

Влияние состава газовой смеси на диссипацию энергии накачки в XeF(C–A)-усилителе гибридной фемтосекундной лазерной системы THL-100

Н.Г. Иванов¹, В.Ф. Лосев^{1,2}, Ю.Н. Панченко¹, А.Г. Ястремский^{1*}

¹Институт сильноточной электроники СО РАН
634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 30

Поступила в редакцию 15.10.2013 г.

Методами численного моделирования исследовано влияние состава смеси газов в XeF(C–A)-усилителе гибридной фемтосекундной лазерной системы THL-100 на основные каналы потерь энергии. Показано, что увеличение давления буферного газа N₂ от 100 до 760 торр приводит к увеличению доли поглощенной энергии, передаваемой на верхний лазерный уровень XeF(C, $v = 0$), а увеличение парциального давления XeF₂ вызывает увеличение потерь энергии в процессах столкновительного тушения XeF(B, C)-состояний и к уменьшению энергии, передаваемой на XeF(C, $v = 0$)-состояния.

Ключевые слова: численное моделирование, усиление пикосекундных лазерных импульсов, гибридная лазерная система THL-100; numerical simulation, amplification of picosecond laser pulses, the hybrid laser system THL-100.

Введение

Развитие фемтосекундной лазерной техники на основе твердотельных усилительных сред позволило достигнуть петаваттного уровня пиковой мощности [1–3]. В работах Л.Д. Михеева с сотр. [4, 5] было предложено использовать гибридные лазерные системы для получения мультитераваттных и петаваттных лазерных пучков. В таких системах для усиления короткого лазерного импульса, генерируемого Ti:Sa-комплексом, используется газовая активная среда. Гибридные лазерные системы на основе C → A-переходов молекул XeF обладают рядом преимуществ, которые позволяют надеяться на получение высокого уровня мощности с меньшими затратами по сравнению с существующими твердотельными системами. Кроме того, теоретические оценки максимальной плотности излучения с единицы площади апертуры усилителя внутри фокусного пятна $S \approx \lambda^2$ дают величину [4] $I_M = 2,0 \cdot 10^{21}$ Вт/см², что сопоставимо с данными для Ti:сапфирового усилителя, для которого $I_M = 2,6 \cdot 10^{22}$ Вт/см². Поэтому развитие таких систем достаточно перспективно.

В Физическом институте РАН г. Москвы и в Институте сильноточной электроники СО РАН г. Томска ведутся исследования возможностей усиления слабо-

чирпированных импульсов пикосекундной длительности в газовой активной среде на молекулах XeF(C–A) [5, 6]. В Томске создана наиболее мощная фемтосекундная лазерная система THL-100 с выходной апертурой XeF(C–A)-усилителя 24 см. Получены энергия лазерного импульса 1 Дж и рекордная для видимого диапазона спектра мощность 14 ТВт [7]. К настоящему времени кинетика процессов в активной среде таких усилителей в общем известна [8–10]. Однако остается много непонятного в структуре процессов преобразования вложенной энергии, влиянии давления, состава смеси и других факторов на диссипацию вложенной энергии в различных точках активной области XeF(C–A)-усилителя.

Основной целью работы является исследование эффективности преобразования энергии накачки в XeF(C–A)-усилителе гибридной лазерной системы THL-100, влияния состава газовой смеси на кинетику процессов преобразования и потерь энергии накачки в различных точках активной среды.

1. Модель

Лазерная система THL-100 состоит из Ti:сапфирового стартового комплекса, генерирующего лазерные импульсы фемтосекундного диапазона длительности, и фотодиссоционного XeF(C–A)-усилителя, имеющего цилиндрическую форму радиусом $R = 12$ см с активной длиной 110 см. Активная среда усилителя формируется при фотодиссоциации молекул XeF₂ под действием ВУФ-излучения с длиной вол-

* Николай Георгиевич Иванов (ivanov.ng@sibmail.com); Валерий Федорович Лосев (losev@ogl.hcei.tsc.ru); Юрий Николаевич Панченко (ypanchenko@sibmail.com); Аркадий Григорьевич Ястремский (yastrems@gl.hcei.tsc.ru).

ны ~170 нм. Система, состоящая из 32 зеркал, обеспечивает эффективную многопроходную систему усиления.

В работе использована численная модель усилителя, которая подробно описана ранее [11]. Там же показано, что результаты расчетов зависимости энергии выходного излучения от энергии стартового импульса хорошо совпадают с экспериментальными данными, и продемонстрировано хорошее согласие расчетных данных и результатов экспериментов по пространственному распределению коэффициентов усиления слабого сигнала. В связи с этим в настоящей статье приведем лишь систему уравнений, описывающую зависимость концентраций молекул XeF(C), XeF(C₀), XeF(B), XeF(B₀) (в дальнейшем C, C₀, B, B₀ соответственно) от времени, которые необходимы при анализе процессов кинетики, оказывающих влияние на потери энергии:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = P_B - \tau_B^{-1}B + S_{CB}C, \quad (1)$$

$$\frac{\partial B_0}{\partial t} = \tau_{B_0}^{-1}(B_0^e - B_0) + S_{C_0B_0}C_0 - \tau_{B_0}^{-1}B_0 - \sigma_{BX}B_0F_{BX}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = P_C - \tau_C^{-1}C + S_{BC}B, \quad (3)$$

$$\frac{\partial C_0}{\partial t} = \tau_{C_0}^{-1}(C_0^e - C_0) + S_{B_0C_0}B_0 - \tau_{C_0}^{-1}C_0 - \sigma_{CA}C_0F_{CA}, \quad (4)$$

где B₀^e и C₀^e – равновесные (по Больцману) концентрации молекул B₀ и C₀; P_B(r, t) = F(r, t)σ_{XeF₂}^BXeF₂(r, t) и P_C(r, t) = F(r, t)σ_{XeF₂}^CXeF₂(r, t) – скорости образования молекул XeF(B) и XeF(C); σ_{XeF₂}^B и σ_{XeF₂}^C – сечения образования XeF(B) и XeF(C) молекул при фотодиссоциации молекулы XeF₂ потоком излучения накачки; S_{BC} = K_{BC}^{N₂}[N₂] + K_{BC}^{XeF₂}[XeF₂] – частоты BC-обмена в столкновениях с молекулами N₂ и XeF₂. Частоты BC- и B₀C₀-обмена предполагаются равными: S_{BC} = S_{B₀C₀}; K_{BC}^M/K_{CB}^M = 35 ± 2 [8]; F_{BX} и F_{CA} – потоки фотонов, соответствующие B → X- и C → A-переходам; τ_B и τ_C – эффективные времена жизни молекул XeF(B) и XeF(C) соответственно.

В работах [8, 12, 13] опубликованы результаты расчетов характеристик нижних возбужденных ковалентных и ионных состояний молекулы XeF, приведены значения электронной энергии состояний T_e, колебательного кванта ω_e, постоянной ангармонизма ω_eX_e, вращательной постоянной B_e, рав-

новесного расстояния между ядрами R_e и др. Эти данные приведены в табл. 1.

Таблица 1

Характеристика	Ссылка		
	[13]	[8]	[12]
T _e , см ⁻¹	28023	28023	30009
ω _e , см ⁻¹	346	346	321
ω _e X _e , см ⁻¹	2,2	2,2	2,4
B _e , см ⁻¹	0,17	0,17	0,1552
R _e , Å	2,45	2,45	2,56

Кинетика процессов преобразования и передачи энергии при фотолизе паров XeF₂ в основном известна [8, 13]. Цепочка основных реакций, которая приводит к образованию XeF(v = 0), включает: 1) фотодиссоциацию XeF₂ с образованием XeF(B); 2) B → C-обмен с образованием XeF(C, v > 0); 3) колебательную релаксацию, в результате которой образуется XeF(B, v = 0) на нулевом колебательном уровне. В табл. 2 представлены сечения поглощения излучения накачки с λ = 170 нм, квантовый выход состояний XeF(B) и XeF(C), а также частоты спонтанных переходов, приведенные в различных источниках, и величины, использованные в настоящей статье [НС].

В табл. 3 даны значения констант BC обмена k_{BC}^O, константы тушения XeF(B, C)-состояний k_B^O и k_C^O в столкновениях с молекулами Q.

Скорость заселения нижнего колебательного уровня XeF(C, v = 0) зависит от скорости колебательной релаксации, которая часто оценивается по давлению буферного газа, при котором в полосе излучения на данном переходе проявляется колебательная структура. Для перехода XeF(C → A) в атмосфере N₂ колебательная структура проявляется при давлении азота P = 50÷70 торр и XeF(B → X) при P > 200–250 торр [16]. Оценки значения константы релаксации дают K_{Bv}^{N₂} = K_{Cv}^{N₂} = 1,2 · 10⁻¹⁰ см · с⁻¹ [10]. Однако моделирование с данными значениями констант приводит к существенным отличиям полученных результатов от экспериментальных данных как по энергии усиления, так и по распределению коэффициента усиления в активной среде. С другой стороны, можно записать K · P_{N₂} ≥ 2/τ [10]. Здесь τ – спонтанное время жизни; P_{N₂} – давление буферного газа; K – константа колебательной релаксации. Это соотношение позволяет получить оценку

Таблица 2

Сечение поглощения излучения (λ = 170 нм), квантовый выход XeF(B)- и XeF(C)-состояний и частоты спонтанных переходов

σ · 10 ⁻¹⁷ см ²	Квантовый выход XeF(B), %	Квантовый выход XeF(C), %	v _{BX} · 10 ⁷ , с ⁻¹	v _{CA} · 10 ⁷ , с ⁻¹	v _{CX} · 10 ⁶ , с ⁻¹
1,1 [14]	90 [14]	11 [10]	7,2 [14, 16]	1,0 [13, 14, 16]	1,0 [13]
2,0 [3, 8, 15]	95 [16]	8 (±2) [16]	6,75 [13]	0,9 [12]	1,0 [НС]
1,8 [НС]	85 [8]	10 [НС]	7,1 [НС]	1,0 [НС]	
	100 [3]				
	80 [НС]				

Таблица 3

Константы BC -обмена и столкновительного тушения $\text{XeF}(B, C)$

Q	$k_{BC}^O \cdot 10^{-12}$	k_B^O	k_C^O
N_2	44(± 6) [3, 8, 16] 57($\pm 0,6$) [14, НС]	0,10 [3, 8, 16, НС] 0,4 [17]	0,10 [3, 8, 16, НС] 0,4 [17]
XeF_2		500 [16] 700 [14] 500 ($\pm 0,4$) [8] 256 [17] 700 [НС]	200 (± 60) [16] 530,0 $\pm 0,5$ [14] 200 ($\pm 0,60$) [8] 170 [17] 500 [НС]

минимального значения константы колебательной релаксации $\text{XeF}(C)$ -состояний $K_{Cv}^{\text{N}_2} = 2,0 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ и $K_{Bv}^{\text{N}_2} = 9 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ для колебательной релаксации $\text{XeF}(B)$ -состояния. При использовании этих констант результаты моделирования энергии усиления и пространственного распределения коэффициента усиления при различных составах смеси хорошо совпадают с данными экспериментов.

Энергия связи атомарного F в молекуле XeF_2 составляет $E_C \approx 1,3$ эВ [18]. При поглощении молекулой XeF_2 кванта излучения накачки ($h\nu = 7,3$ эВ) энергия $E_F \approx 1,3$ эВ тратится на отрыв атомарного фтора, а оставшая энергия $E_{\text{XeF}(B)} \approx 6$ эВ передается на уровни $\text{XeF}(B, C)$ (примерно на $v \approx 60$ -й колебательный уровень состояний $\text{XeF}(B1/2)$ согласно оценкам по данным работ [8, 13]). Энергия возбуждения нулевых колебательных уровней состояний $\text{XeF}(B_0, C_0)$ составляет $E_{\text{XeF}(C_0)} \approx 3,5$ эВ [12]. Поэтому при передаче энергии с уровня $\text{XeF}(C)$ на уровень $\text{XeF}(C_0)$ в процессах колебательной релаксации теряется энергия $\Delta E \approx 2,5$ эВ, которая в конечном итоге преобразуется в энергию излучения и тепло. Энергия, теряемая при $B-C$ -обмене, мала ($\Delta E \approx 0,05$ эВ [12]) и поэтому не учитывается.

Изменение потока излучения накачки во времени описывается функцией Гаусса, которая нормирована на полную энергию накачки. Уравнения кинетики решались методом Гира.

2. Результаты расчетов и их обсуждение

Экспериментальные исследования, проведенные ранее на установке ТНЛ-100, показали, что неоднородная пространственная структура усиливаемого пучка ограничивает эффективную энергию усиления. Причинами этого могут быть нелинейные процессы взаимодействия лазерного излучения с активной средой и пространственная неоднородность коэффициента усиления. Поэтому одной из проблем усиления лазерных импульсов является обеспечение высокого коэффициента усиления слабого сигнала g и его пространственной однородности.

Для обеспечения пространственной однородности коэффициента усиления существенное значение имеет пространственное распределение поглощенной энергии. Величина и радиальное распределение удельной энергии, поглощенной в газовой среде,

зависят главным образом от парциального давления паров XeF_2 . На рис. 1 показаны рассчитанные зависимости поглощенной энергии E_n в активной области и энергии, переданной на уровни $\text{XeF}(B, C)$, от парциального давления паров XeF_2 . Суммарная энергия ВУФ-излучения накачки E_n , поглощенная в газовой среде, заметно меньше E_n и составляет 160 Дж при $P(\text{XeF}_2) = 0,25$ торр и увеличивается до 190 Дж при $P(\text{XeF}_2) = 0,9$ торр.

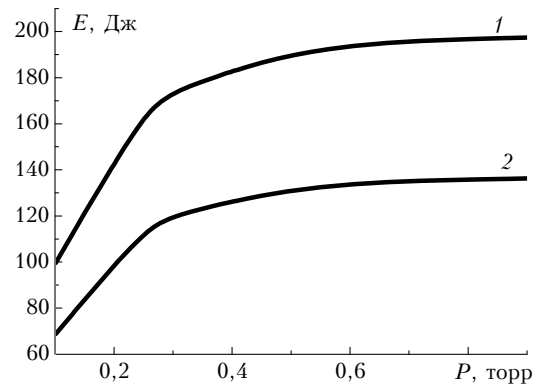


Рис. 1. Зависимости поглощенной энергии E_n (1) и энергии, переданной на уровни $\text{XeF}(B, C)$ E_{BC} (2), от давления XeF_2

Этот факт является следствием предположения, что интенсивность излучения накачки на различных углах α относительно нормали (внутренней) к боковой поверхности активной области одинакова. В этом случае появляются потери излучения на углах, близких к $\alpha \approx 90^\circ$, связанные с обратным поглощением излучения накачки в окнах вывода излучения. К сожалению, мы не знаем точного распределения интенсивности излучения накачки по углам, что может приводить к некоторой неточности в расчетах.

Как уже говорилось, в каждом акте поглощения кванта ВУФ-излучения накачки 1,3 эВ расходуется на отрыв атома F, а оставшая энергия поступает на высоковозбужденные колебательные уровни $\text{XeF}(B, C)$. Кривая 2 на рис. 1 показывает зависимость этой энергии от давления паров XeF_2 . Таким образом, суммарные потери энергии накачки составляют $\Delta E \approx 30\%$.

Пространственная однородность поглощенной удельной энергии характеризуется ее радиальным распределением, которое для различных давлений XeF_2 приведено на рис. 2.

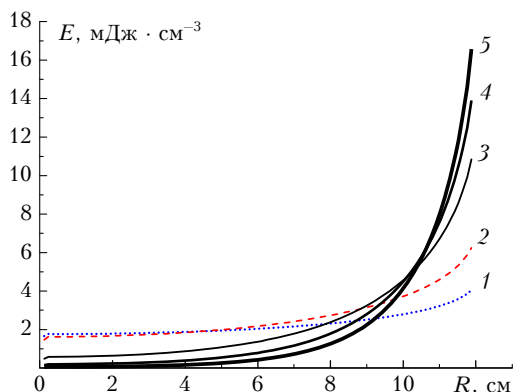


Рис. 2. Зависимость удельной поглощенной энергии от расстояния до центра активной области при различном давлении XeF_2 : кривая 1 – 0,15; 2 – 0,25; 3 – 0,5; 4 – 0,7; 5 – 0,9 торр. $E_n = 230$ Дж.

При изменении парциального давления XeF_2 удельная энергия накачки в области внешней границы активной области увеличивается от 4 мДж/см³ при 0,15 торр до 17 мДж/см³ при 0,9 торр. В центре активной области удельная энергия падает от 1,9 мДж/см³ при 0,15 торр до 0,06 мДж/см³ при 0,9 торр. Таким образом, при увеличении давления XeF_2 заметно увеличивается неоднородность распределения удельной энергии накачки по радиусу активной области, что негативно сказывается на пространственной однородности коэффициента усиления.

Для исследования эффективности усиления необходимо определить основные каналы потерь энергии накачки при передаче ее на верхний лазерный уровень $\text{XeF}(C_0)$. Как показали расчеты, основная доля энергии теряется в процессах спонтанного излучения, процессах столкновительного тушения $\text{XeF}(B, C)$ -состояний, в процессах колебательной релаксации и существенно зависит от состава газовой смеси. Потери энергии в других процессах незначительны.

Далее приведены результаты исследования влияния состава смеси на относительные потери энергии накачки, поступающей на верхние колебательные уровни $\text{XeF}(B)$ - и $\text{XeF}(C)$ -состояний E_{BC} за время импульса. Потерями будем считать энергию, которая преобразуется в тепло и спонтанное излучение при передаче энергии на верхний лазерный уровень $\text{XeF}(C_0)$. На рис. 3 показаны зависимости доли энергии E_{BC} , потерянной в результате спонтанных переходов (СП) $\Delta E_{\text{СП}}$ от давления паров XeF_2 (давление азота 190 торр). При увеличении давления XeF_2 величина $\Delta E_{\text{СП}}$ уменьшается. Особенно заметно уменьшаются потери энергии за счет спонтанных переходов $\text{XeF}(C_0) \rightarrow \text{XeF}(A)$ в центре активной области с (17 до 7%). Относительные потери энергии $\Delta E_{\text{СП}}$ за счет $C \rightarrow A$ -переходов уменьшаются незначительно (с 17 до 16%).

При увеличении давления буферного газа азота изменения более значительные. Основной причиной перераспределения потоков энергии в этом случае является увеличение скорости процессов колебательной релаксации и процессов столкновительного тушения $\text{XeF}(B, C)$ -состояний, что приводит к относительному уменьшению потерь энергии в процессах спонтанного излучения.

тельного тушения $\text{XeF}(B, C)$ -состояний, что приводит к относительному уменьшению потерь энергии в процессах спонтанного излучения.

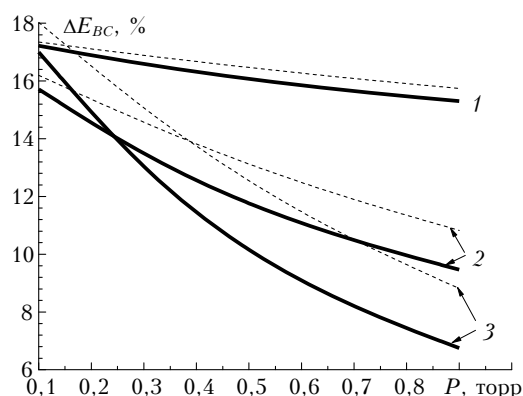


Рис. 3. Зависимость от давления XeF_2 доли поглощенной энергии E_{BC} , потерянной в процессах спонтанного излучения, на переходах $C \rightarrow A$ (1), $B \rightarrow X$ (2) и $C_0 \rightarrow A$ (3). Сплошные линии – $R = 0$ см, пунктирные – 12 см. Давление $N_2 = 190$ торр.

На рис. 4 приведены зависимости относительных потерь энергии в процессах спонтанного излучения $\Delta E_{\text{СП}}$ от давления азота.

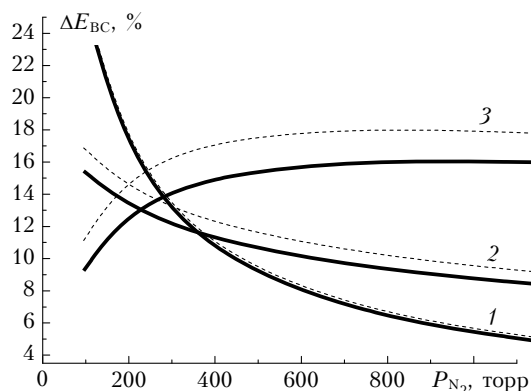


Рис. 4. Зависимость от давления N_2 доли поглощенной энергии $\Delta E_{\text{СП}}$, потерянной в процессах спонтанного излучения на переходах $C \rightarrow A$ (1), $B \rightarrow X$ (2) и $C_0 \rightarrow A$ (3). Сплошные линии – $R = 0$ см, пунктирные – 12 см. Давление $\text{XeF}_2 = 0,3$ торр.

При увеличении давления N_2 до 1100 торр потери энергии в результате спонтанных переходов $C_0 \rightarrow A$ увеличиваются с 9 до 16% в центре активной области и до 18% на границе. Потери энергии за счет спонтанных переходов $C \rightarrow A$ и $B \rightarrow X$ уменьшаются с 15 до 8 и с 24 до 5% соответственно.

Константы столкновительного тушения $\text{XeF}(C, B)$ молекулами XeF_2 достаточно высоки (см. табл. 3), поэтому увеличение давления паров XeF_2 приводит к увеличению потерь энергии в этих процессах. На рис. 5 показаны зависимости доли энергии, потерянной в процессах колебательной релаксации $\text{XeF}(C)$ с верхних колебательных уровней на уровень $\text{XeF}(C_0)$, столкновительного тушения $\text{XeF}(C)$ - и $\text{XeF}(C_0)$ -состояний от давления паров XeF_2 .

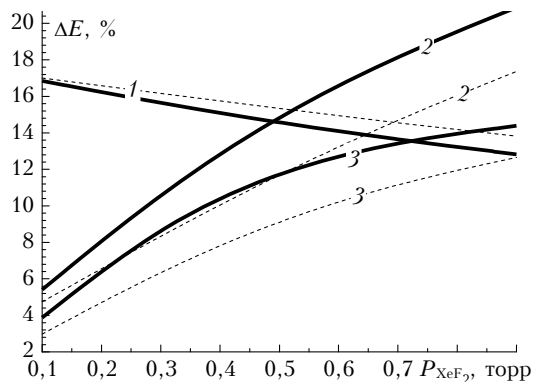


Рис. 5. Зависимость от давления XeF_2 доли энергии, потерянной при колебательной релаксации $\text{XeF}(C \rightarrow C_0)$ (1), при тушении $\text{XeF}(C, v > 0)$ - (2) и $\text{XeF}(C, v = 0)$ -состояний (3). Сплошные линии – $R = 0$ см, пунктирные – 12 см. Давление $\text{N}_2 = 190$ торр.

При увеличении давления XeF_2 до 0,9 торр потери энергии в процессах столкновительного тушения $\text{XeF}(C, v > 0)$ - (кривая 2) и $\text{XeF}(C, v = 0)$ - (кривая 3) состояний увеличиваются с 5 до 20 и с 4 до 14% соответственно. Причем относительные потери энергии в центре активной области выше, чем на внешней границе активной области. Потери энергии в процессах колебательной релаксации $\text{XeF}(C \rightarrow C_0)$ уменьшаются с 16 до 12%.

Основным процессом, который приводит к образованию $\text{XeF}(C_0)$, является колебательная релаксация при столкновении колебательно возбужденных молекул $\text{XeF}(v > 0)$ с N_2 и XeF_2 . Поэтому доля поглощенной энергии, поступающей на нижний колебательный уровень $\text{XeF}(C_0) - \Delta E_{v0}$, зависит от давления паров XeF_2 и от давления буферного газа азота. Результаты расчетов зависимости этой величины от давления XeF_2 при давлении азота 95–760 торр приведены на рис. 6.

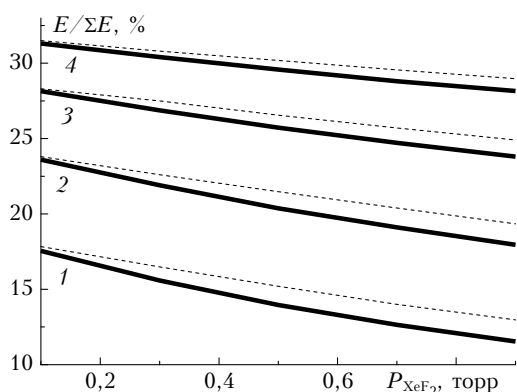


Рис. 6. Зависимость от давления XeF_2 доли энергии, передаваемой на уровень $\text{XeF}(C_0)$, при давлениях N_2 : 1 – 95; 2 – 190; 3 – 380; 4 – 760 торр. Пунктирные линии – $R = 12$ см, сплошные – 0 см

При увеличении давления XeF_2 величина ΔE_{v0} в центре активной области падает быстрее, чем на внешней границе. Чем меньше давление XeF_2 , тем эта разница заметнее. На уровень $\text{XeF}(C, v = 0)$ передается от 10 до 30% поглощенной энергии, остальная доля энергии за время импульса преобразуется в тепло.

Заключение

Проведенный анализ процессов преобразования поглощенной энергии при различных составах смеси показал, что при увеличении давления буферного газа N_2 до 760 торр доля поглощенной энергии, передаваемой на уровни $\text{XeF}(C, v = 0)$, увеличивается примерно до 30%. При этом увеличение давления паров XeF_2 при неизменном давлении N_2 приводит к уменьшению этой величины.

Основными процессами, в которых теряется наибольшая доля поглощенной энергии, являются процессы спонтанного излучения на переходах $B-X$, $C-A$, C_0-A , процессы колебательной релаксации и столкновительного тушения этих состояний. Потери энергии в остальных процессах незначительны.

Увеличение давления буферного газа N_2 вызывает уменьшение потерь энергии в результате спонтанных переходов $\text{XeF}(C-A)$ и $\text{XeF}(B-X)$ с 20 до 5 и с 16 до 9% соответственно. Потери энергии в результате переходов $\text{XeF}(C_0-A)$, наоборот, увеличиваются с 9 до 16% в центре активной области и с 11 до 17% у границы. Причиной этого, скорее всего, является увеличение скорости процессов колебательной релаксации.

Рост давления паров XeF_2 при постоянном давлении N_2 увеличивает потери энергии при столкновительном тушении $\text{XeF}(v > 0)$ примерно до 20% в центре активной области и до 16% вблизи границ. Эти же показатели для $\text{XeF}(v = 0)$ составляют 14 и 12% соответственно. Потери энергии в процессах колебательной релаксации, наоборот, уменьшаются с 17 до 14%.

1. Perry M.D., Pennington D., Stuart B.C., Tietbohl G., Britten J.A., Brown C., Herman S., Golick B., Kartz M., Miller J., Powell H.T., Vergino M., Yanovsky V. Petawatt laser pulses // Opt. Lett. 1999. V. 24, N 3. P. 160–162.
2. Aoyama M., Yamakawa K., Akahane Y., Ma J., Inoue N., Ueda H., Kiriya H. 0:85-PW, 33-fs Ti:sapphire laser // Opt. Lett. 2003. V. 28, N 17. P. 1594–1596.
3. Tae Jun Yu, Seong Ku Lee, Jae Hee Sung, Jin Woo Yoon, Tae Moon Jeong, Jongmin Lee. Generation of high-contrast, 30 fs, 1.5 PW laser pulses from chirp-pulse amplification Ti:sapphire laser // Opt. express. 2012. V. 20, N 10. P. 10807–10814.
4. Tcheremiskine V., Uteza O., Mislavskii V., Sentis M., Mikheev L. Amplification of femtosecond optical pulses in a photolytically driven $\text{XeF}(C-A)$ laser amplifier // Proc. SPIE. 2007. V. 6346. 634613, 0277-786X/07/\$18. DOI: 10.1117/12.738132.
5. Аристов А.И., Грудцын Я.В., Зубарев И.Г., Иванов Н.Г., Крохин О.Н., Лосев В.Ф., Мамаев С.Б., Месяц Г.А., Михеев Л.Д., Панченко Ю.Н., Растворцева А.А., Ратахин Н.А., Сентис М.Л., Стародуб А.Н., Ултеза О., Черемискин В.И., Яловой В.И. Гибридная фемтосекундная лазерная система с выходным усилителем на эксимерных молекулах $\text{XeF}(C-A)$ с апертурой 12x12 см // Оптика атм. и океана. 2009. Т. 22, № 11. С. 1029–1034.
6. Алексеев С.В., Иванов Н.Г., Ковальчук Б.М., Лосев В.Ф., Месяц Г.А., Михеев Л.Д., Панченко Ю.Н., Ратахин Н.А., Ястремский А.Г. Тераваттная гибридная

- ная лазерная система THL-100 на базе фотодиссоционного XeF(C-A) усилителя // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 3. С. 221–225.
7. *Alekseev S.V., Aristov A.I., Ivanov N.G., Kovalchuk B.M., Losev V.F., Mesyats G.A., Mikheev L.D., Panchenko Yu.N., Ratakhin N.A.* Multiterawatt femtosecond laser system in the visible with photochemically driven XeF(C-A) boosting amplifier // Laser and Particle Beams. 2013. V. 31, N 1. P. 17–21.
 8. *Mikheev L.D., Stavrovskii D.B., Zuev V.S.* Photodissociation XeF laser operating in the visible and UV regions // J. Russian Laser Res. 1995. V. 16, N 5. С. 427–475.
 9. *Малиновский Г.Я., Мамаев С.Б., Михеев Л.Д., Москалев Т.Ю., Сентис М.Л., Черемискин В.И., Яловой В.И.* Численное моделирование активной среды и исследование источника накачки для разработки фотохимического XeF(C-A) усилителя фемтосекундных оптических импульсов // Квант. электрон. 2001. Т. 31, № 7. С. 617–622.
 10. *Tcheremiskine V.I.* Studies of the photodissociation wave formation. Application to the activemedium of the photolytical XeF laser: Ph.D. thesis. University of Aix-Marseille II (1999). URL: <http://www.lp3.univmrs>
 11. *Алексеев С.В., Аристов А.И., Грудцын Я.В., Иванов Н.Г., Ковальчук Б.М., Лосев В.Ф., Мамаев С.Б., Месяц Г.А., Михеев Л.Д., Панченко Ю.Н., Поливин А.В., Степанов С.Г., Ратахин Н.А., Яловой В.И., Ястремский А.Г.* Гибридные фемтосекундные системы видимого диапазона на основе XeF(C-A)-усилителя: состояние и перспективы // Квант. электрон. 2013. Т. 43, № 3. С. 190–200.
 12. *Hay P.J., Dunning T.H.* The covalent and ionic states of the xenon halides // J. Chem. Phys. 1978. V. 69, N 5. P. 2209–2220.
 13. *Helm H., Huestis D.L., Dyer M.J., Lorents D.C.* Observation of the C(3/2) ← X(1/2) transition in XeF // J. Chem. Phys. 1983. V. 79, N 7. P. 3220–3226.
 14. *Black G., Sharpless R.L., Lorents D.C., Huestis D.L., Gutcheck R.A., Bonifild T.D., Helms D.A., Walters G.K.* XeF₂ photodissociation studies. I. Quantum yields and kinetics of XeF(B) and XeF(C) // J. Chem. Phys. 1981. V. 75, N 10. P. 4840–4846.
 15. *Бибинов Н.К., Виноградов И.П., Михеев Л.Д., Ставровский Д.Б.* Определение спектральных зависимостей абсолютных квантовых выходов образования эксимеров XeF(B, C, D) при фотолизе XeF₂ // Квант. электрон. 1981. Т. 8, № 9. С. 1945–1952.
 16. *Brashers H.C., Setser D.W.* Transfer and quenching rate constants for XeF(B) and XeF(C) state in low vibrational levels // J. Chem. Phys. 1982. V. 76, N 10. P. 4932–4946.
 17. *Vaynant R.W.* XeF state lifetime and quenching by rare gases and fluorine donors // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 64, N 7. P. 493–494.
 18. *Tramšek M., Žemva B.* Synthesis. Properties and Chemistry of Xenon(II) Fluoride // Acta Chem. Slov. 2006. V. 53. P. 105–116.

N.G. Ivanov, V.F. Losev, Yu.N. Panchenko, A.G. Jastremskii. **The influence of gas mixture composition on dissipation of pumping energy in XeF(C-A) amplifier of hybrid femtosecond laser system THL-100.**

By numerical simulations was investigated the effect of the mixture of gases in the XeF(C-A) amplifier hybrid laser system THL-100 on the main channels of energy loss. It is shown that an increase in the buffer gas pressure N₂ from 100 to 760 Torr leads to an increase in the fraction of absorbed energy transmitted to the upper laser level XeF(C, *v* = 0). Increasing the partial pressure of XeF₂ causes an increase of energy loss in the process of quenching XeF(B, C) and reduce the energy transferred to the XeF(C, *v* = 0) state.