

05 Генерация и тушение в XeCl^* эксимерном лазере при накачке смешанным гамма-нейтронным излучением ядерного реактора

© А.И. Миськевич

Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
115409 Москва, Россия
e-mail: aimiskevich@mephi.ru

Поступила в редакцию 20.01.2023 г.
В окончательной редакции 09.02.2023 г.
Принята к публикации 07.06.2023 г.

Экспериментально обнаружено снижение коэффициента усиления активной среды эксимерного лазера с ядерной накачкой на В–Х- и С–А-переходах молекулы XeCl^* (308 nm, 352 nm) при накачке среды Ar–Xe–CCl_4 смешанным гамма-нейтронным излучением ядерного реактора. Эффект обусловлен тушащим действием вторичных электронов, образующихся в активной среде эксимерного лазера под действием мгновенного гамма-излучения. Эффект значительно усиливается при увеличении плотности потока гамма-излучения, и коэффициент потерь может достигать значений $\sim 10^{-2} - 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$.

Ключевые слова: ядерная накачка, эксимерный лазер, гамма-излучение, тушение электронами.

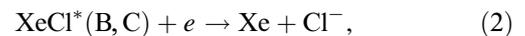
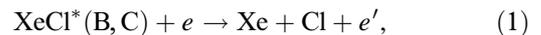
DOI: 10.21883/OS.2023.07.56129.4549-23

Введение

Эксперименты, выполненные на импульсных ядерных реакторах SPR-III [1,2] и ЭБР-Л [3,4], показали принципиальную возможность получения генерации лазерного излучения на В–Х-переходах эксимерных молекул XeCl^* и XeF^* длительностью в сотни микросекунд при ядерной накачке с низким удельным энерговыделением в активную среду лазера (до 3.0 kW/cm^3). В работе [5] наблюдался режим сверхсветимости на С–А-переходе молекулы XeCl^* ($\lambda = 352 \text{ nm}$) и генерация на В–Х-переходе ($\lambda = 308 \text{ nm}$) при пороговом энерговыделении в газ $\sim 200 - 250 \text{ W/cm}^3$ при накачке смешанным гамма-нейтронным излучением ядерного реактора БАРС-6. Авторы работы отмечали, что несмотря на высокий ($\sim 0.01 \text{ cm}^{-1}$) начальный коэффициент усиления активной среды, после возникновения генерации коэффициент усиления сильно уменьшался, что ограничивало и не позволяло развиваться генерации даже в момент действия максимального энерговыдела в газ.

Наблюдаемые аномалии коэффициента усиления при использовании гамма-нейтронного излучения ядерного реактора для инициирования нейтронных ядерных реакций накачки были обусловлены возникновением в активной среде эксимерного лазера дополнительного канала потерь, связанного с разрушением эксимерных молекул под действием мгновенного гамма-излучения. Эффект создавали вторичные электроны, образующиеся в активной среде лазера и на стенках лазерной кюветы при комптоновском рассеянии и фотопоглощении гамма-излучения. Как известно, в столкновениях с молекулами XeCl^* электроны разрушают эксимерные молекулы при сверхупругих столкновениях и при диссоциативном при-

липании [6,7]:



В настоящей работе представлены экспериментальные результаты по возбуждению плотной газовой смеси Ar–Xe–CCl_4 продуктами ядерной реакции $^{235}\text{U}(n, f)$, инициируемой смешанным гамма-нейтронным излучением импульсного ядерного реактора, и рассматриваются особенности генерационного режима эксимерного лазера на В–Х-переходе молекулы XeCl^* ($\lambda_{\text{max}} = 308 \text{ nm}$) при этих условиях.

Экспериментальная установка

Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Лазерная кювета (1) с исследуемой газовой смесью Ar–Xe–CCl_4 размещалась вблизи активной зоны (2) импульсного ядерного реактора и облучалась смешанным импульсным потоком быстрых нейтронов длительностью $\sim 100 \mu\text{s}$ ($\sim 10^{16} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$) и гамма-квантов ($\sim 10^{17} \gamma/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$) длительностью $\sim 100 \mu\text{s}$ на полувысоте. Для накачки лазерного элемента использовалась реакция деления ядер урана-235 тепловыми нейтронами:



$$\sigma_f(E_n = 0.025 \text{ eV}) = 560 \text{ barn}. \quad (4)$$

Лазерная кювета (1) размером $\varnothing 25 \times 1000 \text{ mm}$ была изготовлена из тонкостенной трубы толщиной 0.4 mm

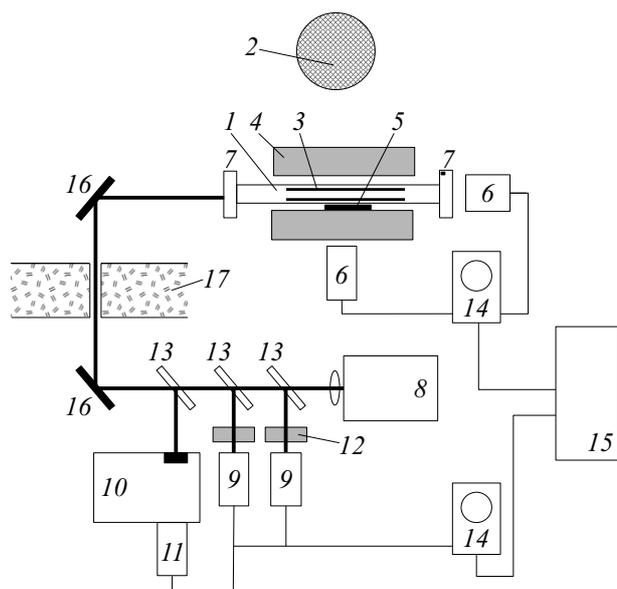


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 — лазерная кювета, 2 — активная зона ядерного реактора, 3 — слой $^{235}\text{U}_3\text{O}_8$, 4 — полиэтиленовый замедлитель, 5 — откачанная нейтронная камера КНТ-5, 6 — фотоэлемент Ф-22, 7 — зеркало резонатора, 8 — спектрометр МАУА-2000Pro, 9 — фотоумножитель, 10 — спектрометр МДР-9, 11 — фотоумножитель, 12 — оптический фильтр, 13 — светоделительная пластина, 14 — цифровой осциллограф, 15 — ЭВМ, 16 — алюминиевое зеркало, 17 — биологическая защита реактора.

из нержавеющей стали Х18Н9Т. Топливный слой оксидизакиси урана (3) толщиной $\sim 3 \text{ mg/cm}^2$ был нанесен на 4 прямоугольные подложки размером $34 \times 303 \text{ mm}$ из алюминиевой фольги толщиной 0.25 mm . Подложки были свернуты в трубку, уложены на внутренней поверхности кюветы (1) и зафиксированы кольцевыми вставками. Активный объем, возбуждаемый осколками деления урана, занимал область $\text{Ø}23 \times 550 \text{ mm}$, что составляло около 60% общего объема кюветы.

Поскольку энергетический спектр нейтронов импульсного реактора не является тепловым, то для повышения эффективности накачки лазерная кювета (1) размещалась внутри полиэтиленового замедлителя нейтронов (4), с помощью которого в кювете формировался энергетический спектр тепловых нейтронов накачки. Таким образом, импульс тепловых нейтронов накачки создавался из импульса быстрых нейтронов при их замедлении в водородосодержащей среде и имел длительность на полувысоте $\sim 240 \mu\text{s}$. Удельный энергетический вклад осколков деления в Ar-Xe-CCl_4 газовую среду за время действия импульса накачки мог составлять до 250 mJ/cm^3 . Запись нейтронного импульса накачки производилась откачанной малогабаритной камерой деления КНТ-5 (5), размещенной внутри полиэтиленового замедлителя (4). Импульс мгновенного гамма-излучения реактора регистрировался вакуумным фотоэлементом Ф-22 (6), установленным снаружи замедлителя (4) на

его внешней поверхности при закрытом светонепроницаемой шторкой фотокатоде.

При проведении генерационных опытов кювета герметизировалась двумя узкополосными зеркалами (7) с высоким коэффициентом отражения на длине волны 308 nm , образующими оптический резонатор, или лазерным зеркалом и кварцевым окном — при проведении люминесцентных исследований.

Газовые смеси Ar-Xe-CCl_4 различного состава ($\text{Ar} — 380 \div 1520 \text{ Torr}$, $\text{Xe} — 15 \div 580 \text{ Torr}$, $\text{CCl}_4 — 0.05 \text{ Torr}$) напускались в кювету без проведения дополнительной очистки.

Регистрация светового излучения производилась спектрометром МАУА-2000Pro (8), двумя фотоумножителями ФЭУ-106 и ФЭУ100 (9), спектрометром МДР-9 (10) с фотоумножителем ФЭУ100 (11) и фотоэлементом Ф-22, установленном на заднем зеркале резонатора лазера. Всё это оборудование размещалось за биологической защитой реактора на расстоянии 18 m от переднего зеркала (7) лазерной кюветы. Перед фотоумножителями (9) можно было устанавливать узкополосные оптические фильтры (12) и фильтры из стекла марки УФС-2 для выделения ультрафиолетового излучения и марок БС-8 и КС-19 — для выделения длинноволнового участка спектра. В качестве светоделительных пластин (13) использовались кварцевые диски толщиной 6 mm . Запись временных сигналов и спектра люминесценции производилась быстрыми цифровыми осциллографами RIGOL DS-5022 ME, RTB 2004, TDS-1012 (14) и ЭВМ (15). Световое излучение кюветы регистрировалось в неизменной геометрии при одинаковых условиях накачки. Спектральные измерения проводились спектрометром МАУА-2000Pro в диапазоне длин волн $200–1100 \text{ nm}$ с разрешением 1 nm . Следует отметить, что записываемые спектрометром МАУА-2000Pro спектры характеризуют интегральную люминесценцию газовой смеси за время действия импульса накачки.

Первичные процессы взаимодействия гамма-нейтронного излучения с активной средой эксимерного лазера

Импульс излучения ядерного реактора БАРС-6 имеет длительность $100 \mu\text{s}$ и состоит из двух компонент — импульса быстрых нейтронов деления с энергией $E_n \sim 2.5 \text{ MeV}$ и совпадающего с ним во времени импульса мгновенного гамма-излучения с энергией гамма-квантов $E_\gamma \sim 0.9 \text{ MeV}$. При делении ядра ^{235}U тепловым нейтроном образуются 2–3 быстрых нейтрона со средней энергией 2.5 MeV , два осколка с массовыми числами около 95 и 140 с суммарной кинетической энергией 170 MeV и 5–7 гамма-квантов со средней энергией 0.9 MeV . Все продукты деления обладают ионизирующей способностью и могут создавать в газообразной, жидкой или твердой среде положительные ионы, электроны и

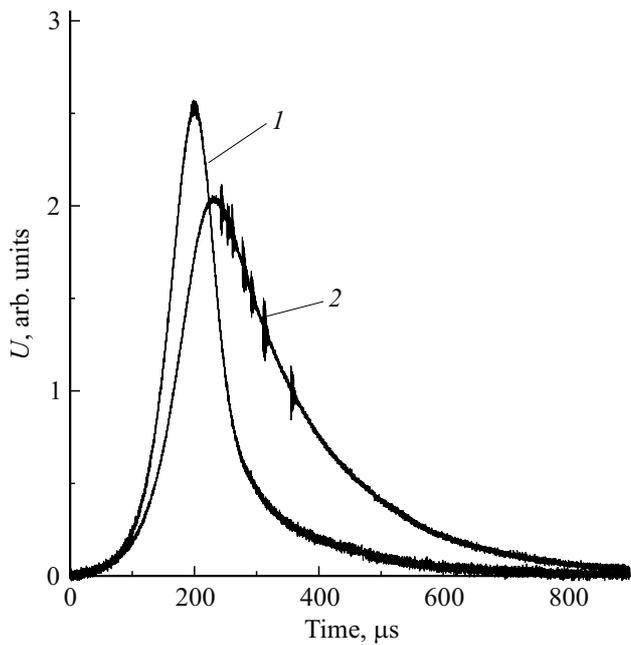
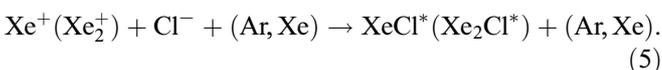


Рис. 2. Импульс мгновенного гамма-излучения реактора (1) и импульс тепловых нейтронов накачки на оси лазерной трубки в центре полиэтиленового замедлителя (2).

возбужденные атомы. Для накачки активной среды лазера используется реакция деления ядер урана тепловыми нейтронами, которые образуются после замедления быстрых нейтронов в замедлителе (4).

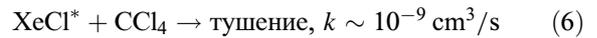
Возбуждение активной среды лазера производится осколками деления ^{235}U , выходящими из тонкого слоя урана, расположенного на внутренней поверхности лазерной кюветы. Осколки деления урана являются сильно ионизирующими многозарядными ионами ($z \approx 22e$) и имеют небольшой пробег в веществе. Из-за потерь энергии в этом слое средняя энергия осколка около 30 MeV. Вся кинетическая энергия осколка выделяется в треке — узкой области пространства вдоль траектории движения частицы — в виде ионизованных и возбужденных атомов буферного газа и быстрых δ -электронов. В пределах объема трека протекают все плазмохимические процессы образования компонент плазмы, характерное время жизни трека 0.1–1.0 μs [8]. В среде Ar-Xe- CCl_4 атмосферного давления трек осколка деления с энергией $E_0 = 30 \text{ MeV}$ имеет следующие характеристики: длина 1.2–1.3 см, диаметр 10^{-3} – 10^{-2} см, концентрация ионов и электронов в треке 10^{12} – 10^{14} cm^{-3} .

Добавление к газовой смеси Ar-Xe электроотрицательного газа CCl_4 приводит к образованию эксимерных молекул XeCl^* и Xe_2Cl^* за счет ион-ионной рекомбинации положительных ионов Xe^+ и Xe_2^+ с отрицательными ионами Cl^- :



Отрицательные ионы Cl^- образуются за счет прилипания медленных электронов к молекулам CCl_4 . Это приводит к диссоциации молекулы, так как при электронном захвате образуется ридберговское возбужденное состояние молекулы CCl_4 , распадающееся за время $7.56 \pm 2.5 \text{ ps}$ на отрицательно заряженные радикалы [9]. При энергии электрона $E_e = 0.05 \text{ eV}$ сечение прилипания к молекулам CCl_4 равно $(1.2\text{--}1.4) \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$ [10], что соответствует коэффициенту скорости прилипания $\sim 1.2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$. При парциальном давлении CCl_4 30 Torr время прилипания составляет $6 \cdot 10^{-9} \text{ s}$. При высоких давлениях газовой среды вклад гарпунных реакций в образование эксимерных молекул невелик, и его можно не учитывать.

Оптимальная концентрация галогеносодержащего донора (CCl_4) в газовой смеси должна быть сравнима с концентрацией свободных электронов в треке ядерной частицы, поскольку его повышенная концентрация вызывает тушение молекул XeCl^* и не приводит к увеличению числа отрицательных ионов из-за отсутствия свободных электронов в треке. Согласно [7,11], коэффициенты скоростей реакций тушения эксимерных молекул XeCl^* компонентами газовой смеси Ar-Xe- CCl_4 равны:



и



Для эффективного образования эксимерных молекул XeCl^* (и Xe_2Cl^*) концентрация молекул CCl_4 не должна сильно превышать 10^{15} cm^{-3} , что соответствует парциальному давлению CCl_4 в смеси $\sim 0.05\text{--}0.1 \text{ Torr}$. Дальнейшее увеличение содержания CCl_4 вызывает тушение эксимерной люминесценции.

Мгновенное гамма-излучение ядерного реактора взаимодействует с газовой активной средой лазера и со стенками лазерной кюветы, создавая за счет фотоэффекта и комптоновского рассеяния высокоэнергетичные вторичные электроны. Комптоновское рассеяние является преобладающим процессом в области энергий гамма-квантов от 100 keV до 10 MeV [12]. При комптон-эффекте максимальная энергия электрона отдачи (E_e)_{max} для квантов с энергией 0.9 MeV, согласно [12], равна

$$(E_e)_{\text{max}} = E_\gamma / [1 + 0.5 / (E_\gamma / mc^2)] = 0.704 \text{ MeV}. \quad (8)$$

С учетом фотоэффекта энергетический спектр вторичных электронов отдачи охватывает весь интервал энергий от 0 до 0.9 MeV. Из-за высокой плотности материала стенки кюветы (нержавеющая сталь X18H9T) основной вклад в образование вторичных электронов вносит стенка, в которой поглощается около 0.6% мгновенных гамма-квантов. Поглощение гамма-квантов в газовой среде невелико (менее 0.02%), и его можно не учитывать.

При выходе электронов отдачи из стенки лазерной кюветы в газовую среду часть их начальной энергии теряется в самом материале стенки.

Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены импульс мгновенного гамма-излучения импульсного ядерного реактора, записанный фотоэлементом Ф-22, и импульс тепловых нейтронов накачки на оси лазерной трубки в центре полиэтиленового замедлителя, записанный откачанной нейтронной камерой деления КНТ-5. Форма импульса гамма-излучения соответствует импульсу быстрых нейтронов деления ядерного реактора. Временной сдвиг между импульсами быстрых нейтронов деления и тепловых нейтронов накачки обусловлен замедлением быстрых нейтронов в замедлителе (4) и составляет 35 μ s.

Несмотря на общее увеличение эффективности использования быстрых нейтронов реактора для накачки за счет их замедления до тепловых энергий, в целом при замедлении в полиэтилене происходит уменьшение почти в 10 раз действующего потока тепловых нейтронов накачки и ослабление потока гамма-квантов примерно

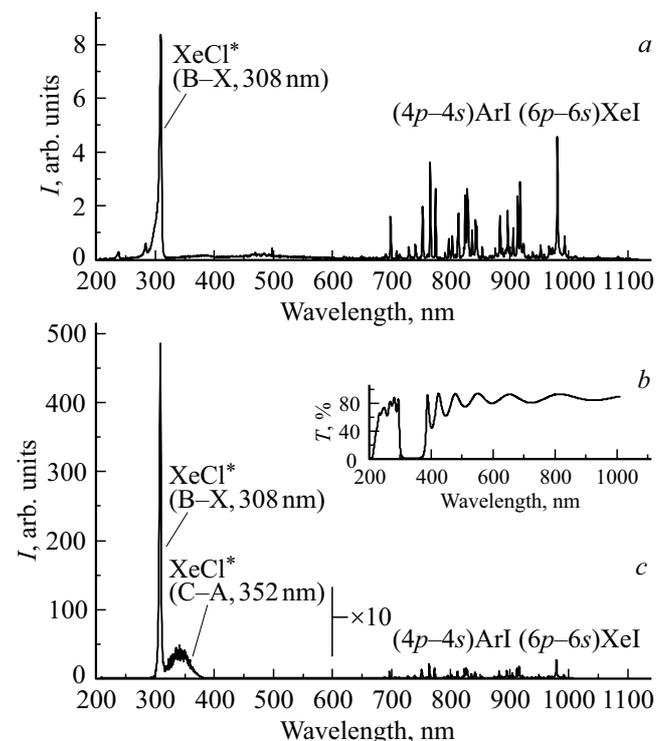


Рис. 3. Спектр излучения эксимерного лазера на В-Х-переходе молекулы XeCl^* ($\lambda_{\text{max}} = 308$ nm) при возбуждении газовой смеси Ar-Xe-CCl_4 осколками деления урана-235. (a) Аппаратурный спектр, измеренный на расстоянии 18 м, (b) пропускание выходного зеркала, (c) спектр, исправленный на пропускание выходного зеркала. В диапазоне длин волн 600–1100 нм, масштаб по оси ординат увеличен в 10 раз.

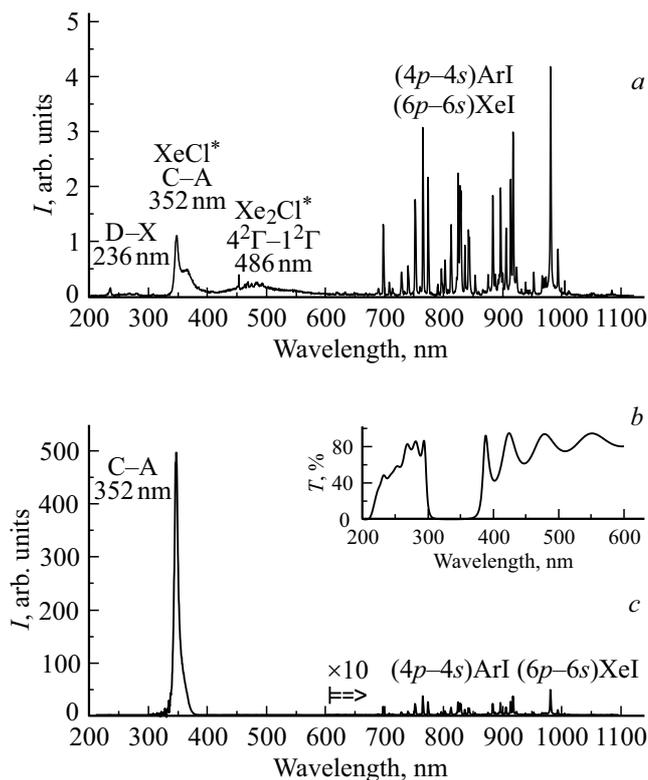


Рис. 4. Спектр излучения газовой смеси Ar-Xe-CCl_4 , возбуждаемой осколками деления урана-235 на расстоянии 18 м от выходного зеркала. Состав смеси: $\text{Ar} - 780 \text{ Torr}$, $\text{Xe} - 15 \text{ Torr}$, $\text{CCl}_4 - 50 \text{ Torr}$. (a) Аппаратурный спектр, (b) пропускание выходного зеркала, (c) спектр, исправленный на пропускание выходного зеркала. В диапазоне длин волн 600–1100 нм масштаб по оси ординат увеличен в 10 раз.

на 50%. В реальных условиях при мощности энергоклада в газ $\sim 250 \text{ W/cm}^3$ за импульс лазерная кювета с полиэтиленовым замедлителем облучается флюенсом тепловых нейтронов накачки $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ th.n/cm}^2$ и флюенсом мгновенных гамма-квантов деления $3 \cdot 10^{13} \gamma/\text{cm}^2$ со средней энергией 0.9 MeV.

Спектры светового излучения эксимерного лазера на основе газовой смеси Ar-Xe-CCl_4 , возбуждаемой осколками деления урана, приведены на рис. 3 и 4. Запись производилась спектрометром MAYA-2000Pro, установленным на расстоянии 18 м от выходного зеркала лазера (рис. 1, позиция 8). Резонатор лазера (рис. 3) образовывали два узкополосных (на длине волны 308 nm) зеркала с пропусканием $T = 0.87\%$ (для выходного зеркала) и отражением $R = 98.04\%$ (для заднего), а резонатор на рис. 4 — выходное узкополосное зеркало с пропусканием $T = 0.29\%$ на длине волны 352 nm и заднее кварцевое окно.

Запись спектра (рис. 4) производилась со стороны зеркала. Спектры излучения (рис. 3 и 4) в длинноволновой области ($\lambda > 600$ nm) состоят из 4p-4s-линий буферного газа ArI и 6p-6s-линий XeI , а в коротковолновой — из D-X-, В-Х- и С-А-полос эксимерной молекулы

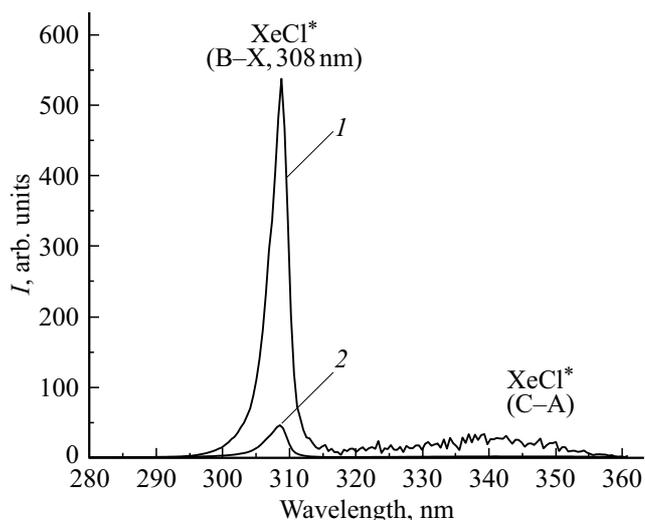


Рис. 5. УФ участок спектра излучения эксимерной молекулы XeCl* (В-Х- и С-А-полосы), измеренный при одинаковых энерговкладах в газ при наличии резонатора на длине волны 308 nm (1) и при отсутствии резонатора (кювета с двумя кварцевыми окнами) (2).

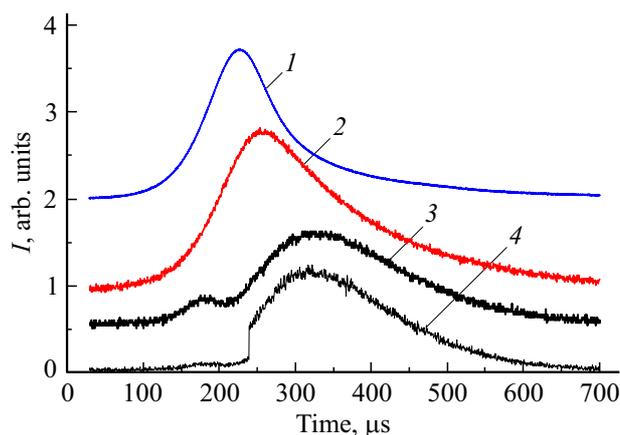


Рис. 6. Осциллограммы импульсов мгновенного гамма-излучения реактора (1), импульса тепловых нейтронов накачки (2), импульса светового излучения с длиной волны 302 nm (3) и импульса генерации на С-А-переходе эксимерной молекулы XeCl* ($\lambda = 352$ nm) при возбуждении газовой смеси Ag–Xe–CCl₄ осколками деления урана-235 (4). Резонатор „кварцевое окно–узкополосное зеркало“ с коэффициентом отражения зеркала на длине волны 352 nm $R = 99\%$. Газовая смесь: Ag — 760 Torr, Xe — 15 Torr, CCl₄ — 50 mTorr. Осциллограммы (3) и (4) записывались со стороны кварцевого окна и по амплитуде взаимно не нормировались.

XeCl* и $4^2\Gamma-1^2\Gamma$ -полосы молекулы Xe₂Cl*. Спектры, исправленные на пропускание выходного зеркала резонатора, приведены на рис. 3, с и 4, с. Для наглядности на этих рисунках масштаб изображения в диапазоне длин волн 600–1100 nm увеличен в 10 раз.

На рис. 5 приведен участок спектра излучения В-Х- и С-А-полос эксимерной молекулы XeCl*, измеренный при

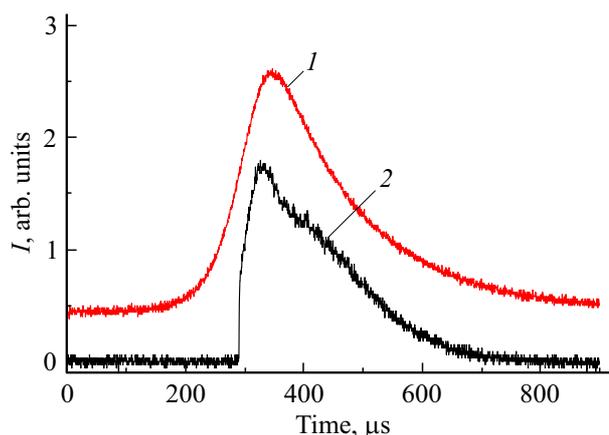


Рис. 7. Осциллограммы нейтронного импульса накачки (1) и импульса генерации (2) на В-Х-переходе эксимерной молекулы XeCl* ($\lambda_{\max} = 308$ nm) при возбуждении газовой смеси Ag–Xe–CCl₄ осколками деления урана-235. Резонатор „узкополосное зеркало–узкополосное зеркало“ с коэффициентом пропускания на длине волны 308 nm $T = 0.41\%$ для выходного зеркала и коэффициентом отражения $R = 99.2\%$ для заднего зеркала. Состав газовой смеси: Ag — 760 Torr, Xe — 40 Torr, CCl₄ — 135 mTorr.

одинаковых энерговкладах в газ при наличии резонатора (кювета с двумя селективными зеркалами на длину волны 308 nm) и при отсутствии резонатора (кювета с двумя кварцевыми окнами). Сравнение показывает, что при накачке осколками деления урана при наличии резонатора интенсивности излучения В-Х- и С-А-полос эксимерной молекулы XeCl* увеличиваются в 10–30 раз (рис. 5).

Временные осциллограммы импульсов лазерного излучения при возбуждении осколками деления урана-235 приведены на рис. 6–8. Генерация на С-А-переходе молекулы XeCl* (рис. 6) возникала при пороговом энерговкладе в газ 200–250 W/cm³ при использовании резонаторов „окно-узкополосное зеркало“ на длине волны 352 nm с коэффициентом потерь излучения 96% за один обход резонатора, а генерация на В-Х-переходе XeCl* ($\lambda = 308$ nm, рис. 7) с резонатором „зеркало–зеркало“ с коэффициентом потерь 3% возникала при пороговом энерговкладе в газ $\sim 100-125$ W/cm³.

Длительность генерации составляла $\sim 50-100$ μs и более. На начальном участке развития генерации коэффициент усиления активной среды Ag–Xe–CCl₄ был ~ 0.01 cm⁻¹, однако потом (спустя 20–40 μs после возникновения генерации) усиление сильно уменьшалось, что ограничивало и не позволяло развиваться генерации даже в момент действия максимального энерговклада в газ.

Наблюдаемые аномалии коэффициента усиления обусловлены возникновением в активной среде эксимерного лазера при накачке гамма-нейтронным излучением ядерного реактора дополнительных потерь, связанных с образованием под действием мгновенного гамма-

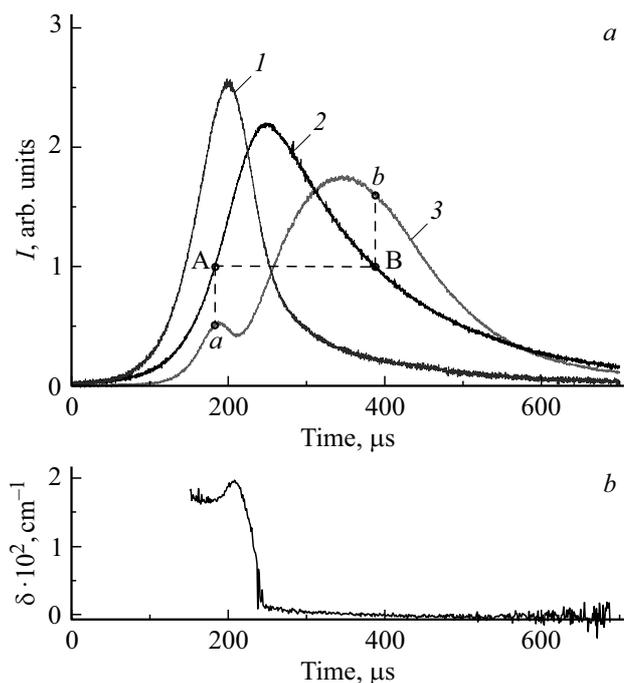


Рис. 8. (а) Временные осциллограммы импульсов гамма-излучения ядерного реактора (1), тепловых нейтронов накачки (2) и люминесценции (3) газовой смеси Ag–Xe–CCl₄ на длине волны 308 nm (В–Х-переход XeCl^{*}) при накачке осколками деления урана, (б) временная зависимость коэффициента потерь δ , создаваемых гамма-излучением. Состав смеси: Ag — 750 Torr, Xe — 15 Torr, CCl₄ — 50 mTorr.

излучения ядерного реактора комптоновских электронов и фотоэлектронов, разрушающих эксимерные молекулы при диссоциативном прилипании и сверхупругих столкновениях медленных электронов. В начальный момент времени воздействие гамма-излучения способствует образованию молекул XeCl^{*} вследствие ионизирующего действия гамма-излучения. Однако по мере роста населенности этих молекул возрастает процесс их разрушения образовавшимися электронами в реакциях (1)–(3). В работах [13–15] было показано, что константы скоростей этих реакций лежат в диапазоне значений от $2 \cdot 10^{-7}$ до $4 \cdot 10^{-7}$ cm³/s.

Коэффициент потерь активной среды Ag–Xe–CCl₄ лазера в момент действия импульса гамма-излучения может быть определен во временном интервале 150–250 μs из осциллограмм импульса тепловых нейтронов накачки и импульса светового излучения люминесценции активной среды лазера на длине волны генерации (рис. 8). Ранее проведенные измерения кривых высвечивания при накачке газовой смеси Ag–Xe–CCl₄ коротким ($T_u = 5$ ns) импульсом быстрых электронов с энергией $E_e = 150$ keV показали, что плазмохимические процессы образования и высвечивания эксимерных молекул XeCl^{*} в В- и С-состояниях при давлении 760 Torr завершаются в течение нескольких сотен наносекунд. В связи с этим при накачке импульсом длительностью

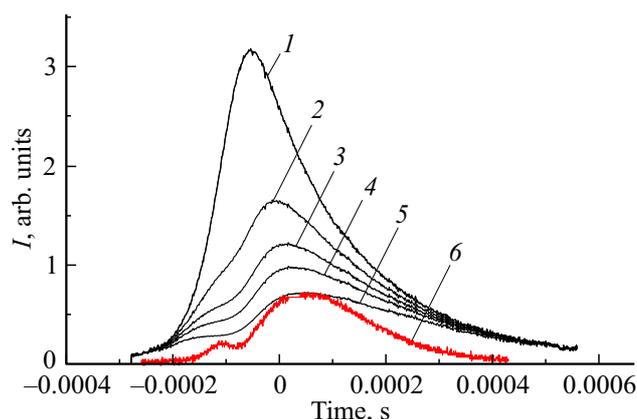


Рис. 9. Временные спектры люминесценции В–Х-полосы эксимерной молекулы XeCl^{*} ($\lambda_{\max} = 308$ nm) при накачке смешанным гамма-нейтронным излучением ядерного реактора. 1–5 — результаты решения уравнения (12) при $k = 2 \cdot 10^{-7}$ (1), $4 \cdot 10^{-7}$ (2), $6 \cdot 10^{-7}$ (3), $8 \cdot 10^{-7}$ (4), 10^{-6} cm³/s (5); 6 — измеренный спектр.

в сотни микросекунд особенности динамики процесса образования эксимерных молекул можно не учитывать и рассматривать как квазинепрерывный процесс.

Будем считать, что процессы образования и тушения эксимерных молекул XeCl^{*} линейно зависят от уровня энерговклада в газ, определяемого потоком тепловых нейтронов накачки и мгновенных гамма-квантов. Тогда точки „А“ и „В“ (рис. 8) характеризуют одинаковый энерговклад в активную среду от нейтронной компоненты накачки, полученный при разных уровнях воздействия гамма-излучения на активную среду лазера. Обозначая I_a и I_b как интенсивности излучения В–Х-полосы XeCl^{*} ($\lambda_{\max} = 308$ nm) в моменты времени t_a и t_b , находим

$$I_a(t_a) = I_0 \exp[\mu L - \delta(t_a)L], \quad (9)$$

$$I_b(t_b) = I_0 \exp(\mu L). \quad (10)$$

Здесь I_0 характеризует уровень накачки; $\mu(\lambda)$ и $\delta(\lambda)$ — коэффициенты усиления и потерь активной среды; L — длина резонатора.

Для однопроходовой кюветы (кювета с окном), деля (9) на (10), получаем

$$\delta(t_a) = -(1/L) \ln[I_a(t_a)/I_b(t_b)], \text{ cm}^{-1}. \quad (11)$$

Величина коэффициента потерь $\delta(t)$, обусловленных действием мгновенного гамма-излучения, приведена на рис. 8 для временного интервала 150–250 μs. Данные получены обработкой осциллограмм (2) и (3) с временным шагом 0.7 μs с использованием формул (9)–(11). Для наших экспериментальных условий максимальное значение коэффициента потерь ($\delta \approx 2 \cdot 10^{-2}$ cm⁻¹) достигается в момент действия максимального потока гамма-излучения. Коэффициент δ не является постоянной величиной, а зависит от населенности рабочего уровня, когда

начинается процесс прямого разрушения эксимерных молекул электронами, поскольку наличие дополнительного внешнего источника быстрых электронов накачки в виде гамма-излучения изменяет электронный баланс плазмы и приводит к появлению электронов, способных участвовать в реакциях (1)–(3).

Образование и распад эксимерных молекул XeCl^* в активной среде лазера при наличии мгновенного гамма-излучения можно описать уравнением баланса

$$d[\text{XeCl}^*]/dt = \alpha(R_\gamma + R_f) - A[\text{XeCl}^*] - k[\text{XeCl}^*]R_\gamma. \quad (12)$$

Здесь $R_\gamma(t)$ и $R_f(t)$ — скорости образования электронов мгновенным гамма-излучением и электрон-ионных пар буферного газа осколками деления урана в момент времени t , $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$; $\alpha \approx 0.1$ — эффективность образования эксимерной молекулы XeCl^* в расчёте на одну электрон-ионную пару буферного газа; $[\text{XeCl}^*]$ — населенность В-состояния молекулы XeCl^* , cm^{-3} . Члены уравнения $A[\text{XeCl}^*(t)]$ и $k[\text{XeCl}^*(t)]R_\gamma(t)$ описывают скорости спонтанного распада молекул XeCl^* и их разрушения электронами, создаваемыми мгновенными гамма-квантами. Численные значения $R_\gamma(t)$ и $R_f(t)$ определяются исходя из измерений дозы мгновенного гамма-излучения в месте расположения лазерного элемента и величины удельного энерговыклада осколков деления в активную среду лазера за импульс. Проведенные измерения показали, что доза гамма-излучения за импульс равна 37 Gr ($1 \text{ Gr} = 100 \text{ rad} = 2.37 \cdot 10^{11} \text{ pair ion/cm}^3$), а удельный энерговыклад от осколков деления урана составил 250 mJ/cm^3 . Эти величины соответствуют образованию в активной среде лазера $8.773 \cdot 10^{12} \text{ electron/cm}^3$ за счет мгновенного гамма-излучения и $5.823 \cdot 10^{16} \text{ pair ion/cm}^3$ благодаря осколкам деления урана [16]. Если $G(t)$ — плотность потока мгновенных гамма-квантов, зарегистрированная детектором Ф-22 в момент времени t , а $N(t)$ — соответственно плотность потока тепловых нейтронов накачки, зарегистрированных откачанной нейтронной камерой КНТ-5, то $R_\gamma(t)$ и $R_f(t)$ можно записать как

$$R_\gamma(t) = 8.773 \cdot 10^{12} G(t) / \int G(t) dt \quad (13)$$

и

$$R_f(t) = 5.823 \cdot 10^{16} N(t) / \int N(t) dt. \quad (14)$$

Интегрирование производится по всей длительности импульсов.

Временное уравнение (12) решалось в квазистационарном приближении относительно $[\text{XeCl}^*]$ для различных значений коэффициента k от 0 до $1 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{s}$ с шагом $1 \mu\text{s}$. Результаты расчётов приведены на рис. 9. Удовлетворительное совпадение с экспериментом наблюдается для значений $k \approx 8 \cdot 10^{-7} - 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{s}$.

Заключение

Проведены экспериментальные исследования генерационных характеристик лазера с ядерной накачкой на В–Х- и С–А-переходах эксимерной молекулы XeCl^* с возбуждением активной среды смешанным гамма-нейтронным излучением ядерного реактора. Квазинепрерывная генерация длительностью более $100 \mu\text{s}$ с длиной волны 352 nm возникла при пороговом энерговыкладе в газ $\sim 200 - 250 \text{ W/cm}^3$ при использовании резонатора „окно–узкополосное зеркало“ с коэффициентом отражения зеркала $R = 99\%$, и с длиной волны 308 nm при пороговом энерговыкладе в газ $\sim 100 - 125 \text{ W/cm}^3$ при использовании резонатора „зеркало–зеркало“ с коэффициентами пропускания $T = 0.41\%$ для выходного зеркала и отражения $R = 99.2\%$ для глухого зеркала на длине волны 308 nm . При наличии резонатора интенсивности излучения В–Х- и С–А-полос эксимерной молекулы XeCl^* увеличивались в 10–30 раз. Было обнаружено снижение коэффициента усиления активной среды лазера в момент действия импульса гамма-излучения ядерного реактора вследствие разрушения эксимерных молекул XeCl^* при сверхупругих столкновениях и диссоциативном прилипании электронов, образовавшихся при комптоновском рассеянии и фотопоглощении гамма-квантов. Для наших экспериментальных условий максимальное значение коэффициента потерь ($\delta = 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$) достигается в момент действия максимального потока гамма-квантов. Коэффициент δ не является постоянной величиной, а зависит от населенности рабочего уровня, когда начинается процесс прямого разрушения эксимерных молекул электронами.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D.A. McArthur, G.N. Hays, W.J. Alford et al. *Laser Interaction*, **8**, 75 (1988).
- [2] G.N. Hays, D.A. McArthur, D.R. Neal, J.K. Rice. *Appl. Phys. Lett.*, **49** (7), 363 (1986).
- [3] А.А. Мавлютов, А.И. Миськевич. *Письма в ЖТФ*, **22** (8), 48 (1996).
- [4] А.В. Бочков, В.А. Крыжановский, Э.П. Магда и др. *Труды 2-й Международ. конф. „Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой“*, Арзамас-16, **1**, 154 (1995).
- [5] A.I. Miskevich, Guo Jin Bo, Y.A. Duyzov, A.V. Podkopaev. *Am. J. Mod. Phys.*, **8** (2), 14 (2019).
- [6] D.W. Trainor, J.H. Jacob. *Appl. Phys. Lett.*, **37** (8), 875 (1980).
- [7] T.H. Johnson, H.E. Cartland, T.C. Geroni, A.M. Hunter. *J. Appl. Phys.*, **66** (12), 5707 (1989).
- [8] А.П. Будник, И.В. Добровольская. *Квант. электрон.*, **24** (6), 506 (1997).
- [9] R.A. Popple, C.D. Finch, K.A. Smith, F.B. Dunning. *J. Chem. Phys.*, **104**, 8485 (1996).

- [10] Ю.П. Райзер. *Физика газового разряда* (Наука, М., 1987), с. 591.
- [11] А.И. Миськевич, Го Цзиньбо, Ю.А. Дюжов. Квант. электрон., **43** (11), 1003 (2013).
DOI: 10.1070/QE2013v943n11ABEH015134
- [12] О.И. Лейпунский. *Гамма-излучение атомного взрыва* (Атомиздат, М., 1959), 154 с.
- [13] D.W. Trainor, J.H. Jacob. *J. Chem. Phys.*, **72**, 3616 (1980).
- [14] A.U. Hazi, T.N. Rescigno, A.E. Orel. *Appl. Phys. Lett.*, **35** (7), 477 (1979).
- [15] D.W. Trainor, J.H. Jacob. *Appl. Phys. Lett.*, **37** (8), 675 (1980).
- [16] R.L. Platzman. *Intern. J. Appl. Radiation and Isotopes*, **10** (2/3), 116 (1961).