

А.М. Бойченко, А.В. Карелин, С.И. Яковленко

## КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ХеF-ЛАЗЕРА

Построена нестационарная кинетическая модель ХеF ( $B \rightarrow X$ )-лазера в смеси Ne – Хе – NF<sub>3</sub>, накачиваемой жестким ионизатором. Модель позволяет описывать генерационные характеристики в зависимости от температуры среды на различных длинах волн ( $\lambda = 351$  и  $353$  нм). Исследовано поведение этих характеристик вблизи порога накачки.

### 1. Введение

Среди плазменных лазеров [1–3] наиболее мощными в УФ- и ВУФ-диапазонах являются эксиплексные инертно-галогидные лазеры. Среди них особенно выделяются лазеры на эксиплексных молекулах KrF ( $\lambda = 249$  нм), ArF ( $\lambda = 193$  нм), ХеCl ( $\lambda = 308$  нм), ХеF ( $\lambda = 351, 353$  нм) [4–7]. Рабочим переходом в этих молекулах является переход  $B \rightarrow X$ , причем нижний терм  $X$  является разлетным или слабосвязанным.

Наибольшим кпд (10%) обладают KrF-лазер и, по-видимому, ArF-лазер [8–11]; кпд ХеF-лазера не очень высок ( $\approx 3\%$ ), но этот лазер интересен тем, что имеет самый низкий порог накачки среди имеющихся эксиплексных лазеров. В связи с этим обсуждается возможность ядерной накачки такого лазера [12]. На наш взгляд, до постановки экспериментов с ядерной накачкой необходимо проведение компьютерного моделирования. Желательны также модельные эксперименты с электронными пучками микросекундной длительности.

Особенности лазера на ХеF связаны с тем, что в нем имеет место генерация не только на переходе  $B \rightarrow X$ , но и на переходе  $C \rightarrow A$ . Кроме того, состояние  $X$  имеет в молекуле ХеF довольно глубокую яму. Этим обусловлены сравнительно невысокий кпд и существенная температурная зависимость генерационных характеристик. Отметим, что в существующих на настоящий момент моделях ХеF ( $B \rightarrow X$ )-лазера [13–23], как правило, не учтена или недостаточно учтена температурная зависимость скоростей различных кинетических реакций.

В большинстве работ рассматривается лишь один эффективный переход, а не генерация на  $\lambda = 351$  и  $353$  нм по отдельности. Кроме того, сопоставление моделей производилось с крайне ограниченным числом экспериментов, в число которых входило, как правило, не более одного генерационного.

В настоящей статье построена подробная нестационарная кинетическая модель, позволяющая адекватно описывать зависимости основных характеристик (энергии, кпд, момента перестраивания генерации с длины волны  $353$  на длину волны  $351$  нм и др.) от температуры среды, и рассмотрено поведение ХеF-лазера вблизи порога.

### 2. Кинетическая модель

Более подробное рассмотрение каналов релаксации и кинетической модели содержится в [42]. Здесь кратко перечислим основные особенности модели.

#### 2.1. Общие характеристики модели

При построении кинетической модели мы опирались на свой опыт моделирования активных сред эксиплексных лазеров на молекулах KrF [4], ХеCl [4, 24, 25], ArF [10, 11] и других лазеров [4].

В модель входят уравнения баланса для 38 типов частиц плазмы: Ne, Xe,  $\text{NF}_3$ ,  $\text{Ne}^+$ ,  $\text{Ne}_2^+$ ,  $\text{Ne}_3^+$ ,  $\text{Ne}^*$ ,  $\text{Ne}^{**}$ ,  $\text{Ne}_2^{(1,3\Sigma_u^+)}$ ,  $\text{Xe}^+$ ,  $\text{Xe}_2^+$ ,  $\text{Xe}^*$ ,  $\text{Xe}^{**}$ ,  $\text{Xe}_2^*$ ,  $\text{Xe}_2^{**}$ ,  $\text{NeXe}^+$ ,  $\text{NeXe}^*$ ,  $\text{NF}_3^+$ ,  $\text{NF}_2$ ,  $\text{NF}$ ,  $\text{N}$ ,  $\text{N}^+$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{XeF}(B)$ ,  $\text{XeF}(C)$ ,  $\text{XeF}(X)$ ,  $\text{Xe}_2\text{F}$ ,  $\text{F}$ ,  $\text{F}^-$ ,  $\text{F}^+$ ,  $\text{F}^*$ ,  $\text{F}_2$ ,  $\text{F}_2^+$ ,  $\text{NeF}$ ,  $\text{F}_2^*$ ,  $e$ .

Уравнения баланса числа частиц учитывают около 260 плазмохимических реакций. Кроме того, в модель входят уравнения для электронной  $T_e$  и ионной  $T$  температур, а также уравнения для интенсивности лазерного излучения на двух длинах волн. В общей сложности рассматриваются 40 уравнений в обычных производных и одно уравнение связи для электронов, отражающее условие квазинейтральности плазмы. Ранее при исследовании зависимости свойств активных сред лазеров мы основное внимание уделяли зависимости скоростей реакций от электронной температуры  $T_e$ , поскольку от газовой температуры  $T$  генерационные характеристики, как правило, зависели слабо. При рассмотрении же XeF-лазера мы постарались учесть влияние газовой температуры наиболее полно. Для этого в данной модели, в отличие от прежних, кроме двух возбужденных эксиплексных состояний  $B$  и  $C$  молекулы XeF рассматривалась двухволновая генерация на переходе  $B \rightarrow X$  между различными колебательными состояниями.

В [1 – 5] рассматривались активные среды, накачиваемые жестким ионизатором, т. е. быстрыми заряженными частицами или коротковолновыми фотонами. При этом функцию распределения плазменных электронов в различных плазмохимических реакциях можно считать максвелловской, а воздействие жесткого ионизатора в уравнениях баланса числа частиц и в уравнениях теплового баланса характеризовать частотой ионизации  $\nu_i$  ( $\text{с}^{-1}$ ) и энергией  $E_p$ , затрачиваемой на образование пары электрон – ион. Эти величины удобны тем, что мало меняются в широком диапазоне плотностей и температур среды и зависят лишь от ее исходного химического состава. Вычисления проводились с помощью комплекса программ «ПЛАЗЕР» [4].

## 2.2. О каналах релаксации

Основная энергия накачки идет на ионизацию и возбуждение атомов неона. Нарботка ионов  $\text{Xe}^+$  происходит в основном в реакциях Пеннинга возбужденных атомов неона с ксеноном.

Образовавшиеся электроны в столкновениях друг с другом формируют максвелловское распределение с электронной температурой, существенно превышающей газовую. Охлаждение электронов происходит за счет упругих и неупругих столкновений с нейтральными частицами.

Электроны плазмы в реакции диссоциативного прилипания с  $\text{NF}_3$  и его производными обрабатывают отрицательные ионы фтора  $\text{F}^-$ . Эксиплексные молекулы  $\text{XeF}^*$  образуются в основном за счет трехчастичной рекомбинации  $\text{F}^-$  с ионами  $\text{Xe}^+$ . Небольшой вклад дают гарпунные реакции  $\text{NF}_3$  с  $\text{Xe}^*$  и  $\text{Xe}^{**}$ . Паразитными путями являются захват  $\text{Ne}^+$ ,  $\text{Ne}_2^+$  ионов  $\text{F}^-$  с образованием молекул  $\text{NeF}^*$ , а также реакции Пеннинга атомов  $\text{Ne}^*$  с молекулами  $\text{NF}_3$ . Состояния  $B$  и  $C$  перемешиваются в основном за счет столкновений с атомами неона и с электронами.

## 2.3. Температурные зависимости скоростей корреляции

Отметим, что температурная зависимость скоростей реакций учитывалась в работах [19, 21], однако там скорости бинарных реакций полагались пропорциональными  $T^{1/2}$ , а тройных – пропорциональными  $T^{-n}$ , где  $n \approx 1,5 \div 3,5$ , что представляется не вполне точным.

Скорости реакций конверсии заряженных частиц в соответствии с моделью Томсона полагались пропорциональными  $T^{-3/4}$ , а скорости реакций ассоциации нейтральных частиц  $\sim T^{-1/3}$ .

Зависимость от  $T$  скоростей бинарных реакций тяжелых частиц не учитывалась. При  $T_g \approx T_e \approx 1$  эВ скорости диссоциативной рекомбинации ведут себя как  $T^{-n}$ , где  $n \approx 1 - 2$  [26], при  $T_g \ll T_e$  – как  $T_e^{-a}$ , при  $a \approx 0,5$  ( $T \approx 300$  К) [7]. Поэтому для температур  $T_g \approx 300 \div 800$  К,  $T_e \approx 1,5$  эВ, которые мы обычно и рассматриваем, скорости диссоциативной рекомбинации принимались в виде  $k \sim T_e^{-a} T_g^{-1}$ , где  $a \approx 0,5$  и зависит от сорта молекулярного иона.

Скорости реакций тройной ион-ионной рекомбинации определялись в соответствии с теорией Фланнери [7, 27, 28].

Принималось, что колебательная релаксация происходит достаточно быстро и, соответственно, распределение колебательных степеней свободы состояний  $B$ ,  $C$  и  $X$  молекулы XeF является больцмановским.

В кинетической модели мы оперировали полной заселенностью состояния  $\text{XeF}(X)$ , скорость его диссоциации определялась выражением  $k_{\text{дис}} = 5 \cdot 10^{-10} T^{-0,27} e^{-0,184/T} (1 - e^{-0,0279/T})$ , а скорость ассоциации –  $k_{\text{ас}} = 0,5 \cdot 10^{-33} T^{-1,77} e^{-0,039/T} (1 - e^{-0,0279/T})$ .

#### 2.4. Излучение

Излучение каждой лазерной компоненты рассматривалось на основе кинетических уравнений для заселенностей  $N_a, N_b$  рабочих уровней – нижнего  $a$  и верхнего  $b$ :

$$dN_a/dt = -(K_a + \sigma_{ba}^{ph} I/h\omega) N_a + (K_{ab} + \sigma_{ab}^{ph} I/h\omega) N_b + D_a; \quad (1a)$$

$$dN_b/dt = -(K_{ba} + \sigma_{ba}^{ph} I/h\omega) N_a - (K_b + \sigma_{ab}^{ph} I/h\omega) N_b + D_b. \quad (1b)$$

Здесь  $\sigma_{ba}^{ph}, \sigma_{ab}^{ph}$  – сечение фотопереходов  $a \rightarrow b$  и  $b \rightarrow a$ ;  $h\omega$  – энергия кванта усиливаемого излучения.

Использовалась 0-мерная модель для усредненной по объему интенсивности лазерного излучения:

$$dI/dt = (c\kappa - \gamma)I + cQ, \quad (2)$$

где  $c$  – скорость света;  $\gamma = (c/2L) \ln(1/R_1 R_2)$  – обратное время жизни фотона в резонаторе;

$$\kappa = \sigma_{ba}^{ph} (N_b - g_b N_a / g_a) - \sum \sigma_{X(m)}^{ph} [X(m)]$$

– коэффициент усиления излучения,  $\sigma_{X(m)}^{ph}$  – сечение поглощения излучения частицами  $X(m)$ .

Уравнение (2) включается в систему уравнений наравне с другими уравнениями баланса числа частиц. Уравнения (1) рассматривались для интенсивности излучения  $I_1$ , соответствующей электронно-колебательным переходам  $B, v \rightarrow X, v'$ : ( $v = 0 \rightarrow v' = 2; 1 \rightarrow 4$ ) на  $\lambda \approx 351$ , и для интенсивности  $I_2$  на  $\lambda \approx 353$  нм ( $0 \rightarrow 3$ ). В излучение на  $\lambda \approx 353$  нм может, в принципе, давать вклад переход  $1 \rightarrow 6$ , но мы его не учитывали. Так как в модели использовались общие заселенности  $\text{XeF}(B)$ - и  $\text{XeF}(X)$ -состояний, то при определении коэффициентов усиления  $\kappa^+$  на указанных длинах волн эти заселенности домножались на больцмановский множитель того колебательного уровня, с которого происходило усиление или поглощение.

Для коэффициентов усиления использовались выражения:

$$\kappa_{1,2} = \kappa_{1,2}^+ - \kappa_{1,2}^-;$$

$$\kappa_1^+ = \sigma_1^{ph} \{ [\text{Xe F}(B)_{v=0}] - [\text{Xe F}(X)_{v=2}] + [\text{Xe F}(B)_{v=1}] - [\text{Xe F}(X)_{v=4}] \} = \sigma_1^{ph} \{ [\text{Xe F}(B)] [g_B(v=0) + g_B(v=1)] - [\text{Xe F}(X)] [g_X(v=2) + g_X(v=4)] \};$$

$$\kappa_2^+ = \sigma_2^{ph} \{ [\text{Xe F}(B)_{v=0}] - [\text{Xe F}(X)_{v=3}] \} = \sigma_2^{ph} \{ [\text{Xe F}(B)] g_B(v=0) - [\text{Xe F}(X)] g_X(v=3) \};$$

$$\kappa_{1,2}^- = \sum_m \kappa_{1,2,m}^- [X(m)],$$

где суммирование ведется по всем поглощающим излучение компонентам, кроме молекулы  $\text{XeF}(X)$ , которая уже учтена в  $\kappa_{1,2}^+$ ;  $\sigma_{1,2,m}^-$  – сечения поглощения излучения этими компонентами. В основном сечения поглощения полагались не зависящими от температуры. Приводимые в [17] зависимости сечений поглощения  $\text{Ne}_2^*, \text{Ne}_2^+, \text{NeXe}^+, \text{Xe}_2^+, \text{F}_2^*$  от температуры находятся в пределах значений, получаемых в расчетах и измеренных различными экспериментальными группами, поэтому мы также использовали их. Значения  $\omega_e^A$  и энергии колебательных уровней  $E^A(v)$  для больцмановских множителей

$$g_A(v) = \frac{\exp(-(E^A(v) - E^A(0))/T)}{1/[1 - \exp(-\hbar \omega_e^A/T)]}$$

$A = B$ ,  $X$  брались из [29, 30]. Сечения вынужденного излучения  $\sigma_{1,2}^{ph}$  могут несколько отличаться друг от друга [21], однако мы полагали их равными  $\sigma_{1,2} = 4,57 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  в соответствии с [31], исходя из времени жизни  $B$ -состояния – 14 нс.

### 3. Сопоставление с экспериментами

Первое сообщение о запуске  $\text{XeF}(B \rightarrow X)$ -лазера появилось в [32]. Улучшение характеристик лазера при замене  $\text{F}_2$ -содержащих смесей на  $\text{NF}_3$ -содержащие обнаружено в [33], а улучшение при замене буферного газа аргона на неон – в [34, 35]. Зависимость кпд от температуры выявлена в [36].

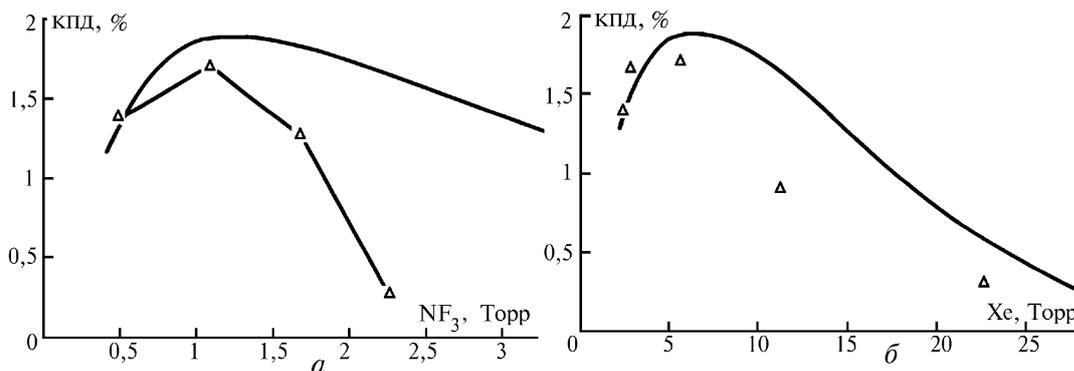


Рис. 1. Зависимость кпд генерации на  $\lambda = 353 \text{ нм}$  от парциального давления:  $a$  –  $\text{NF}_3$ ,  $[\text{Xe}] = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (5,7 Торр);  $b$  –  $\text{Xe}$ ,  $[\text{NF}_3] = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (1,1 Торр).  $\Delta$  – эксперимент [41]; — – расчет. Частота ионизации  $\nu = 92 \text{ с}^{-1}$  ( $W = 44 \text{ кВт/см}^2$ ), прямоугольный импульс накачки с длительностью  $\tau = 4,25 \text{ мкс}$ ,  $[\text{Ne}] = 8,07 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $\gamma = 3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$  – теоретически оптимальный для данной мощности накачки ( $R \approx 80\%$ )

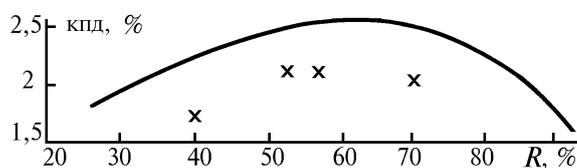


Рис. 2. Сравнение зависимостей кпд  $\text{XeF}$ -лазера от коэффициента отражения  $R$ ,  $[\text{Ne}] = 8,07 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $[\text{Xe}] = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $[\text{NF}_3] = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $\nu = 276 \text{ с}^{-1}$  ( $W = 132 \text{ кВт/см}^2$ ), импульс накачки прямоугольный,  $\tau = 1,15 \text{ мкс}$ ,  $T = 300 \text{ К}$ .  $\times$  – эксперимент [39]; — – расчет

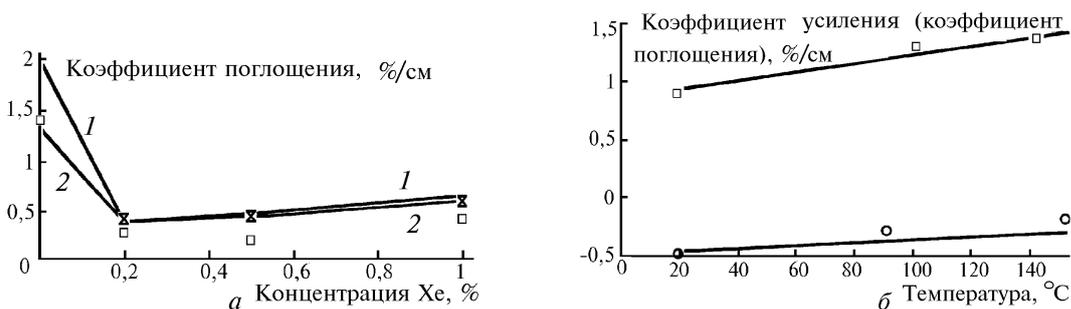


Рис. 3. Зависимости коэффициентов поглощения в смеси  $\text{Ne}/\text{Xe}$  на  $\lambda = 351 \text{ нм}$  при  $p = 4 \text{ атм}$  от концентрации  $\text{Xe}$  [37] ( $a$ ):  $\times$  – эксперимент,  $T = 300 \text{ К}$ ;  $\square$  – эксперимент,  $T = 423 \text{ К}$ ;  $1$  – расчет,  $T = 300 \text{ К}$  (0,026 эВ);  $2$  – расчет,  $T = 423 \text{ К}$  (0,0364 эВ). Расчетные коэффициенты поглощения приводились для моментов времени, в которых они принимали максимальные по модулю значения ( $t \approx 1,3 \text{ мкс}$ ),  $\nu = 223 \text{ с}^{-1}$ ,  $\tau_{1/2} = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ . Зависимости коэффициентов усиления на  $\lambda = 351 \text{ нм}$  для смеси  $\text{Ne}/0,2 \text{ Xe}/0,06 \text{ NF}_3$  [37] ( $b$ ):  $\circ$  – эксперимент; — – расчет, и поглощения для смеси  $\text{Ne}/0,06 \text{ NF}_3$  на  $\lambda = 351 \text{ нм}$ : кружки – эксперимент; сплошная линия – расчет, от температуры ( $^\circ\text{C}$ ) при  $p = 4 \text{ атм}$  ( $[\text{Ne}] = 1,08 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ),  $\nu = 223 \text{ с}^{-1}$ ,  $\tau_{1/2} = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ . Расчетные коэффициенты усиления и поглощения приводились для моментов времени, в которых они принимали максимальное по модулю значение ( $t \approx 1,3 \text{ мкс}$ )

Сравнение некоторых расчетных характеристик с экспериментальными приведено на рис. 1–3 и в табл. 1–3. Более подробное сравнение содержится в [42].

Т а б л и ц а 1

Сравнение экспериментального [41] и расчетного кпд ( $\lambda = 353$  нм) при различных мощностях накачки

Мощность накачки, кВт/см <sup>3</sup>	Эксперимент [41]		Теория. Данная работа	
	Коэффициент отражения (оптимальный), %	Внутренняя эффективность лазера, %	Коэффициент отражения (оптимальный), %	Внутренняя эффективность лазера, %
36	80	1,5	87,5	1,75
44	90	1,7	82	1,91
60	90	2	76,5	2,09

В расчетах (табл. 1) использовались  $[Ne] = 8,07 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>,  $[Xe] = 2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> (5,7 Торр),  $[NF_3] = 4 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> (1,1 Торр), соответствующие экспериментальным. Мощностям накачек  $W = 36, 44$  и  $60$  кВт/см<sup>3</sup> соответствуют частоты ионизации  $\nu = 75, 92$  и  $138$  с<sup>-1</sup>, коэффициентам отражения  $R = 87,5, 82$  и  $76,5\%$  –  $\gamma = 2 \cdot 10^7, 3 \cdot 10^7$  и  $4 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>. Использовался прямоугольный импульс накачки с длительностью  $\tau = 4,25$  мкс.

Т а б л и ц а 2

Сравнение процентного соотношения излучения энергии на различных длинах волн с экспериментом [40] при давлении 3 амага

Длина волны, нм	$T = 300$ К		$T = 425$ К		$T = 464$ К	$T = 476$ К
	Теория	[40]	Теория	[40]	Теория	
353	98,7	77	88	53	60	18
351	1,3	7	12	45	40	82

В расчетах (табл. 2) использовался прямоугольный импульс накачки с длительностью  $\tau = 550$  нс. Расчеты проведены для значений  $[Xe] = 8 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $[NF_3] = 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, соответствующих теоретически оптимальным концентрациям для  $T = 300$  К,  $\nu = 586$  с<sup>-1</sup>. Везде использовалось  $\gamma = 1,6 \cdot 10^8$  с<sup>-1</sup> ( $R \approx 35\%$ ). Данное  $R$  было оптимальным в расчетах и в эксперименте. Частота ионизации  $\nu = 628$  с<sup>-1</sup> соответствует мощности накачки  $W = 300$  кВт/см<sup>3</sup>.

Т а б л и ц а 3

Зависимости суммарного ( $\lambda = 351, 353$  нм) кпд генерации от процентного состава и начальной температуры среды при общем давлении 3 амага

Ne/Xe/NF <sub>3</sub>	$T = 300$ К		$T = 350$ К		$T = 400$ К		$T = 450$ К	
	Эксперимент [38]	Данная работа	Эксперимент [38]	Данная работа	Эксперимент [38]	Данная работа	Эксперимент [38]	Данная работа
A	99,35/0,50/0,15	0,90	1,20	1,63	1,8	1,92	2,0	2,19
	±0,18	1,05	±0,15	1,63	±0,2	1,92	±0,2	2,19
B	ВАЛ/6Торр/2Торр	1,25	1,35	1,51	1,6	1,67	1,6	1,85
	±0,15	1,25	±0,15	1,51	±0,2	1,67	±0,2	1,85
C	99,425/0,5/0,075	1,35	1,45	1,9	2,3	2,17	2,5	2,43
	±0,15	1,36	±0,15	1,9	±0,2	2,17	±0,2	2,43
D	99,675/0,25/0,075	1,25	1,35	1,55	1,7	1,69	1,7	1,86
	±0,15	1,3	±0,15	1,55	±0,2	1,69	±0,2	1,86

Для табл. 3 частота ионизации  $\nu = 188$  с<sup>-1</sup> ( $W = 90$  кВт/см<sup>3</sup>),  $\gamma = 1,04 \cdot 10^8$  с<sup>-1</sup> ( $R = 50\%$ ). В экспериментальной работе [38], с которой производится сравнение, длительность накачки не указана. В расчетах использовалось  $\tau_{1/2} = 1,2$  мкс.

#### 4. Поведение ХеF-лазера вблизи порога

Наиболее оптимальный режим работы эксиплексных лазеров соответствует мощностям накачки порядка нескольких МВт/см<sup>3</sup> и давлениям в несколько атмосфер. Такие мощности накачки в основном реализуют с помощью электронных пучков или объемного разряда. Практический интерес имела бы возможность использовать эксиплексные активные среды в условиях ядерной накачки, когда энергия продуктов ядерных реакций непосредственно вкладывается в активную среду лазера без промежуточных преобразований [2, 43, 44]. При этом, как уже отмечалось, имеет смысл рассмотреть смесь Ne – Хе – NF<sub>3</sub> как наиболее низкороговую из активных сред на галогенидах инертных газов [12, 22, 45].

Отметим, что поведение ХеF-лазера вблизи порога рассматривалось в [22], однако в ней не учтена связанность нижнего рабочего состояния, кинетика активной среды не зависит от температуры и учтен лишь один эффективный лазерный переход, к тому же проведенное сравнение с экспериментами малоинформативно.

Как отмечалось ранее, излучение происходит на нескольких линиях, наиболее сильными из которых являются  $\lambda = 351$  и  $353$  нм, причем как общая излученная энергия, так и энергия, соответствующая каждой из  $\lambda$ , зависит уже от температуры газовой смеси.

При описании лазера с ядерной накачкой модель должна описывать указанные особенности. Дело в том, что хотя при ядерной накачке мощность энерговыделения небольшая, однако длительность ввода энергии может быть значительной ( $\cong 1$  мс), так что температура среды может также значительно меняться за время действия накачки. Перечисленные особенности наиболее полно учтены нами в приведенной кинетической модели.

Ниже представлены зависимости различных характеристик от частоты ионизации. Частота ионизации связана с мощностью  $W$ , вкладываемой в газ, через соотношение

$$W = \nu E_{\text{пар}} N,$$

где  $\nu$  – частота ионизации;  $E_{\text{пар}}$  – энергия пары буферного газа;  $N$  – его концентрация.

В случае фольговой накачки энерговыделение в газе можно связать с плотностью потока нейтронов соотношением

$$W = E_g \Phi_T \sigma_f N_5 \varepsilon V_{\phi} / V_T,$$

где  $E_g$  – энергия осколков деления;  $\Phi_T$  – плотность потока нейтронов;  $\sigma_f$  – сечение деления <sup>235</sup>U;  $N_5$  – концентрация ядер <sup>235</sup>U;  $\varepsilon$  – эффективность передачи энергии деления в газ (см. например [46]);  $V_{\phi}$ ,  $V_T$  – объемы, занимаемые фольгой и газом соответственно. Таким образом, частота ионизации связана с плотностью потока нейтронов следующим соотношением:

$$\nu = (E_g \Phi_T \sigma_f N_5 \varepsilon V_{\phi}) / (E_{\text{пар}} N V_T). \quad (3)$$

Конкретное числовое соотношение зависит от следующих параметров: спектра нейтронов, состава и давления среды, диаметра канала, состава и толщины уранового покрытия, т. е. в значительной степени определяется конструктивными особенностями источника накачки. Поэтому в дальнейшем будем описывать припороговые характеристики Ne – Хе – NF<sub>3</sub>-лазера в зависимости от универсального параметра  $\nu$ , переход от которого к реальным нейтронно-физическим параметрам конкретных ядерно-энергетических установок с помощью выражения (3) не представляет трудностей.

Для эффективной работы смесь Ne – Хе – NF<sub>3</sub> требует высокого давления буферного газа, однако это не всегда совместимо с возможностями ядерной накачки. Реально толщина используемого канала  $d$  не может превосходить нескольких сантиметров. Так, для  $d = 2$  см из условия наиболее эффективного ввода энергии можно получить, что давление смеси не должно превышать 1 атм [46, 47].

Расчеты проводились для длительностей накачки на полувысоте  $\tau_{1/2} = 1; 0,4; 0,2$  и  $0,1$  мс, характерных для имеющихся или проектируемых установок. Как и ожидалось, оптимальные концентрации Хе и NF<sub>3</sub> растут с увеличением мощности накачки. Оптимизация проводилась по полной излучаемой энергии. Везде далее оптимумы по общей ( $\lambda = 351$  и  $353$  нм) энергии и

кпд практически не отличаются. Для  $\tau_{1/2} \leq 0,1$  мс меняется тип зависимости оптимальных концентраций Хе и  $\text{NF}_3$  от частоты ионизации – они становятся практически прямыми. Оптимальное значение  $\gamma$  падает с уменьшением частоты ионизации, что также естественно и соответствует увеличению коэффициента отражения зеркала. Отметим, однако, что для обычных резонаторов ( $l < 1$  м) оптимальные  $r$ , соответствующие частотам ионизации, лежащим непосредственно вблизи порога, незначительно отличаются от единицы и трудно реализуемы практически.

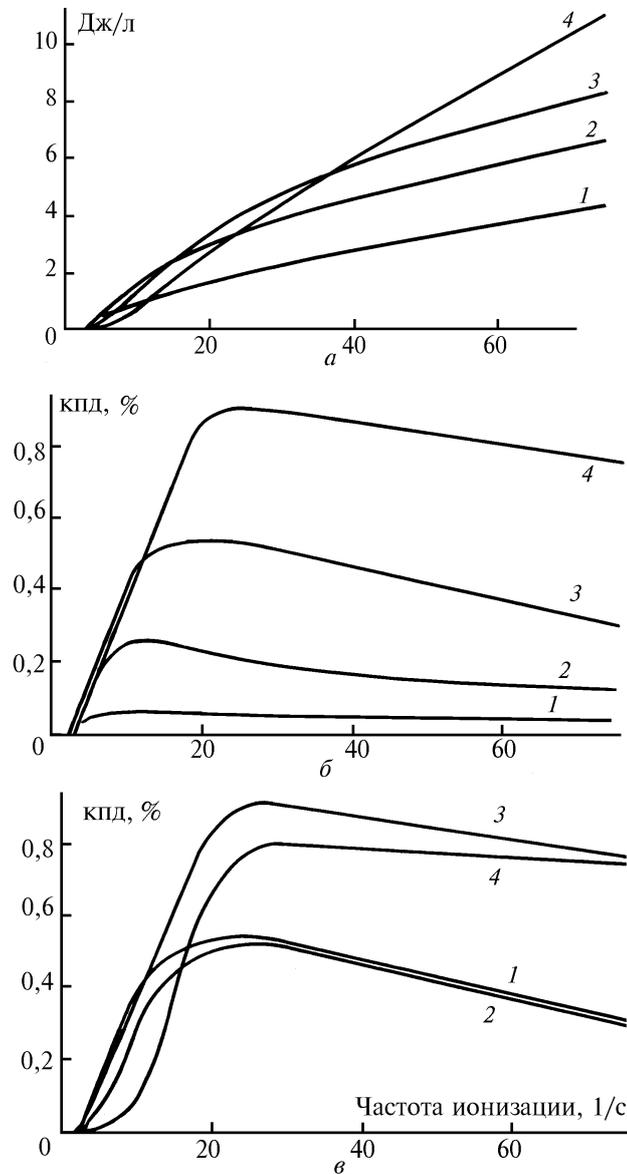


Рис. 4. Зависимости полной (на  $\lambda_1 = 351$  нм и  $\lambda_2 = 353$  нм) излученной энергии (а); суммарного (на  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ ) кпд (б); кпд на различных  $\lambda$  (в) в оптимальном режиме генерации от частоты ионизации. Смесь  $\text{Ne}-\text{Xe}-\text{NF}_3$ ,  $p=1$  атм; для а, б – длительность накачки на полувывсоте  $\tau_{1/2}$ , кривая 1 – 1 мс, 2 – 0,4 мс, 3 – 0,2 мс, 4 – 0,1 мс. Для в: кривая 1 –  $\tau_{1/2}=0,2$  мс,  $\lambda=\lambda_1+\lambda_2$ ; 2 –  $\tau_{1/2}=0,2$  мс,  $\lambda=\lambda_1$ ; 3 –  $\tau_{1/2}=0,1$  мс,  $\lambda=\lambda_1+\lambda_2$ ; 4 –  $\tau_{1/2}=0,1$  мс,  $\lambda=\lambda_1$

Для длительностей накачек  $\tau_{1/2} > 100$  мкс в пределах исследуемых частот ионизации полная излученная энергия при оптимальных условиях растет с увеличением мощности энерговыпада (рис. 4), в то время как полный кпд имеет оптимум по  $\nu$  в диапазоне  $10-30$   $\text{с}^{-1}$  (рис. 4, б). Оптимальное значение  $\nu$  увеличивается с уменьшением длительности накачки  $\tau_{1/2}$ . При повышении температуры газовой смеси происходит перестройка спектра генерации, приводящая

к относительному росту вклада в излучение линии  $\lambda = 351$  нм по сравнению с  $\lambda = 353$  нм (см. п. 3). Те же закономерности видим и здесь. Для  $\tau_{1/2} = 1$  и 0,4 мс общий кпд практически совпадает с кпд на  $\lambda = 351$  нм, для меньших  $\tau_{1/2}$  происходит плавная перестройка излучения с  $\lambda = 353$  на  $\lambda = 351$  нм при увеличении мощности накачки (рис. 4, в).

## 5. Заключение

Построена подробная нестационарная кинетическая модель Ne – Xe – NF<sub>3</sub>-лазера (переход  $B \rightarrow X$ ,  $\lambda = 351$  и 353 нм). Отличительной чертой XeF-лазера среди прочих инертно-галоидных лазеров является то, что на его работу существенное влияние оказывает газовая температура. Излучение соответствует связанно-связанным переходам, в силу чего вместо одной полосы явно прослеживаются две линии излучения  $\lambda_1 = 351$  и  $\lambda_2 = 353$  нм. Однако для рассматриваемой смеси эти два важных обстоятельства учтены лишь в работах [16 – 19]. При этом возможность увеличения энергии и кпд лазера с ростом температуры показана лишь в [16, 17]. В работах [18, 19] отмечается факт построения кинетической модели, учитывающий эти два обстоятельства. В качестве примера в [19] без сравнения с экспериментом приведены лишь зависимости  $\kappa^-$  и  $\kappa = \kappa^+ - \kappa^-$  от времени и только опосредованно от температуры, т.к. она изменялась в зависимости от времени.

Представленная в данной статье модель правильно описывает помимо грубых параметров, таких как оптимальные значения коэффициентов отражения зеркал резонатора, оптимальные значения относительных концентраций реагентов, также более тонкие зависимости:

- 1) энергии, кпд, коэффициентов усиления и поглощения от температуры,
- 2) мощности излучения от времени и от состава смеси,
- 3) моментов перестраивания излучения с  $\lambda_1$  на  $\lambda_2$  и наоборот от изменения температуры.

Проведено теоретическое исследование характеристик XeF( $B \rightarrow X$ ) лазера в смеси Ne – Xe – NF<sub>3</sub> при давлении  $p = 1$  атм с ядерной накачкой и длительностью импульса накачки на высоте  $\tau_{1/2} = 0,1 - 1$  мс в припороговой области генерации. Выявлено наличие оптимума кпд в интервале частот ионизации  $\nu = 10 - 30$  с<sup>-1</sup>. Несмотря на зависимость частоты ионизации, соответствующей оптимальному кпд, от длительности импульса накачки, пороговое значение частоты ионизации не зависит от нее и составляет  $2,5 - 3$  с<sup>-1</sup> ( $400 - 500$  Вт/см<sup>3</sup>). Однако для таких частот ионизации коэффициент отражения зеркал резонатора должен быть практически равен единице, что фактически очень трудно осуществимо экспериментально. Представленные результаты справедливы и для накачки электронными пучками, если их параметры (длительность накачки, частота ионизации) соответствуют приведенным.

1. Гудзенко Л.И., Шелепин Л.А., Яковленко С.И. // УФН. 1974. Т. 114. С. 457.
2. Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978. 256 с.
3. Яковленко С.И. // Физика плазмы. Т. 3. Итоги науки и техники ВИНТИ АН СССР. М., 1982.
4. Плазменные лазеры видимого и ближнего УФ-диапазонов. М.: Наука, 1989. 142 с. (Труды ИОФАН. Т. 21. / Под ред. С.И. Яковленко).
5. Yakovlenko S. I. Plasma Lasers. / Laser Phys. 1991. V. 1. No 6. P. 565–589.
6. Экцимерные лазеры / Под ред. Ч. Роудза. М.: Мир, 1981. 00 с.
7. Газовые лазеры / Под ред. И. Мак-Даниэля, У. Нигэна. М.: Мир, 1986. 552 с.
8. Mandl A. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. P. 1435.
9. Lee Y.M., Kumagai H., Ashidate S., Obara M. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. P. 1294.
10. Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. // Квант. электр. 1992. Т. 19. С. 486.
11. Boichenko A.M., Dershev V.I., Yakovlenko S.I. Laser Phys. 1992. V. 2. P. 210.
12. Hays G.N., McArthur D.A., Neal D.R., Rice J. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. P. 363.
13. Finn T.G., Palumbo L.J., Champagne L.F. // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 33. P. 148.
14. Johnson T.J., Palumbo L.J., Hunter A.M. // IEEE J. Quant. Electr. 1979. V. 15. P. 289.
15. Мкртчян М.М., Платоненко В.Т. // Квант. электр. 1979. Т. 6. P. 1639.
16. Blauer J.A., Yang T.T., Turner C.E., Jr., Copeland D.A. // Appl. Optics. 1984. V. 23. P. 4352.
17. Blauer J.A., Yang T.T., Turner C.E., Jr., Copeland D.A. // AIAA J. 1985. V. 23. P. 741.
18. Moratz T.J., Saunders T.D., Kushner M.J. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. P. 3799.
19. Moratz T.J., Saunders T.D., Kushner M.J. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. P. 102.
20. Nishida N., Takashima T., Tittel F.K., Kannari F., Obara M. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. P. 3932.
21. Abarenov A.V., Persiantsev I.G., Rakhimov A.T., Rebric S.P., Shugai Ju.S., Suetin N.V. // IEEE J. Quant. Electr. 1991. V. 27. P. 1946.

22. Mishchenko S.A., Krynetskii B.B., Prokhorov A.M., Sapsai B.P., Stepanov V.V., Zhidkov A.G. // *Laser Phys.* 1992. V. 2. P. 19.
23. Демьянов А.В., Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П. // Отраслевая конференция <Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой>. Обнинск. 1992. Т. 1. С. 252.
24. Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. // *Квант. электр.* 1989. Т. 16. С. 278.
25. Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. // *Кратк. сообщ. физ.* 1990. N 9. С. 9.
26. Смирнов Б.М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974. 456 с.
27. Flannery M.R., Yang T.P. // *Appl. Phys. Lett.* 1978. V. 32. P. 327.
28. Flannery M.R., Yang T.P. // *Appl. Phys. Lett.* 1978. V. 32. P. 356.
29. Tellinghuisen J., Tellinghuisen P.C., Tisone G.C., Hoffman J.M., Hays A.K. // *J. Chem. Phys.* 1978. V. 68. P. 5177.
30. Tellinghuisen P.C., Tellinghuisen J., Coxon J.A., Velazco J.E., Setser D.W. // *J. Chem. Phys.* 1978. V. 68. P. 5187.
31. Rokni M., Jacob J.H., Mangano J.A., Brochu R. // *Appl. Phys. Lett.* 1977. T. 30. P. 458.
32. Brau C.A., Ewing J.J. // *Appl. Phys. Lett.* 1975. V. 27. P. 435.
33. Ault E.R., Bradford R.S., Jr., Bhaumik M.L. // *Appl. Phys. Lett.* 1975. V. 27. P. 413.
34. Hsia J., Mangano J.A., Rokni M., Hawryluk A., Jacob J.H. // Presented at 30th Ann. Gaseous Electron. Conf. 1977.
35. Champagne L.F., Harris D.G. // *Appl. Phys. Lett.* 1977. V. 31. P. 513.
36. Hsia J., Mangano J.A., Jacob J.H., Rokni M. // *Appl. Phys. Lett.* 1979. V. 34. P. 208.
37. Champagne L.F. // *Appl. Phys. Lett.* 1979. V. 35. P. 516.
38. Burde D.H., Yang T.T., Harris D.G., Pugh L.A., Tillotson J.A., Turner C.E., Jr., Merry G.A. // *Appl. Opt.* 1987. V. 26. P. 2539.
39. Mandl A.E., Human H.A. // *IEEE J. Quant. Electr.* 1986. V. 22. P. 349.
40. Litzenberger L., Mandl A. // *Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 52. P. 1557.
41. Mandl A. // *Appl. Phys. Lett.* 1992. V. 71. P. 1630.
42. Boichenko A.M., Karelin A.V., Yakovlenko S.I. // *Las. Phys.* 1995. V. 5. P. 80.
43. Thom R., Schneider R.T. // *AIAA J.* 1972. T. 10. P. 400.
44. Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. // *КСФ.* 1974. N 2. С. 14.
45. Boichenko A.M., Karelin A.V., Sereda O.V., Yakovlenko S.I. // *Lasers and Particle Beams.* 1993. T. 11. P. 655.
46. Карелин А.В., Середя О.В., Харитонов В.В., Чикин К.Р., Наумкин Ф.Ю. // *Атомная энергия.* 1986. Т. 61. С. 44.
47. Бойченко А.М., Карелин А.В., Яковленко С.И. // *Квантовая электроника.* 1995. Т. 22. С. 547.

Институт общей физики РАН,  
г. Москва

Поступила в редакцию  
15 апреля 1995 г.

A.M. Boichenko, A.V. Karelin, S.I. Yakovlenko **Kinetic Model of XeF Laser.**

Nonstationary temperature dependent kinetic model of XeF ( $B \rightarrow X$ ) laser in the Ne – Xe – NF<sub>3</sub> mixture pumped by hard ionizator (electron beam, nuclear pumping etc.) is presented. The model allows one to describe laser characteristics at different wavelengths ( $\lambda = 351$  and 353 nm). The characteristics behaviour is investigated near the pumping threshold.