнаружено, что при оптимальных условиях формирования разряда изменение энерговклада не проводило к заметному изменению ширины разряда, поэтому плотность тока в разряде определялась уровнем энерговклада. Уменьшение энерговклада приводило к увеличению длительности диффузной стадии, а также к меньшему росту  $N_e$  в центре разряда в процессе его стягивания.

#### 4. Выводы

Таким образом, в результате проведенных экспериментов получены зависимости временной и пространственной эволюции разряда. Обнаружены и объяснены различия в поведении разрядов в двух каналах лазера. Зарегистрировано, что начало снижения мощности лазерной генерации связано с появлением неустойчивостей в разряде. На основании полученных данных сделан вывод о возникновении и развитии в разряде нитевидных каналов. Это приводит к перераспределению вводимой в разряд энергии между нитевидными каналами и диффузными областями разряда и, как следствие, к снижению эффективности образования эксиплексных молекул. Показано, что уменьшение плотности тока ведет к увеличению длительности диффузной стадии разряда, улучшению его однородности, а также к увеличению длительности лазерной генерации. На заключительной стадии разряда обнаружено расщепление интерференционных полос, вызванное газодинамической разгрузкой нитевидных каналов.

1. Long W.H., Plummer M.J., Stappaerts E.A. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. P. 735–737.
2. Taylor R.S., Leopold K.E. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. P. 335–337.
3. Fisher C.H., Kushner M.J., De Hart T.E., McDaniel J.P., Petr R.A., Ewing J.J. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. P. 1574.
4. Gerritsen J.W., Keet A.L., Ernst G.J., Witteman W.J. // Opt. Commun. 1990. V. 77. P. 395–396.
5. Fujikawa S., Inoue M., Sato Y., Haruta K., Murai Y., Nagai H. // CLEO'94 Conference Digest. 1994. P. 26–27.
6. Bollanti S., Lazzaro P.Di., Flora F., Giordano G., Letardi T., Petrucci C., Schina G., Zheng C.E. // Proc. SPIE. 1994. V. 2206. P. 144–153.
7. Боровков В.В., Воронин В.В., Воронов С.Л., Зенков Д.И., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Тананакин В.А., Федоров Г.И. // Квантовая электроника. 1995. Т. 22. N 5. С. 439–440.
8. Боровков В.В., Воронин В.В., Воронов С.Л., Зенков Д.И., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Тананакин В.А., Федоров Г.И. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 4. С. 36–39.
9. Боровков В.В., Воронов С.Л., Лажинцев Б.В., Нор-Аревян В.А., Федоров Г.И. // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. N 2–3. С. 131–134.
10. Борисов В.М., Новиков В.П., Христофоров О.Б. // Теплофизика высоких температур. 1986. Т. 24. N 6. С. 1072–1078.
11. Cutts J., Webb C.E. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 3. P. 704–710.
12. Демьянов А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П., Капителли М., Лонго С. // Квантовая электроника. 1995. Т. 22. N 7. С. 673–682.

13. Taylor R.S. // Appl. Phys. B. 1986. V. 41. P. 1–24.
14. Chroba S., Botticher W. // Appl. Phys. B. 1990. V. 51. P. 379–385.
15. Баранов В.Ю., Борисов В.М., Степанов Ю.Ю. Электроразрядные эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов. М.: Энергоатомиздат, 1988. 216 с.
16. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 223 с.
17. Лагарьков А.Н., Руткевич И.М. Волны электрического пробоя в ограниченной плазме. М.: Наука, 1989. 205 с.
18. Van Goor F.A., Timmermans J.C.M., Witteman W.J. // Optics Communications. 1996. V. 124. P. 56–62.
19. Багинский В.М., Белокриницкий Н.С., Головинский П.М., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф., Щедрин А.И. // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. N 11. С. 1390–1394.

Российский федеральный ядерный центр–  
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,  
г. Саров Нижегородской области

Поступила в редакцию  
9 октября 1997 г.

*A.V. Andramanov, V.V. Borovkov, S.L. Voronov.* **Investigation of Optical Inhomogeneities in Three-Electrode Discharge XeCl-Laser.**

Optical inhomogeneities in the active medium of three-electrode XeCl-laser with a double discharge have been investigated experimentally. It is shown different behaviour in spatial electrons distribution at two discharge channels. Fine-scale optical inhomogeneities have been found which occur because of the growth of a discharge microinstabilities.