

04;07

©1993 г.

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПРЕДЫОНИЗАЦИИ, ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И КОНЦЕНТРАЦИИ ГАЗА НА ДИНАМИКУ ДУГООБРАЗОВАНИЯ В САМОСТОЯТЕЛЬНОМ РАЗРЯДЕ ХеСІ ЛАЗЕРА

Н.С.Белохриницкий, В.Н.Горшков, А.И.Щедрин

Исследуется влияние неоднородностей ультрафиолетовой предыонизации, электрического поля и концентрации газовой смеси на динамику разряда и излучения ХеСі лазера в условиях развития ступенчато-ионизационной неустойчивости. Показано, что при изменении неоднородности начальной ионизации от 1 до 50% длительность генерации, определяющаяся временем дугообразования, уменьшается от 80 до 40 нс. Отклонение электрического поля (концентрации газа) в локальной области от среднего значения на величину порядка 1% приводит к сокращению длительности устойчивого горения разряда до $\tau_n \approx 30$ нс (в случае однородного поля $\tau_n \approx 100$ нс).

Самостоятельный разряд атмосферного давления с УФ (ультрафиолетовой) предыонизацией в настоящее время широко используется как средство накачки эксимерных лазеров на галогенидах инертных газов [1–3]. Условием эффективного использования такого разряда для создания инверсной населенности является диффузионный режим горения. УФ предыонизация — это один из способов, позволяющий в лазерах высокого давления управлять длительностью и объемом разряда путем подавления процесса дугообразования.

В настоящей работе исследуется влияние неоднородности УФ предыонизации, а также неоднородности электрического поля и плотности газовой смеси на динамику разряда и излучения ХеСі лазера в условиях развития ступенчато-ионизационной неустойчивости. Численное моделирование кинетики многокомпонентной плазмы проведено на примере эксимерного лазера с компонентным составом $\text{He}:\text{Xe}:\text{HCl}=100:1:0.4$ при полном давлении $p = 2$ атм. Данная работа является продолжением наших исследований устойчивости самостоятельного разряда, начатых в [4–6].

Расчеты показали, что при изменении неоднородности начальной предыонизации от 1 до 50% время дугообразования и соответственно длительность лазерной генерации уменьшается с 80 до 40 нс. Влияние неоднородностей электрического поля и плотности газовой смеси более значительное. Отклонение поля от среднего значения на величину $\sim 1\%$ приводит к сокращению времени устойчивого горения разря-

Номер процесса	Реакция	Обозначение	Константа, см ³ /с, с ⁻¹ , см ²	Литература
1	$e + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}^* + e$	k_1	$k_1 - k_{10}$ рассчитывались с помощью уравнения Больцмана	
2	$e + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}^{**} + e$	k_2		
3	$e + \text{Xe}^* \rightarrow \text{Xe}^{**} + e$	k_3		
4	$e + \text{Xe} \rightarrow \text{Xe}^+ + 2e$	k_4		
5	$e + \text{Xe}^* \rightarrow \text{Xe}^+ + 2e$	k_5		
6	$e + \text{Xe}^{**} \rightarrow \text{Xe}^+ + 2e$	k_6		
7	$e + \text{HCl} \rightarrow \text{HCl}(v) + e$	k_7		
8	$e + \text{HCl} \rightarrow \text{H} + \text{Cl}^-$	k_8		
9	$e + \text{HCl}(v) \rightarrow \text{H} + \text{Cl}^-$	k_9		
10	$e + \text{HCl} \rightarrow \text{HCl}^* + e$	k_{10}		
11	$\text{Xe}^* + \text{Xe}^* \rightarrow \text{Xe} + \text{Xe}^+ + e$	k_{11}	$5 \cdot 10^{-10}$	[7]
12	$\text{Xe}^{**} \rightarrow \text{Xe}^* + \hbar\omega'$	k_{12}	$1.5 \cdot 10^7$	[7]
13	$\text{Xe}^* + \text{HCl} \rightarrow \text{H} + \text{Cl} + \text{Xe}$	k_{13}	} $5.6 \cdot 10^{-10}$	[8]
14	$\text{Xe}^* + \text{HCl}(v) \rightarrow \text{H} + \text{Cl} + \text{Xe}$	k_{14}		
15	$\text{Xe}^{**} + \text{HCl} \rightarrow \text{XeCl}^* + \text{H}$	k_{15}		
16	$\text{Xe}^{**} + \text{HCl}(v) \rightarrow \text{XeCl}^* + \text{H}$	k_{16}		
17	$\text{Xe}^* + \text{HCl}(v) \rightarrow \text{XeCl}^* + \text{H}$	k_{17}	$2 \cdot 10^{-10}$	[8]
18	$\text{Xe}^+ + \text{Cl}^- \rightarrow \text{XeCl}^*$	k_{18}	По формулам Фланери	
19	$\text{XeCl}^* + e \rightarrow \text{Xe} + \text{Cl} + e$	k_{19}	$2 \cdot 10^{-7}$	
20	$\text{XeCl}^* + \text{HCl} \rightarrow \text{Xe} + \text{Cl} + \text{HCl}$	k_{20}	$8 \cdot 10^{-10}$	
21	$\text{XeCl}^* \rightarrow \text{XeCl}(X) + \hbar\omega$	k_{21}	$9 \cdot 10^7$	
22	$\text{XeCl}^* + \hbar\omega \rightarrow \text{XeCl}(X) + 2\hbar\omega$	σ_1	$4 \cdot 10^{-16}$	[7]
23	$\text{Cl}^- + \hbar\omega \rightarrow \text{Cl} + e$	σ_2	$2.1 \cdot 10^{-17}$	
24	$\text{Xe}^* + \hbar\omega \rightarrow \text{Xe}^+ + e$	σ_3	$6 \cdot 10^{-20}$	
25	$\text{Xe}^{**} + \hbar\omega \rightarrow \text{Xe}^+ + e$	σ_4	$7.6 \cdot 10^{-18}$	[8]
26	$\text{XeCl}(X) \rightarrow \text{Xe} + \text{Cl}$	k_{26}	$2 \cdot 10^{-9}$	

да до 30 нс. Изменение уровня начальной предыонизации в пределах $W = 10^{14} - 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ практически не сказывается на инкременте неустойчивости. Следует отметить, что стриммерный механизм дугообразования и влияние приэлектродных областей не входили в рамки рассмотрения настоящей работы.

Список элементарных процессов, которые учитывались при численном моделировании пространственно-временных параметров лазера, представлен в таблице. Электронные скоростные константы $k_1 \div k_{10}$ рассчитывались из уравнения Больцмана [5]. Кинетические уравнения для компонентов смеси и плазмы в разряде решались совместно с уравнением питания лазера и уравнением Больцмана. Кроме модельной цепи накачки с параметрами, приведенными в работе [5], исследовались также случаи, когда 1) питающее напряжение линейно нарастает в интервале $\Delta t = 50 - 100 \text{ нс}$ до конечного напряжения U_0 ($U_0 = 15 - 30 \text{ кВ}$), а также 2) схемы накачки, описанные в [6]. В первой ситуации происходил сдвиг

момента поджига разряда на величину Δt , а во второй имело место наложение временной развертки питающего напряжения на кинетику компонентов плазмы. Поэтому ниже приводятся результаты исследований только для модельной цепи накачки.

Начальная неоднородность, из которой в дальнейшем развивается дуга, моделировалась следующим образом. В момент времени $t = 0$ включалась внешняя ионизация, скорость которой варьировалась в пределах $W = 10^{14} - 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ (длительность $\Delta t = 10 - 30 \text{ нс}$). Предполагалось, что в некотором выделенном объеме с площадью S_1 значение W отличается на величину $(\Delta W)/W = 1 - 50\%$. Сечение S_1 выбиралось из условия выполнения неравенств

$$\sqrt{S_1} \gg \sqrt{\lambda_{D,T}\tau_n}, \quad \sqrt{S_1} \gg c_s\tau_n, \quad (1)$$

где λ_D , λ_T — соответственно коэффициенты диффузии и температуропроводности, c_s — скорость звука, τ_n — время развития неустойчивости.

При $\sqrt{S_1} \sim 1 \text{ см}$ и $\tau_n < 10^{-7}$ условия (1) легко выполняются.

Левое неравенство (1) позволяет пренебречь диффузионным размытием шнура. В силу правого неравенства можно считать, что концентрация газа в выделенной малой области постоянна. Поскольку площадь шнура много меньше сечения разрядной камеры ($S_1 \ll S$), то поле на квазистационарной стадии определяется проводимостью основной области разряда. Когда же ток в дуге сравнивается с полным током, то поле падает и излучение исчезает.

При моделировании неоднородности поля E и плотности газа N предполагалось, что в области с сечением S_1 либо E , либо N отличается на величину $(\Delta E)/E$, $(\Delta N)/N = \pm 0.5 - 10\%$.

На рис. 1 представлена временная эволюция компонент смеси, плазмы, поля в разрядном промежутке и потока излучения ($\lambda = 308 \text{ нм}$) в резонаторе для неоднородности внешней ионизации $(\Delta W)/W = 1\%$. Как видно из рисунка, после квазистационарной стадии концентрации электронов в дуге резко возрастает, напряжение на разрядном промежутке уменьшается и генерация исчезает. Контрагирование плазмы связано с развитием ступенчато-ионизационной неустойчивости, которая особенно ярко проявляется в смеси инертных газов с электроотрицательными и подробно описана в [4,5,9]. Следует отметить, что дуга развивается в области более низкой затравочной концентрации электронов. Такое поведение неустойчивости связано с наработкой $\text{HCl}(v)$ на начальной стадии горения разряда. Баланс электронов (n) и развитие неустойчивости в плазме определяются в основном уравнениями (при численном моделировании учитывались все процессы, приведенные в таблице)

$$\frac{dn}{dt} = k_4 n N_{\text{Xe}} + (k_5 + k_6) n N_{\text{Xe}^-} - k_8 n N_{\text{HCl}} - k_9 n N_{\text{HCl}(v)},$$

$$\frac{dN_{\text{Xe}^-}}{dt} = \frac{k_1 + k_2}{2} n N_{\text{Xe}} - \frac{k_5 + k_6}{2} n N_{\text{Xe}^-} - k_{13} N_{\text{Xe}^-} N_{\text{HCl}},$$

$$dN_{\text{HCl}(v)} = k_7 n (N_{\text{HCl}} - N_{\text{HCl}(v)}) - k_9 N_{\text{Xe}^-} N_{\text{HCl}}, \quad N_{\text{Xe}^*} \approx N_{\text{Xe}^{*-}}. \quad (2)$$

На начальной стадии разряда участвуют только процессы прямой и ступенчатой ионизации ($k_1 - k_6$), возбуждения Xe и HCl ($k_1 - k_2, k_7$). В

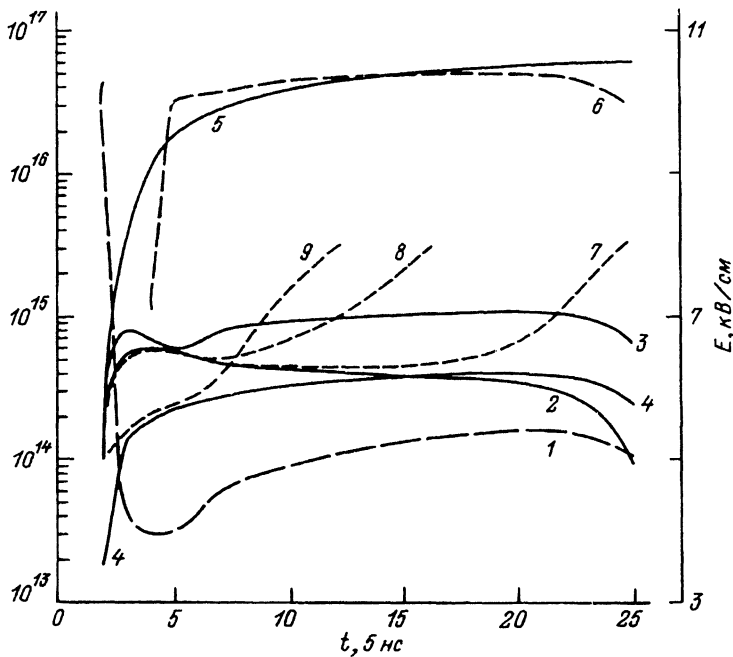


Рис. 1. Временная эволюция компонент смеси, поля и потока фотонов в резонаторе. 1 — E ; 2–5 — соответственно концентрации (см^{-3}) электронов n , Xe^* , XeCl^{B} , $\text{HCl}(v)$ в основной области разряда ($(\Delta W)/W = 1\%$); 6 — поток фотонов (Φ , $10^8 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$); 7–9 — концентрация (см^{-3}) плазмы в шнуре для $(\Delta W)/W = 1, 10, 50\%$.

области отрицательной затравки на этой стадии соответственно накапливается меньшее количество электронов, Xe^* и $\text{HCl}(v)$. К моменту выхода Xe^* на квазистационарное состояние рост концентрации Xe^* в обеих областях прекращается. Время релаксации Xe^* определяется скоростью ступенчатой ионизации и составляет величину $\tau_{\text{Xe}^*} \sim 1/(k_{5,6}n) \sim 5 \cdot 10^{-9}$ с (рис. 1,2). Релаксация молекул $\text{HCl}(v)$ к своей стационарной концентрации происходит более медленно $\tau_{\text{HCl}(v)} \sim 1/(k_9n) \sim 2.5 \cdot 10^{-8}$ с. Поэтому в интервале времени $\tau_{\text{Xe}^*} - \tau_{\text{HCl}(v)}$ происходит дальнейшее увеличение разности концентраций $\text{HCl}(v)$ между двумя областями разряда с сечениями S_1 и S . Так как галогеноноситель отвечает за гибель электронов, то более интенсивное прилипание в области S приводит к тому, что первоначально отрицательное возмущение ($\Delta n < 0$) в S_1 через время $\tau_{\text{HCl}(v)}$ инвертируется в положительное.

После выхода концентраций n , Xe^* , $\text{HCl}(v)$ на квазистационарные значения применима линейная теория ступенчато-ионизационной неустойчивости. Инкремент неустойчивости γ можно получить линеаризуя уравнения (2) по малым возмущениям [4]

$$\gamma = -\frac{(k_1 + k_2)nN_{\text{Xe}}}{4N_{\text{Xe}^*}} + \sqrt{\left[\frac{(k_1 + k_2)nN_{\text{Xe}}}{4N_{\text{Xe}^*}}\right]^2 + k_{13}(k_5 + k_6)N_{\text{Xe}^*}N_{\text{HCl}}}, \quad (3)$$

где n и N_{Xe^*} — концентрации электронов и возбужденных атомов на квазистационарной стадии.

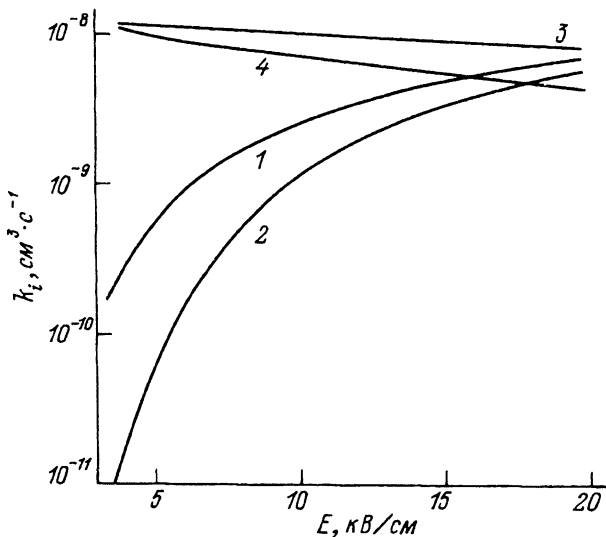


Рис. 2. Зависимость скоростей электронных процессов от электрического поля (полное давление $p = 2$ атм).

1 — k_1 , 2 — k_4 , 3 — k_7 , 4 — k_9 .

Для значений скоростных констант (рис. 2), соответствующих полю и концентрациям, приведенным на рис. 1, $\gamma \approx 10^{-8}$ с, что находится в согласии со скоростью роста плотности электронов в области S_1 (рис. 1, кривая 7). При увеличении величины неоднородности внешней ионизации процесс дугообразования уже не описывается линейной теорией (кривые 8,9). В случае $(\Delta W)/W = 50\%$ разряд, минуя квазистационарную стадию, почти сразу начинает переходить в дугу. Динамику остальных компонентов смеси и плазмы для $(\Delta W)/W = 10, 50\%$ мы не приводим, поскольку она аналогична случаю $(\Delta W)/W = 1\%$ с учетом соответствующего сдвига во времени влево конечной стадии всех процессов после развития шнура.

Источник внешней ионизации создает в объеме не только ионы, но и более эффективно возбужденные атомы Xe^* (Xe^{**}), которые участвуют в кинетике разряда. Как показали расчеты, пространственная неоднородность Xe^* по сравнению с неоднородностью ионизации практически не сказывается на времени развития неустойчивости. В то же время локальное изменение электрического поля или концентрации газа значительно сокращает длительность диффузионного горения разряда (рис. 3). Это связано с тем, что скорости ионизации k_4 и возбуждения k_1, k_2 экспоненциально зависят от E/N (рис. 2). Развитие шнура здесь также обусловлено ступенчато-ионизационной неустойчивостью и малое возмущение поля выполняет роль затравки, как и в случае неоднородной начальной ионизации.

Дальнейшее понижение поля в локальной области приводит к увеличению длительности однородной стадии разряда (рис. 4), поскольку ΔE уже не является малым возмущением и выполняет две функции. С одной стороны, ΔE по-прежнему остается затравкой для развития неустойчивости, с другой, инициирует ионизационное размножение электронов. При

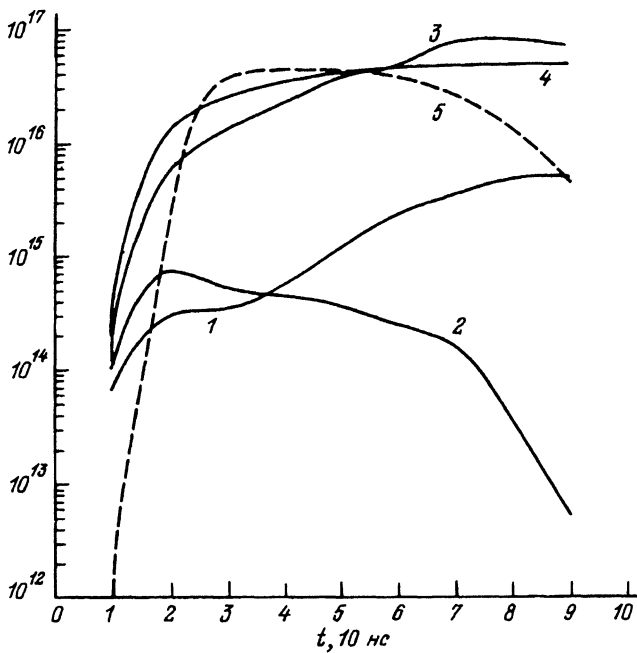


Рис. 3. Динамика развития неустойчивости.

1,3 — концентрации (см^{-3}) n и $\text{HCl}(v)$ в области пробоя; 2,4 — то же в основной области; 5 — поток фотонов (Φ , $10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), $(\Delta E)/E = -1\%$.

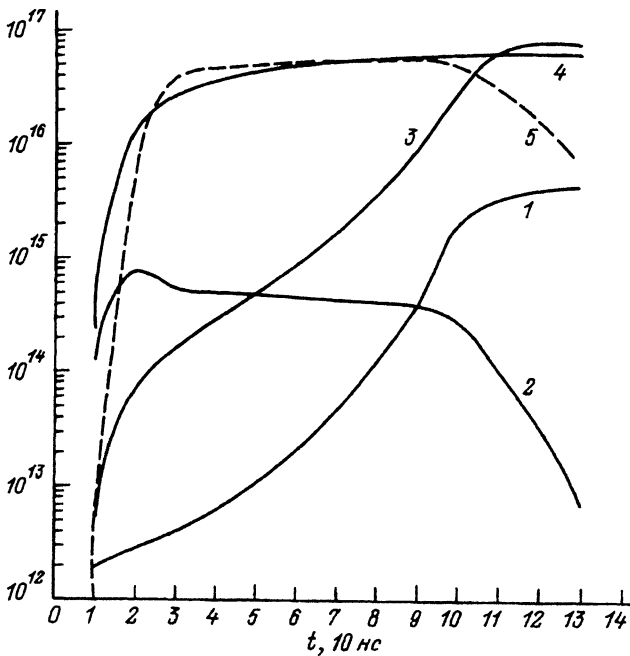


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но $(\Delta E)/E = -10\%$.

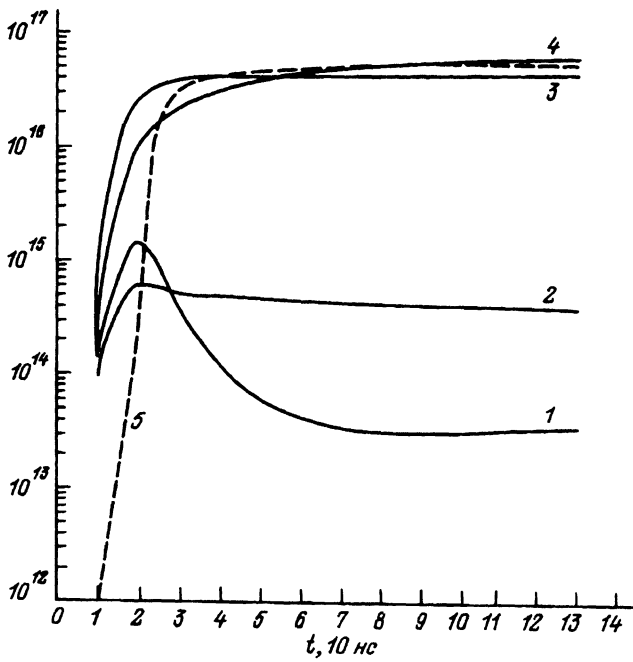


Рис. 5. То же, что и на рис. 3, но $(\Delta E)/E = +1\%$.

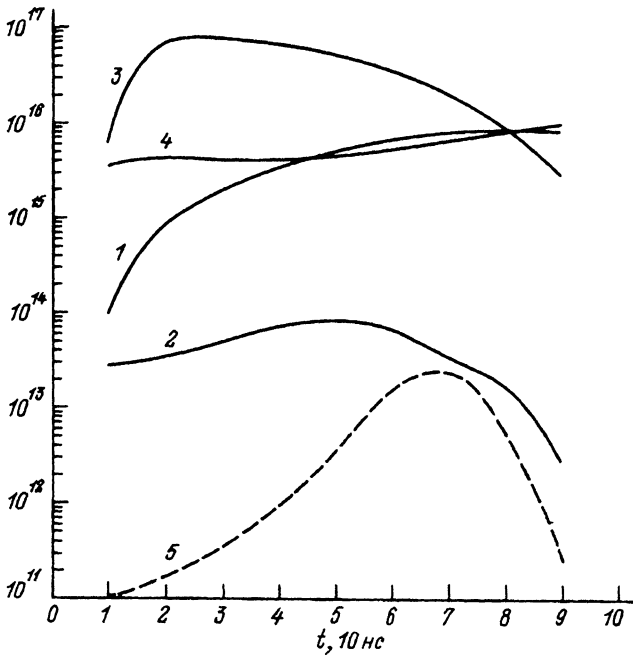


Рис. 6. То же, что и на рис. 3, но 5 — поток фотонов ($\Phi, 10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), $(\Delta E)/E = +8\%$.

значительном уменьшении электрического поля в области S_1 ионизационный процесс и соответственно развитие дуги замедляются.

Увеличение электрического поля в локальной области вначале вызывает перемещение тока в основной разрядный промежуток (рис. 5), а при $(\Delta E)/E \gtrsim 8\%$ реализуется ситуация, когда вследствие сильной прямой и ступенчатой ионизации разряд сразу переходит в дуговую стадию и лазерное излучение отсутствует (рис. 6). Так как скоростные константы являются функцией E/N , то аналогичные зависимости с заменой знака перед $(\Delta N)/N$ наблюдаются в случае локальной неоднородности плотности газа.

Таким образом, к однородности электрического поля в лазерах на галогенидах инертных газов должны предъявляться довольно высокие требования. Локальная неоднородность поля $\sim 1\%$ уменьшает время излучения лазера до 30–40 нс, а при $(\Delta E)/E > 8\%$ генерация прекращается, неравномерность начальной предьонизации оказывает более слабое влияние на время развития неустойчивости, длительность диффузионной стадии сокращается до 40 нс при $(\Delta W)/W = 50\%$.

Список литературы

- [1] Газовые лазеры / Под ред. И.Мак-Даниеля, У.Нигена. М.: Мир, 1986.
- [2] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсивного пробоя газов. М.: Наука, 1991.
- [3] Месяц Г.А., Осипов В.В., Тарасенко В.Ф. Импульсные газовые лазеры. М.: Наука, 1991.
- [4] Багинский В.М., Головинский П.М., Данилычев В.А. и др. // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 4. С. 751–758.
- [5] Багинский В.М., Головинский П.М., Шедрин А.И. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 12. С. 2340–2345.
- [6] Багинский В.М., Белокрыницкий Н.С., Головинский П.М. и др. // Квантовая электрон. 1990. Т. 17. № 11. С. 1390–1394.
- [7] Levin L.A., Moody S.E., Klosterman E.L. et al. // IEEE J. Quant. Electr. 1981. Vol. 17. N 12. P. 2282–2289.
- [8] Kappari F., Suda A., Obara M. et al. // IEEE J. Quant. Electr. 1983. Vol. 19. N 10. P. 1587–1600.
- [9] Войтик М.Г., Молчанов А.Г. // Препринт ФИ АН СССР. М.: 1978. № 211. 23 с.

Институт физики
Киев

Поступило в Редакцию
23 июня 1992 г.