

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ЛЕВЧЕНКО АЛЕКСЕЙ ОЛЕГОВИЧ

ФЛЮОРЕСЦЕНЦИЯ И НЕСТАЦИОНАРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ВО
ФТОРСОДЕРЖАЩИХ ЭКСИМЕРНЫХ ЛАЗЕРНЫХ СМЕСЯХ ПРИ НАКАЧКЕ
ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Специальность 01.04.21 – лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2012

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физическом институте им. П.Н. Лебедева Российской академии наук.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук
Зворыкин Владимир Дмитриевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор
Борисов Владимир Михайлович
(ТРИНИТИ)

кандидат физико-математических наук
Цхай Сергей Николаевич
(Отделение оптики ФИАН)

Ведущая организация: Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ»

Защита состоится 3 декабря 2012 года на заседании диссертационного совета Д
002.023.03 Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН).

Адрес: Москва, Ленинский проспект, д. 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФИАН по адресу:
г. Москва, Ленинский проспект, д. 53.

Автореферат разослан " __ " _____ 2012 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 002.023.03
д.ф.-м.н.

А.С. Шиканов

I. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.

Обоснование актуальности темы диссертации

Мощные KrF и Kr₂F усилители обладают рядом преимуществ перед твердотельными системами, и могут составлять им конкуренцию в некоторых применениях. Несмотря на давнюю историю исследований эксимерных лазеров, в частности криптон-фторовых, (см. например [1, 2, 3] и ссылки в них), остается ряд неясностей и противоречий в кинетике их активных сред и в оценках влияния наведенного нестационарного поглощения на различных возбужденных компонентах активной среды. Новые экспериментальные данные важны для численного моделирования как мощных KrF лазеров [4], так и Kr₂F лазерных систем [5].

В контексте лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) преимуществами KrF лазеров по сравнению с твердотельными системами являются высокий коэффициент полезного действия, короткая длина волны излучения и возможность работать с частотой повторения импульсов до нескольких Гц с достаточно большим ресурсом непрерывной работы [4]. Быстрое восстановление инверсии населенностей в KrF усилителях позволяет усиливать цуги импульсов, следующих друг за другом с периодом от 2 нс, что, например, делает возможным применение схем углового мультиплексирования усиливаемых пучков. Цуги ультракоротких лазерных импульсов (УКИ) с периодом в несколько нс также перспективны для создания в атмосферном воздухе протяженных проводящих плазменных каналов и коммутации длинных электрических (молниевых) разрядов [6], а также направленной передачи СВЧ-излучения по плазменному волноводу [7]. Газообразная активная среда имеет малый нелинейный показатель преломления n_2 , ответственный за филаментацию лазерного пучка [8], а также высокий коэффициент усиления, и, следовательно, при усилении УКИ необходимо малое число проходов через усилитель, хотя контраст УКИ после усиления в таких системах достаточно низкий.

Преимуществами Kr₂F усилителей, помимо возможности работы с частотой повторения, являются большая ширина спектра усиления и высокая энергия насыщения, что позволяет эффективно усиливать УКИ. Полоса усиления тримера Kr₂F расположена в видимой (410÷460 нм) части спектра, где на сегодняшний день практически нет мощных твердотельных усилителей. В перспективе возможно получение УКИ петаваттного уровня мощности при использовании Kr₂F усилителей относительно небольшого объема [5]. Однако главным препятствием для практического использования таких усилителей являются малые коэффициенты усиления излучения и наличие в активной среде нестационарного поглощения, природа которого окончательно не ясна.

Исследования механизмов образования и гибели тримера Kr_2F , а также усиления и поглощения на нем ценны и с точки зрения исследований KrF лазеров, т.к. Kr_2F является одним из основных компонентов, участвующих в их кинетике.

Цели работы

1. Исследование флюоресценции и нестационарного поглощения в благородных газах Ne, Ar, Kr, которые могут входить в состав типичных лазерных смесей.
2. Изучение каналов образования Kr_2F в типичных эксимерных смесях.
3. Идентификация нестационарного поглощения, препятствующего усилению излучения и лазерной генерации на переходе $\text{Kr}_2\text{F}(4^2\Gamma \rightarrow 1,2^2\Gamma)$, изучение способов его уменьшения применительно к широкоапертурным лазерам с электронно-пучковой накачкой.
4. Исследование влияния добавок азота к рабочей смеси на кинетические процессы и на усиление излучения на переходе $\text{Kr}_2\text{F}(4^2\Gamma \rightarrow 1,2^2\Gamma)$ в широкоапертурных лазерных усилителях.
5. Измерение усиления на этом переходе и получение на нем лазерной генерации при параметрах, типичных для широкоапертурных эксимерных усилителей с электронно-пучковой накачкой.

Научная новизна

1. Экспериментально показано, что при параметрах, типичных для мощных KrF лазеров с электронно-пучковой накачкой канал образования Kr_2F через KrF не является определяющим. Найдено соотношение концентраций молекул Kr_2F и KrF в смеси Ar/Kr/F_2 , и оценена соответствующая величина коэффициента усиления на переходе $\text{Kr}_2\text{F}(4^2\Gamma \rightarrow 1,2^2\Gamma)$.

2. Обнаружено, что в смеси Ne/Kr , в отличие от прочих бинарных смесей благородных газов, при дезактивации молекулярных ионов Ne_2^+ не происходит передача энергии к более тяжелому газу с образованием гомоядерного молекулярного иона Kr_2^+ , ответственного за нестационарное поглощение в синей области спектра. Уточнена общая константа скорости тушения Ne_2^+ в смеси Ne/Kr .

3. Идентифицировано широкополосное нестационарное поглощение с максимумом на длине волны ~ 310 нм, возникающее в рабочей смеси KrF лазера под действием накачки, и препятствующее усилению излучения на переходе $\text{Kr}_2\text{F}(4^2\Gamma \rightarrow 1,2^2\Gamma)$. Показано, что оно в основном обусловлено переходом $(9^2\Gamma \leftarrow 4^2\Gamma)$ той же молекулы. При добавлении к рабочей смеси азота или при использовании NF_3 вместо F_2 получено широкополосное усиление и лазерный

эффект на переходе Kr_2F ($4^2\text{Г} \rightarrow 1,2^2\text{Г}$) при параметрах, типичных для мощных KrF лазеров с электронно-пучковой накачкой.

Практическая ценность

Экспериментальные данные по спектрам нестационарного поглощения фторсодержащих эксимерных смесей, а также измеренные в работе соотношения концентраций KrF и Kr_2F , могут быть использованы для сравнения с результатами численного моделирования кинетических процессов, протекающих в активной среде мощных KrF лазеров под действием электронно-пучковой накачки с целью проверки и уточнения моделей.

Усиление излучения и лазерный эффект на широкополосном переходе Kr_2F ($4^2\text{Г} \rightarrow 1,2^2\text{Г}$), продемонстрированные в работе, могут быть использованы для создания широкоапертурных усилителей ультракоротких импульсов видимого диапазона спектра с электронно-пучковой накачкой.

Сведения об апробации результатов работы

Результаты работы докладывались автором на следующих международных и российских научных конференциях и школах:

1. Российский Научный Форум «Демидовские Чтения», 25 февраля - 6 марта 2006, Москва - Екатеринбург – Томск, доклад «Динамика флюоресценции и поглощения излучения в эксимерных смесях Ar/Kr/F_2 в видимой и УФ областях спектра при возбуждении электронным пучком», опубликовано в тезисах конференции, с. 69.

2. XVII International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers & High Power Lasers, 15-19 September 2008, Lisbon, Portugal, доклад “Fluorescence and transient absorption spectra of excimer laser mixtures”, опубликовано в тезисах конференции Program and Abstracts, paper CP 03; Proc. SPIE, vol. 7131, 71311A (2008); doi:10.1117/12.817515.

3. II Всероссийская школа по лазерной физике и лазерным технологиям, 22-25 апреля 2008 г., Саров, доклад “Спектры флюоресценции и нестационарного поглощения лазерных эксимерных смесей на основе благородных газов, азота и галогенов”, опубликовано в Сборнике докладов, с.247-250.

4. Конференция "High-Power Lasers" в рамках международного симпозиума Photonics Europe (EPE10), 12-16 April 2010, Brussels, Belgium, доклад "Broadband amplification at Kr_2F trimer transition for short-pulse high-power laser applications.", опубликовано в тезисах конференции Proc. SPIE 7721, 77211H (2010); doi:10.1117/12.854593.

5. XIII Школа молодых ученых «Актуальные проблемы физики», 14-18 ноября 2010, Звенигород, доклад «Нестационарное поглощение и

флюоресценция благородных газов и эксимерных смесей», опубликовано в Сборнике трудов, с. 30-35.

Также, результаты работы опубликованы в ряде периодических изданий, входящих в диссертационный перечень ВАК, ссылки на которые приведены в конце автореферата. За цикл из шести публикаций и выступлений на конференциях по теме диссертации автору была присуждена премия им. Н.Г.Басова УНК ФИАН за 2010 год.

Личный вклад автора

Все изложенные в диссертации результаты получены лично автором, либо при его непосредственном участии.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Список использованной литературы содержит 125 наименований. Объем диссертации составляет 130 страниц машинописного текста, включая 43 рисунка и 3 таблицы.

Защищаемые положения

1. При параметрах, характерных для мощных KrF усилителей с электронно-пучковой накачкой, концентрация возбужденных молекул $Kr_2F(4^2\Gamma)$ в смеси Ar/Kr/F₂ в несколько раз превышает концентрацию молекулы KrF(B).

2. Основным фактором, препятствующим эффективному усилению излучения на переходе $Kr_2F(4^2\Gamma \rightarrow 1,2^2\Gamma)$ в синей области спектра, является возникающее под действием накачки широкополосное нестационарное поглощение на переходе той же молекулы $Kr_2F(9^2\Gamma \leftarrow 4^2\Gamma)$.

3. Использование смесей Ar/Kr/F₂ с добавками азота или с трифторидом азота вместо F₂ позволяет уменьшить нестационарное поглощение в смеси, в результате чего усиление на переходе $Kr_2F(4^2\Gamma \rightarrow 1,2^2\Gamma)$ начинает превалировать над ним. При этом эффективный коэффициент усиления имеет величину порядка 10^{-3} см^{-1} .

4. В смеси Ne/Kr, в отличие от других бинарных смесей благородных газов, не происходит образования гомоядерного молекулярного иона более тяжелого газа Kr_2^+ , ответственного за широкополосное поглощение в видимом диапазоне.

II. СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** изложена тема диссертационной работы, ее цели и задачи, представлено обоснование ее актуальности, публикации автора по теме диссертации, ее структура, краткое содержание, а также перечислены положения, выносимые на защиту.

В **Главе 1** проводится краткий обзор научных работ по теме диссертации. В п.1.1 приведены публикации, посвященные мощным лазерным системам с тера- и петаваттной пиковой мощностью, напр. [9, 10].

В п. 1.2 представлены работы, касающиеся усиления лазерного излучения на эксимерных молекулах KrF. Приведены типичные параметры KrF лазеров: длина волны $\lambda = 248,5$ нм, энергия кванта $h\nu=5$ эВ, ширина полосы усиления $\Delta\lambda_{1/2} \cong 2,5$ нм, плотность энергии насыщения $Q_s \cong 2$ мДж/см², сечение индуцированного излучения $\sigma=2,5 \cdot 10^{-16}$ см², радиационное время жизни возбужденного состояния $\tau_r \cong 6,5$ нс, время жизни с учетом тушащих столкновений $\tau_c \cong 2$ нс [1].

В п. 1.3 приведены основные характеристики возбужденных тримеров Kr₂F, такие как радиационное время жизни связанного состояния $\tau_r \approx 180$ нс [11] и потенциальные кривые из работы [12] (Рис. 1).

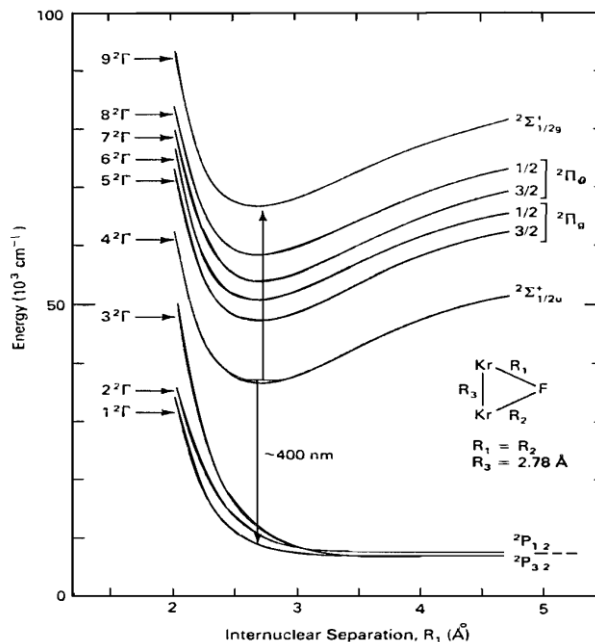


Рис.1. Потенциальные кривые молекулы Kr₂F (из работы [12])

В разных работах, рассмотренных в п. 1.3, ширина полосы поглощения Kr₂F(9²Г←4²Г) варьировалась от 33 нм [13] до 80 нм [14], а положение максимума полосы флюоресценции перехода Kr₂F (4²Г→1, 2²Г) – от ~390 нм [15] до 420 нм [5]. По теоретическим расчетам [16] максимумы флюоресценции Kr₂F расположены на 361 нм (4²Г→1²Г), 371 нм (4²Г→2²Г), и намного более слабый максимум на 395 нм (4²Г→3²Г). Таким образом, литературные данные, касающиеся флюоресценции и поглощения излучения на Kr₂F разрознены, и нуждаются в уточнении применительно к широкоапертурным лазерам с электронно-пучковой накачкой.

Также в п. 1.3 приведен рассчитанный в работе [5] коэффициент усиления слабого сигнала на переходе Kr_2F ($4^2\Gamma \rightarrow 1,2^2\Gamma$), который составил $2 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Отмечена описанная в работе [17] слабая лазерная генерация на переходе Kr_2F ($4^2\Gamma \rightarrow 1,2^2\Gamma$), которая была получена в послесвечении очень мощного импульса накачки в небольшой кювете объемом несколько см^3 при относительно высоком давлении около 6 атм. Сложности с получением генерации, очевидно, были обусловлены значительным нестационарным поглощением, предположительно возникающим на возбужденных компонентах активной среды, однако природа этого поглощения осталась до конца невыясненной. Кроме того, параметры, при которых была получена генерация в [17] достаточно далеки от параметров мощных широкоапертурных усилителей.

В п. 1.4 рассматриваются известные из литературы механизмы образования и гибели KrF и Kr_2F . KrF образуется по ионному и метастабильному каналам, а распадается по радиационному каналу, либо благодаря тушениям. Kr_2F может образовываться из KrF , Kr_2^+ и Kr_2^* [18]. По данным работы [19] в смесях, содержащих добавку азота, возможно образование Kr_2F из молекулы KrN_2F^* . Гибнут молекулы Kr_2F , вследствие столкновительных тушений, по радиационному каналу ($4^2\Gamma \rightarrow 1,2^2\Gamma$), а также при поглощении квантов излучения с последующим распадом [2, 18].

В п. 1.5 рассмотрены работы, посвященные нестационарному поглощению в смесях благородных газов. Ионизованные и возбужденные атомы, гомо- и гетероядерные эксимеры и молекулярные ионы благородных газов, являются одними из самых сильных поглощающих агентов в лазерах с электронно-пучковой накачкой [20]. Приведены известные из литературы данные по фотопоглощению на возбужденных молекулах и молекулярных ионах благородных газов.

В **Главе 2** описываются эксперименты по измерениям флюоресценции возбужденных молекул KrF и Kr_2F и исследованию их динамики в типичной эксимерной смеси Ar/Kr/F_2 .

В п. 2.1 описан эксимерный лазер «Бердыш» с поперечной электронно-пучковой накачкой, на котором проводились все измерения в данной работе. Приведены его основные параметры: активный объем лазерной камеры $10 \times 10 \times 110 \text{ см}^3$, энергия электронов накачки $250 \div 350 \text{ кэВ}$, полная энергия пучка накачки 900 Дж, пиковая плотность тока 50 А/см^2 , длительность импульса накачки по полувысоте 90 нс, максимальное давление смеси с содержанием галогенов до $\sim 1\%$ – до 2,5 атм. За отправную точку в данной работе была взята типичная для таких лазеров рабочая смесь Ar/Kr/F_2 с соотношениями

компонентов 91,8/8,9/0,3% и полным давлением 1,8 атм, для которой удельная мощность накачки составляет $\sim 0,7$ МВт/см³.

В п. 2.2 представлен интегральный за все время накачки спектр флюоресценции типичной смеси Ar/Kr/F₂ с широкой полосой перехода ($4^2\Gamma \rightarrow 1,2^2\Gamma$) молекулы Kr₂F с центром на $\lambda \sim 400$ нм, которая сильно промодулирована линиями поглощения атомов и ионов Ar и Kr.

В п. 2.3 описывается методика измерений флюоресценции в схеме с калиброванной относительной спектральной чувствительностью, позволяющая количественно сравнивать интенсивности различных полос флюоресценции. Излучение флюоресценции активной среды проходило через монохроматор, который настраивался на определенную длину волны, и регистрировалось ФЭУ с временным разрешением порядка 1 нс. Калибровка схемы проводилась с помощью импульсного источника на основе капиллярного разряда ИСИ-1, излучение которого соответствует абсолютно черному телу с температурой 39 ± 2 КК.

В п. 2.4 приведены результаты измерений флюоресценции переходов KrF (B \rightarrow X) и Kr₂F ($4^2\Gamma \rightarrow 1,2^2\Gamma$) в схеме с калиброванной относительной спектральной чувствительностью. Измерения проводились в «длинной» ($L=110$ см) и в «короткой» ($L=7,5$ см) активной среде, в которой флюоресценция практически не искажена усилением или нестационарным поглощением излучения. Показано, что молекулы Kr₂F ($4^2\Gamma$) образуются с задержкой $\tau \sim 15$ нс по сравнению с KrF (B), а время их жизни в смеси с учетом всех тушений составляет $\tau_{\text{столк+рад}} = 30 \pm 3$ нс. Приведены полученные спектры флюоресценции переходов KrF (B \rightarrow X) и Kr₂F ($4^2\Gamma \rightarrow 1,2^2\Gamma$), на основании сравнения интенсивностей и ширин их полос оценено соотношение их концентраций

$$\frac{A_{\text{Kr}_2\text{F}}}{A_{\text{KrF}}} \frac{\Delta\lambda_{\text{Kr}_2\text{F}}}{\Delta\lambda_{\text{KrF}}} \frac{\tau_{\text{Kr}_2\text{F}}}{\tau_{\text{KrF}}} = 6 \pm 0,5$$

и коэффициентов усиления

$\frac{g_{0\text{Kr}_2\text{F}}}{g_{0\text{KrF}}} \cong 0,056$; где $h\nu_{\text{Kr}_2\text{F}}$ и $h\nu_{\text{KrF}}$ – средние энергии квантов переходов, $A_{\text{Kr}_2\text{F}}$ и A_{KrF} – интенсивности полос в отн. ед., $\Delta\lambda_{\text{Kr}_2\text{F}}$ и $\Delta\lambda_{\text{KrF}}$ – ширины полос, а $\tau_{\text{Kr}_2\text{F}}$ и τ_{KrF} – радиационные времена жизни. По известному коэффициенту усиления слабого сигнала на переходе KrF (B \rightarrow X) $g_{0\text{KrF}} \cong 0,09$ см⁻¹ оценен таковой для Kr₂F ($4^2\Gamma \rightarrow 1,2^2\Gamma$), его значение составило $g_{0\text{Kr}_2\text{F}} \cong 0,0042$ см⁻¹.

В п. 2.5 описаны пробные эксперименты по измерению нестационарного поглощения с помощью зондирования активной среды излучением капиллярного разряда ИСИ-1. Полученный спектр содержит широкую полосу с максимумом на 335 нм и с поглощением в максимуме около $1,9$ м⁻¹.

В п. 2.6 описаны эксперименты по исследованию эффекта подавления флюоресценции перехода Kr_2F ($4^2\text{Г} \rightarrow 1,2^2\text{Г}$) интенсивным УФ излучением KrF ($\text{В} \rightarrow \text{Х}$). Если канал образования Kr_2F проходит через KrF , то причиной эффекта подавления является снижение концентрации KrF из-за вынужденных переходов. Другой причиной может быть фотоионизация молекул Kr_2F УФ квантами излучения KrF . Приведены экспериментальные зависимости амплитуды и энергии импульса флюоресценции перехода Kr_2F ($4^2\text{Г} \rightarrow 1,2^2\text{Г}$) от интенсивности излучения перехода KrF ($\text{В} \rightarrow \text{Х}$) при установке на лазерную камеру резонаторов различной добротности на 248 нм. На основании этих данных показано, что эффект подавления количественно объясняется фотоионизацией молекул Kr_2F УФ квантами излучения KrF с сечением $\sigma = (1,2 \div 1,6) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$, которое близко к значениям $\sigma = 1,6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ и $\sigma = 4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ из работ [12] и [1] соответственно. Большой разброс литературных данных по сечению фотоионизации не позволяет однозначно утверждать, что она является единственной причиной эффекта подавления, однако она точно вносит в него весомый вклад. Поэтому сделан вывод, что существует достаточно мощный канал образования Kr_2F «в обход» KrF .

В п. 2.7 перечислены основные выводы по второй главе диссертации.

В **Главе 3** описываются эксперименты по зондированию активных сред с использованием широкополосного источника на основе лазерной эрозионной плазмы.

В п. 3.1, который представляет собой введение к Главе 3, кратко описан оригинальный метод зондирования, применявшийся в экспериментах. Также кратко перечислены газы и смеси, в которых по данной методике измерялось нестационарное поглощение.

В п. 3.2 описана методика, заключающаяся в зондировании активной среды импульсным широкополосным излучением эрозионной лазерной плазмы, создаваемой на поверхности мишени из фторопласта или меди импульсом излучения вспомогательного лазера, синхронизованным с накачкой. Приведена схема измерений, типичная форма импульса зондирующего излучения, с длительностью около 75 нс по полувысоте, и типичный спектр зондирующего излучения, который близок к спектру излучения абсолютно черного тела с температурами $\sim 7000 \text{ К}$ для фторопластовой и $\sim 12000 \text{ К}$ для медной мишеней. Также спектр содержал полосы, соответствующие лазерному излучению, рассеянному в плазме и на материале мишени, и, в случае использования медной мишени, небольшое количество линий меди, что приводило к неправильному измерению поглощения на этих участках спектра. Импульсное широкополосное излучение лазерной плазмы коллимировалось линзой, проходило сквозь лазерную камеру, и регистрировалось широкополосным (190÷510 нм)

спектрометром с ПЗС линейкой. Сначала записывался спектр зондирующего излучения без накачки активной среды, затем спектр прошедшего зондирующего излучения с включенной накачкой, из которого вычитался спектр собственной флюоресценции среды (в случае если она имела место). Таким образом, для получения одного спектра нестационарного поглощения требовалось всего 2 или 1 (если отсутствовала флюоресценция) импульс накачки, что позволило набрать большой массив спектров нестационарного поглощения различных смесей.

В п. 3.3 отмечается, что в условиях проведенных экспериментов, в отличие от ряда работ, не было зафиксировано никакой флюоресценции в чистых благородных газах и в их смесях, что связано с относительно низкой чувствительностью схемы, предназначенной для регистрации интенсивных полос KrF , Kr_2F , ArF , Ar_2F , и т.п.

В п. 3.4 описываются измерения спектров нестационарного поглощения благородных газов – Ne, Ar и Kr и смесей Ar/Kr и Ne/Kr по описанной выше методике, приводятся полученные спектры. На всех этих спектрах наблюдается множество узких «пиков» на фоне широких полос. Наиболее выраженные пички идентифицированы, они коррелируют со спектральными линиями атомов, ионов, и с полосами димеров благородных газов. В чистом аргоне широкие полосы поглощения с максимумами на длинах волн 292 нм и 325 нм и с поглощением в максимуме около $3,5 \text{ м}^{-1}$, впервые наблюдавшиеся одновременно, в соответствии с литературными данными приписаны Ar_2^+ и Ar_2^* . Полученный спектр приведен на Рис. 2, заштрихованы области, в которых поглощение могло быть измерено некорректно (см. п. 3.2).

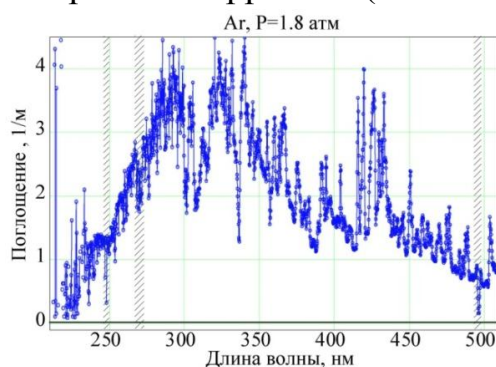


Рис. 2. Спектр нестационарного поглощения чистого аргона при давлении $p=1,8 \text{ атм}$.

В чистом криптоне наблюдалась только одна широкая полоса поглощения с максимумом на длине волны $\lambda \sim 320 \text{ нм}$, с шириной по полувысоте $\sim 180 \text{ нм}$, и с поглощением в максимуме около 2 м^{-1} , которая на основании литературных данных была приписана переходу $D^2\Sigma_g^+ \leftarrow X^2\Sigma_u^+$ димера Kr_2^+ . Наблюдавшаяся полоса гораздо шире, чем в случае оптического возбуждения, при котором ее

ширина составляла всего ~ 60 нм [21]. Такое отличие можно объяснить тем, что распределение населенности колебательных уровней Kr_2^+ не термализовано, т.к. их заселение в случае электронно-пучковой накачки происходит сверху. Согласно расчетам [22], при заселении 4 нижних колебательных уровней ширина полосы поглощения достигает ~ 180 нм.

Спектр нестационарного поглощения смеси Ar/Kr при давлении 1,8 атм с обычным для KrF лазеров содержанием криптона 9%, практически идентичен спектру чистого криптона. Такое поведение ожидаемо – хорошо известно, что при малой добавке более тяжелого благородного газа к более легкому, возбуждение эффективно передается к более тяжелому, и спектр флюоресценции такой смеси становится идентичен спектру тяжелого газа (см. напр. [23]).

Приведенный в п. 3.4 спектр поглощения в чистом неоне содержит широкую полосу с симметричной колоколообразной формой с максимумом на длине волны $\lambda \sim 285$ нм, с полушириной ~ 85 нм, и с поглощением в максимуме около $1,8 \text{ м}^{-1}$. Эти результаты хорошо согласуются с расчетами [22], выполненными для Ne_2^+ , что позволяет приписать ему наблюдаемую полосу поглощения. Других выраженных полос в диапазоне 190–510 нм не наблюдалось.

Было обнаружено, что добавление криптона к неону приводит к неожиданному результату, качественно отличному от смеси Ar/Kr. Постепенное увеличение концентрации криптона ведет к уменьшению поглощения на 285 нм, т.е. к уменьшению концентрации Ne_2^+ . При содержании криптона в смеси равном 9% полоса поглощения Ne_2^+ полностью исчезает, аналогично полосе Ar_2^+ в смеси Ar/Kr. Однако в смеси Ne/Kr не появляется полоса поглощения, принадлежащая Kr_2^+ , даже при достаточно больших (9%) добавках криптона, хотя появляются полосы поглощения на 428,5 нм и 430 нм, принадлежащие Kr_2^* . Предположительно энергия и заряд передаются гетероядерному эксимеру NeKr^+ , хотя его полос поглощения в исследуемом спектральном диапазоне зарегистрировано не было. Также в данной работе не наблюдалось полос, принадлежащих Ne_3^+ , Ar_3^+ и Kr_3^+ .

Также в п. 3.4 приводятся оценки сечений фотопоглощения для молекулярных ионов благородных газов Rg_2^+ . Чтобы оценить сечение фотопоглощения, необходимо в некоторый момент времени знать и коэффициент поглощения, и концентрацию поглощающего агента, которую проще всего определить для случая чистого Ne при давлении 2,5 атм, где все молекулярные ионы – это Ne_2^+ [24]. Если предположить, что атомарных ионов Rg^+ в плазме много меньше чем молекулярных Rg_2^+ , то, вследствие электронейтральности плазмы, концентрация последних приблизительно равна

электронной плотности. Согласно результатам расчетов, приведенным в [24], в аргоне с давлением 2 атм при накачке электронным пучком, концентрация Ar_2^+ превосходит концентрацию Ar^+ на порядок, и подобное соотношение имеет место также для Ne и Kr. В случае равенства концентрации Rg_2^+ и электронной плотности $n_e(t)$, последняя может быть рассчитана из уравнения $\frac{dn_e(t)}{dt} = W(t) \cdot \frac{1}{E_{ei}} - \alpha \cdot n_e^2(t)$, где $W(t)$ плотность мощности накачки, E_{ei} – энергия на образование одной электрон-ионной пары, α – константа скорости рекомбинации Rg_2^+ и электрона. В рамках сделанного выше предположения для каждого благородного газа – Ne, Ar и Kr при известной $W(t)$ можно рассчитать концентрацию Rg_2^+ в любой момент времени и построить «калибровочные» кривые, связывающие измеренный (усредненный за время зондирования) коэффициент поглощения, и его пиковое значение. По рассчитанным таким образом пиковым концентрациям Rg_2^+ и соответствующим пиковым коэффициентам поглощения были вычислены сечения их фотопоглощения. Эти сечения составили $\sigma_{\max}(\text{Ne}_2^+) = (2 \pm 0,2) \cdot 10^{-17}$, $\sigma_{\max}(\text{Ar}_2^+) = (1 \pm 0,3) \cdot 10^{-16}$ и $\sigma_{\max}(\text{Kr}_2^+) = (6 \pm 0,5) \cdot 10^{-17}$ см² на длинах волн $\lambda = 285, 295$ и 320 нм, соответствующих максимумам поглощения. Сечения для Ne и Kr хорошо согласуются с теоретическими рассчитанными значениями $\sigma_{\max}(\text{Ne}_2^+) = 2,0 \cdot 10^{-17}$ см² ($\lambda = 287$ нм) и $\sigma_{\max}(\text{Kr}_2^+) = 5,7 \cdot 10^{-17}$ см² ($\lambda = 322$ нм) [22]. Такое совпадение величин для криптона подтверждает допущения об отсутствии в возбужденном криптоне ионов Kr_3^+ и о равенстве концентраций свободных электронов и Kr_2^+ . Теоретические литературные значения сечений для аргона $\sigma_{\max}(\text{Ar}_2^+) = 4,8 \cdot 10^{-17}$ см² ($\lambda = 299$ нм) [22] и $\sigma_{\max}(\text{Ar}_2^+) = 3,8 \cdot 10^{-17}$ см² ($\lambda = 297$ нм) [25] меньше измеренных, что вероятно связано с вкладом в измеряемое поглощение полос Ar_2^* с центрами на длинах волн 305 и 325 нм.

Соотношения концентраций Rg^+ и Rg_2^+ в условиях данных конкретных экспериментов точно неизвестны. Времена жизни Rg_2^+ сравнимы с длительностью накачки, поэтому для точного расчета их концентраций требуется решать нестационарную задачу. Времена жизни Rg^+ составляют единицы наносекунд, поэтому на заднем фронте накачки и после ее окончания – когда проводилось зондирование – их концентрация значительно меньше пиковой, что повышает точность сделанных оценок сечений фотопоглощения Rg_2^+ . Несмотря на это, найденные значения сечений являются оценкой снизу, т.к. некоторое количество Rg^+ содержится в плазме в любом случае.

Также в п. 3.4 рассмотрена упрощенная кинетика смеси Ne/Kr, составлено кинетическое уравнение для концентрации Ne_2^+ . При значении «общей» константы скорости реакций гибели Ne_2^+ $\beta = (2 \pm 0,5) \cdot 10^{-30}$ см⁶/с, подобранном

вручную, получено хорошее согласие рассчитанных концентраций Ne_2^+ с измеренными. Значение $\beta = (2 \pm 0.5) \cdot 10^{-30} \text{ см}^6/\text{с}$ оказалось близко к значению $(3,7 \pm 2) \cdot 10^{-30} \text{ см}^6/\text{с}$, определенному в работе [26] по «непрямым» измерениям. Полученное значение константы является оценкой сверху, т.к. при расчете не учтены реакции, уменьшающие скорость образования Ne_2^+ , например, в реакции передачи заряда от Ne^+ к Kr^+ .

В п. 3.5 перечислены наиболее важные выводы из экспериментов по измерению нестационарного поглощения в благородных газах.

П. 3.6 посвящен флюоресценции и нестационарному поглощению смесей благородных газов с добавками азота Ar/N_2 , Kr/N_2 и $\text{Ar}/\text{Kr}/\text{N}_2$, смесей со фтором Ar/F_2 , Kr/F_2 , $\text{Ar}/\text{Kr}/\text{F}_2$, $\text{Ne}/\text{Kr}/\text{F}_2$, $\text{Ar}/\text{Kr}/\text{F}_2/\text{He}$, со фтором и добавками азота $\text{Ar}/\text{Kr}/\text{F}_2/\text{N}_2$, а также смесей с различными донорами фтора $\text{Ar}/\text{Kr}/\text{NF}_3$, $\text{Ne}/\text{Kr}/\text{NF}_3$, $\text{Ar}/\text{Kr}/\text{SF}_6$. Измерения проводились по методике зондирования излучением лазерной плазмы, описанной в п. 3.2.

Добавление фтора к криптону ведет к появлению полосы флюоресценции перехода ($B \rightarrow X$) молекулы KrF на 248 нм, а также полос переходов KrF ($C \rightarrow A$) на 275 нм и Kr_2F ($4^2\text{Г} \rightarrow 1,2^2\text{Г}$) на 420 нм с полушириной 65 нм. При этом спектр нестационарного поглощения содержал полосу с центром на длине волны 325 нм с полушириной ~ 90 нм (Рис. 3). Т.к. полосы флюоресценции и поглощения частично перекрываются, наблюдаемый спектр флюоресценции при длине активной области 110 см несколько искажен нестационарным поглощением, поэтому в п.3.6 приведен также скорректированный спектр, см. Рис. 3.

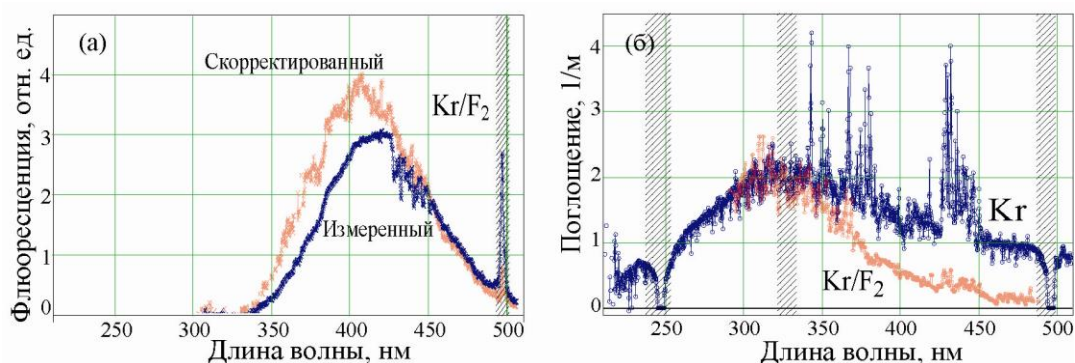


Рис. 3. Спектры (а) измеренной флюоресценции смеси Kr/F_2 (получены с использованием УФ фильтра) и флюоресценции, скорректированной на нестационарное поглощение, (б) поглощения в смеси $\text{Kr}/\text{F}_2 = 99.5/0.5$ и в чистом Kr при давлении $p=1,05$ атм.

В смеси Ar/F_2 также наблюдались полосы флюоресценции ($\lambda \cong 275$ нм, $\Delta\lambda \cong 60$ нм) и нестационарного поглощения ($\lambda \cong 300$ нм, $\Delta\lambda \cong 120$ нм), которые, согласно литературным данным, можно приписать тримеру Ar_2F . Показано, что известная из литературы и наблюдавшаяся в данной работе немонотонная зависимость интенсивности флюоресценции Ar_2F от давления смеси

обусловлена наличием нестационарного поглощения, и исчезает, если ввести на него соответствующую поправку.

Спектры флюоресценции и нестационарного поглощения тройных смесей Ar/Kr/F₂ и Ne/Kr/F₂, также приведенные в п. 3.6, близки к спектрам смеси Kr/F₂ и содержат те же полосы. Однако, как было показано выше, в смеси Ne/Kr отсутствуют примеси, поглощающие в исследуемом спектральном диапазоне (Rg₂⁺), следовательно, полоса поглощения, наблюдающаяся в смеси Ne/Kr/F₂, может быть обусловлена только Kr₂F (9²Г←4²Г). Поглощение в смеси Ar/Kr/F₂ практически идентично таковому в Ne/Kr/F₂, поэтому можно утверждать, что оно также обусловлено переходом Kr₂F (9²Г←4²Г). Это подтверждается одинаковой зависимостью флюоресценции на переходе Kr₂F (4²Г→1,2²Г) и поглощения в смеси Ar/Kr/F₂ от давления. Данный вывод имеет важное практическое значение: так как и усиливающий и поглощающий переходы начинаются на одном уровне 4²Г, то с точки зрения работы лазера на Kr₂F (4²Г→1,2²Г), это поглощение является насыщаемым.

Из того же сравнения смесей Ar/Kr/F₂ и Ne/Kr/F₂, следует, что в смеси Ar/Kr/F₂, полоса флюоресценции с центром на 275 нм с высокой достоверностью принадлежит переходу KrF(C-A), а не Ar₂F(4²Г→1,2²Г), который отсутствует в смеси с неоном.

В п. 2.6 было показано, что эффективность образования Kr₂F из KrF невелика. Если рассмотреть другие возможные каналы его образования, то в смеси Ne/Kr/F₂, где отсутствует Kr₂⁺, он может образовываться только из Kr₂^{*} и, возможно, из NeKrF. Во всех исследованных смесях (Ar/Kr/F₂, Ne/Kr/F₂, Kr/F₂, Ar/Kr/F₂+Ne) концентрация Kr₂F была приблизительно одинакова при сравнимом удельном энергокладе. Поэтому вероятно, что во всех перечисленных смесях Kr₂F образуется преимущественно по одному и тому же каналу, а таким каналом может быть только реакция Kr₂^{*} + F₂ → Kr₂F + F. При этом образование Kr₂^{*} в трехчастичных реакциях с участием атомов Ar, Kr и Ne, как третьего тела, идет практически с одинаковыми скоростями $k=(5\div 6)\cdot 10^{-32}$ см⁶/с [1]. Следовательно, и Kr₂F во всех этих смесях должен образовываться приблизительно с одинаковой эффективностью.

В работе продемонстрировано, что при замене F₂ на NF₃ или при добавках к смеси N₂ интенсивность флюоресценции переходов (C-A), и особенно (B-X) молекулы KrF уменьшается, а перехода Kr₂F (4²Г→1,2²Г) – увеличивается. То, что интенсивности полос Kr₂F и KrF ведут себя существенно по-разному, косвенно подтверждает вывод о том, что существует мощный канал образования Kr₂F в обход KrF. При этом в диапазоне λ≥400 нм измеряемое нестационарное поглощение сильно уменьшается, и даже становится отрицательным, что

означает усиление зондирующего сигнала. Так, в смеси Ar/Kr/F₂+N₂ в диапазоне 410÷500 нм было зарегистрировано широкополосное усиление с максимумом на длине волны $\lambda \cong 460$ нм и с величиной коэффициента усиления в максимуме $0,05 \div 0,2 \text{ м}^{-1}$ (в разных сериях измерений), см. Рис. 4. К сожалению, применявшаяся методика не позволяла измерить коэффициент усиления с большей точностью, для этого была применена методика многопроходowego зондирования, описанная в Главе 4. Причиной того, что при добавках азота усиление на переходе Kr₂F (4²Г→1,2²Г) начинает превалировать над поглощением на Kr₂F (9²Г←4²Г), вероятнее всего является ускоренная азотом релаксация по колебательным уровням внутри состояния Kr₂F(4²Г), а также снижение электронной температуры.

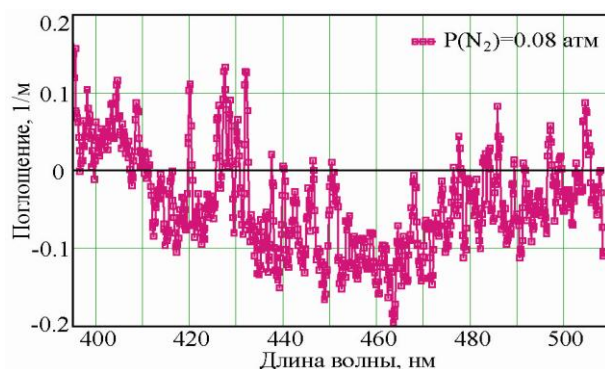


Рис. 4. Часть спектра нестационарного поглощения смеси Ar/Kr/F₂/N₂ при полном давлении $p = 1,8$ атм и парциальном давлении N₂ $p = 0,08$ атм.

В результате распределение населенностей колебательных уровней внутри (4²Г) смещается вниз, соответственно полоса поглощения (9²Г←4²Г) сдвигается в коротковолновую область, а полоса флюоресценции (усиления) (4²Г→1,2²Г) – в длинноволновую. Более выраженный аналогичный эффект наблюдался и в смеси Kr/N₂ для поглощения на молекулярном ионе Kr₂⁺, имеющем очень похожую структуру потенциальных кривых.

Также в п. 3.6 работы продемонстрировано уменьшение нестационарного поглощения в чистых благородных газах при добавках азота. При этом добавки азота к чистому Ar, а также к смеси Ar/Kr уменьшают поглощение гораздо значительнее, чем в случае аналогичных добавок к чистому Kr. Это говорит о том, что энергия эффективно передается от высоколежащих состояний аргона к азоту. В п. 3.7 перечислены основные выводы из экспериментов, описанных в п. 3.6.

В **Главе 4** описаны измерения усиления на Kr₂F с помощью многопроходowego зондирования активной среды излучением лазера на красителе. Погрешность измерений коэффициента усиления в описанных выше

экспериментах была соизмерима с эффективным коэффициентом усиления. Для более точного измерения потребовалось увеличение числа проходов зондирующего излучения через активную область.

В п. 4.1 описывается схема измерений, в которой для зондирования использовались специально разработанные лазеры на красителях кумарин-120 ($\lambda \approx 440$ нм, $\Delta\lambda \approx 8$ нм) и кумарин-47 ($\lambda \approx 460$ нм, $\Delta\lambda \approx 8$ нм), которые накачивались вспомогательным KrF лазером, и выдавали импульсы длительностью около 30 нс. Зондирующий импульс лазера на красителе совершал 7 проходов между внешними зеркалами, каждый раз проходя сквозь активную среду и сквозь два толстых ($H=25$ мм) окна камеры, сделанных из CaF₂. Затем пучок лазера на красителе проходил через монохроматор, настроенный на соответствующую длину волны, и регистрировался ФЭУ.

В п. 4.2 приводятся результаты измерений, полученные на описанной выше схеме. Было обнаружено сильное поглощение, наведенное в оптических элементах схемы (в окнах камеры) рентгеновским излучением, которое генерируется электронным пучком накачки. В результате его влияния пропускание камеры составляло от 20 до 40%. Для уменьшения влияния наведенного в оптике поглощения была применена схема с внутренними зеркалами, описанная в п. 4.3. Вместо окон камеры из CaF₂ были установлены напылением внутрь диэлектрические зеркала на стеклянных подложках М1 и М2 с коэффициентами отражения 99% и 95% на длинах волн 440 и 460 нм соответственно, а в их центральной области было удалено напыление для ввода и вывода зондирующего излучения. Также внутри кюветы под углом к оси были установлены тонкие стеклянные пластинки П1 и П2 толщиной $h=2,5$ мм каждая, которые препятствовали многопроходovому усилению излучения перехода $B \rightarrow X$ молекулы KrF на длине волны 248 нм. В такой схеме зондирующее излучение только дважды проходит сквозь толстые окна кюветы, и 14 раз сквозь тонкие пластинки П1 и П2. При наполнении кюветы типичными газовыми смесями и введении задержки между накачкой и зондирующим импульсом 500÷700 нс, ее пропускание, обусловленное наведенным поглощением в оптике, составляло $T_w(t \sim 600 \text{ нс}) \approx 75 \pm 5\%$. При этом, данная величина не учитывает релаксацию наведенного поглощения за времена порядка 500÷700 нс [27, 28].

В п. 4.4 описаны измерения усиления в рабочей смеси Ar/Kr/NF₃ в схеме с внутренними зеркалами. В ходе измерений варьировалась задержка между включением накачки и вводом импульса зондирующего излучения $\tau_{\text{ввода}}$, давление и состав смеси, длина волны зондирующего излучения. Согласно данным предыдущих измерений, усиление на переходе Kr₂F ($4^2\Gamma \rightarrow 1,2^2\Gamma$) превалирует над поглощением в интервале от 410 до 500 нм, и достигает

максимального значения на длине волны 460 нм. Действительно, наиболее эффективное усиление наблюдалось в смеси Ar/Kr/NF₃ с давлениями компонентов 1,64/0,16/0,0056 атм при зондировании излучением лазера на красителе кумарин-47 (полоса 456÷464 нм) при задержке $\tau_{\text{ввода}} \approx 90 \div 110$ нс. Среднее измеренное усиление импульса зондирующего излучения (пропускание) на семи проходах составило в этом случае $G_{\text{meas}}(t \approx 90 \text{ нс}) \approx 1,12$, что соответствует коэффициенту усиления $g_{\text{meas}} = 2,5 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. С учетом поправки на наведенное в оптике поглощение $T_w(t \sim 600 \text{ нс}) \approx 75\%$ эффективное усиление сигнала в активной среде составило соответственно $G_{\text{эффект}}(t \approx 90 \text{ нс}) \approx 1,6$ (эффективное усиление). Соответствующий эффективный коэффициент усиления $g_{\text{эффект}}(t \approx 90 \text{ нс})$ в разных сериях изменялся в диапазоне $(6 \pm 2) \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. Немного меньшие значения коэффициента усиления были получены для смеси Ar/Kr/N₂/F₂ с давлениями компонентов 1,54/0,16/0,1/0,0056 атм. Разброс измеренных значений коэффициента усиления связан в первую очередь с его малостью. Небольшие трудноконтролируемые изменения параметров, таких как мощность накачки, синхронизация накачки и зондирования, наличие малых примесей (в первую очередь воздуха) в исследуемой смеси, деградация смеси, адсорбция и десорбция различных компонентов смеси в кювете, накопление и релаксация наведенных дефектов в оптике, и т.п., могут приводить к большим относительным изменениям малого измеряемого коэффициента усиления.

Также, было зафиксировано долгоживущее поглощение, накапливающееся от импульса к импульсу накачки, которое может быть связано с травлением оптики (стекла) агрессивным газом NF₃, появлением в смеси под действием накачки ряда фторидов азота, поглощающих в этой области, или наличием долгоживущего поглощения, наведенного в оптических элементах рентгеновским излучением.

В п. 4.5 описывается получение лазерного эффекта на переходе Kr₂F (4²Г→1,2²Г). Схема, использовавшаяся для получения лазерного эффекта, отличалась от предыдущей тем, что зеркала, установленные внутри камеры, были съюстированы по одной оптической оси с помощью юстировочного лазера и образовывали резонатор. На той же оптической оси был установлен монохроматор, настроенный на диапазон длин волн 456±4,8 нм, близкий к максимуму усиления на Kr₂F. В камере была смесь Ar/Kr/NF₃, на которой при зондировании было получено максимальное усиление. При съюстированном резонаторе в момент времени $\tau \approx 100$ нс от начала накачки сигнал с ФЭУ резко возрастал, и в 5 раз превышал сигнал, полученный при разъюстированном резонаторе. Участок резкого роста объясняется возникновением в резонаторе генерации, а наличие задержки относительно начала накачки хорошо

согласуется с предыдущими измерениями. Следует отметить, что после проведения нескольких серий экспериментов на стеклянных пластинках внутри камеры невооруженным глазом наблюдались следы травления – поверхности были помутневшими. Это практически не влияло на результаты зондирования, т.к. потери на рассеяние в этих элементах автоматически учитывались в опорном сигнале, но, разумеется, препятствовало развитию лазерной генерации.

В п. 4.6 анализируются результаты зондирования активной среды излучением лазера на красителе. Обсуждается ряд работ (напр. [27, 28, 29]), посвященных поглощению, наведенному в оптических стеклах рентгеновским излучением и электронными пучками, а также релаксации этого поглощения. Основываясь на данных этих работ, можно считать, что оптическая плотность наведенного поглощения в оптических элементах схемы, непосредственно измеренная в момент времени $t \cong 600$ нс после накачки, спадает в 2÷5 раз по сравнению со значением в момент времени, в который производится зондирование $t=t_m$. При введении поправки на это поглощение значение эффективного коэффициента усиления составляет $g_{\text{эффект}} \cong (1\div 2) \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Эта величина является оценкой сверху, и близка к оценке коэффициента усиления слабого сигнала на переходе $\text{Kr}_2\text{F}(4^2\text{Г} \rightarrow 1,2^2\text{Г})$ из предыдущих измерений и расчетов [5]. Приведенные значения получены для удельной мощности накачки $\cong 0,65 \text{ МВт/см}^3$, характерной для широкоапертурных эксимерных усилителей, что определяет их прикладную ценность.

В п. 4.7 рассматриваются возможные перспективы применения перехода $4^2\text{Г} \rightarrow 1,2^2\text{Г}$ молекулы Kr_2F . Отмечается, что наличие наведенного в оптике поглощения, а также образование в смеси поглощающих агентов, которые ответственны за накапливающееся поглощение, не является принципиальным препятствием для применений. Необходимым условием работы мощного эксимерного лазера с электронно-пучковой накачкой с частотой повторения импульсов порядка нескольких Гц, является интенсивная прокачка рабочей смеси через лазерную камеру, при которой может производиться очистка смеси от нежелательных примесей. Внутри лазерной камеры могут быть расположены поворотные зеркала с высоким коэффициентом отражения в полосе усиления Kr_2F , для которых несущественно наведенное в толще материала поглощение. При этом вводное и выводное окна лазерной камеры могут быть расположены в районе геометрической тени, создаваемой специальными поглотителями для рентгеновского излучения, которое возникает в активном объеме, и не отражается от зеркал. Применение оптических элементов из фторостойкого материала, например CaF_2 , позволит избежать их химического травления фтором или донором фтора (NF_3). Предложенная схема позволит реализовать

эффективный коэффициент усиления порядка 10^{-3} см^{-1} при сохранении всех преимуществ газовых лазеров с электронно-пучковой накачкой, таких как масштабируемость, возможность работы с частотой повторения, и т.д.

В п. 4.8 перечислены выводы по экспериментам, описанным в Главе 4.

В **Заключении** диссертации перечисляются основные результаты работы.

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ниже перечислены основные научные результаты данной работы.

1. Экспериментально показано, что при параметрах, типичных для мощных KrF лазеров с электронно-пучковой накачкой канал образования Kr_2F через KrF не является определяющим. На основании сравнения интенсивностей флюоресценции в схеме измерений с калиброванной относительной спектральной чувствительностью оценено соотношение пиковых концентраций молекул Kr_2F и KrF в типичной для KrF лазера с электронно-пучковой накачкой смеси Ar/Kr/ F_2 , которое составило $\text{---} = 6 \pm 0,5$. Соответствующая величина коэффициента усиления на переходе $\text{Kr}_2\text{F} (4^2\Gamma \rightarrow 1,2^2\Gamma) \sim 0,0042 \text{ см}^{-1}$.

2. С помощью разработанной методики зондирования возбужденной среды излучением эрозионной лазерной плазмы получены спектры нестационарного поглощения в благородных газах Ne, Ar и Kr и их смесях в диапазоне от 200 до 500 нм. Оценены сечения широкополосного поглощения молекулярных ионов Rg_2^+ на длинах волн $\lambda = 285, 295$ и 320 нм, соответствующих максимумам поглощения: $\sigma_{\text{max}}(\text{Ne}_2^+) = (2 \pm 0,2) \cdot 10^{-17}$, $\sigma_{\text{max}}(\text{Ar}_2^+) = (1 \pm 0,3) \cdot 10^{-16}$ и $\sigma_{\text{max}}(\text{Kr}_2^+) = (6 \pm 0,5) \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$. Обнаружено, что в смеси Ne/Kr отсутствует полоса поглощения, принадлежащая Kr_2^+ . В отличие от прочих бинарных смесей в ней при дезактивации молекулярных ионов Ne_2^+ не образуются гомоядерные молекулярные ионы Kr_2^+ . Уточнена общая константа скорости тушения Ne_2^+ в смеси Ne/Kr $\beta = (2 \pm 0,5) \times 10^{-30} \text{ см}^6/\text{с}$.

3. Показано, что нестационарное поглощение, препятствующее усилению излучения на переходе $4^2\Gamma \rightarrow 1,2^2\Gamma$ в смеси Ar/Kr/ F_2 , в основном обусловлено переходом ($9^2\Gamma \leftarrow 4^2\Gamma$) молекулы Kr_2F . Малые добавки азота или использование NF_3 вместо F_2 приводят к изменению баланса усиления и поглощения и к появлению широкополосного (от 410 до 500 нм) усиления порядка 10^{-3} см^{-1} . Получен лазерный эффект на переходе $\text{Kr}_2\text{F} (4^2\Gamma \rightarrow 1,2^2\Gamma)$.

4. Максимальный коэффициент усиления излучения на переходе $4^2\Gamma \rightarrow 1,2^2\Gamma$ молекулы Kr_2F в диапазоне длин волн $456 \div 464$ нм, измеренный при многопроходном зондировании активной среды Ar/Kr/ NF_3 излучением лазера на красителе составил $g = 2,5 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. С учетом нестационарного поглощения,

наведенного в оптических элементах измерительной схемы тормозным рентгеновским излучением электронного пучка накачки, эффективный коэффициент усиления $g_{\text{эффект}}$ составил от 0.4×10^{-3} до $2 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Публикации автора по теме диссертации

1. V.D. Zvorykin, N.V. Didenko, A.A. Ionin, I.V. Kholin, A.V. Konyashenko, O.N. Krokhin, A.O. Levchenko, A.O. Mavritskii, G.A. Mesyats, A.G. Molchanov, M.A. Rogulev, L.V. Seleznev, D.V. Sinitsyn, S.Yu. Tenyakov, N.N. Ustinovskii, D.A. Zayarnyi, GARPUN-MTW: A hybrid Ti:Sapphire/KrF laser facility for simultaneous amplification of subpicosecond/nanosecond pulses relevant to fast-ignition ICF concept // *Laser and Particle Beams*. 2007. V. 25(3). P. 435-451.

2. V.D. Zvorykin, S.V. Arlantsev, R.V. Gaynutdinov, I.V. Kholin, A.O. Levchenko, N.N. Mogilenetz, A.G. Molchanov, V.F. Oreshkin, M.A. Rogulev, S.I. Sagitov, A.P. Sergeev, P.B. Sergeev, D.B. Stavrovskii, N.N. Ustinovskii, D.A. Zayarnyi, Quests for Inertial Fusion Energy conducted at GARPUN KrF laser facility // *Journal of Physics: Conference Series*. 2008. V. 112. paper 032055.

3. А.О. Левченко, В.Д. Зворыкин, С.В. Лихоманова, Н.Н. Устиновский, В.Ф. Штанько, Усиление и генерация излучения на переходе $4^2\text{Г} \rightarrow 1,2^2\text{Г}$ молекулы Kr_2F в широкоапертурном лазере с накачкой электронным пучком // *Квант. Электроника*. 2010. №40(3). С. 203–209.

4. A.O. Levchenko, N.N. Ustinovskii and V.D. Zvorykin, Novel technique for transient absorption probing // *Journal of Russian Laser Research*. 2010. V. 31(5). P.475-480.

5. A. O. Levchenko, N. N. Ustinovskii, and V. D. Zvorykin, Absorption spectra of e-beam-excited Ne, Ar, and Kr, pure and in binary mixtures // *J. Chem. Phys.* 2010. V. 133. P. 154301.

6. N.N. Ustinovskii, A.O. Levchenko, and V.D. Zvorykin, Transient absorption and laser gain in e-beam-excited Ar/Kr/NF₃(F₂ + N₂) gas mixtures // *Laser and Particle Beams*. 2011. V. 29. P. 141–152.

Список литературы цитируемой в автореферате

1. Молчанов А.Г., Теория активных сред эксимерных лазеров // Труды ФИАН. 1986. т. 171. С. 54-127. .

2. Эксимерные лазеры /Под ред. Ч. Роудза, –М.: Мир, 1981.

3. Газовые лазеры /Под ред. И. Мак-Даниеля и У.Нигэна –М.: Мир, 1986.

4. Obenschain S.P., Sethian J.D., Schmitt A.J. A Laser Based Fusion Test Facility // Fusion Sci. Tech. 2009. V. 56. № 2. P. 594-603.
5. Molchanov A. G. Short pulse amplification in a KrF-laser and the petawatt excimer laser problem // J. Phys. IV France. 2006. V. 133. P. 665-668.
6. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н. Управление протяженными высоковольтными электрическими разрядами в атмосферном воздухе УФ излучением KrF-лазера // Квант. Электроника. 2011. №41 (3), с. 227–233.
7. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н., Сметанин И.В. Транспортировка СВЧ излучения в плазменных волноводах скользящих мод // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. в. 5. с. 244-248.
8. В.П. Кандидов, С.А. Шлёнов, О.Г. Косарева, "Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения", Квант. электроника, 2009, 39 (3), 205–228.
9. Коржиманов А.В., Гоносков А.А., Хазанов Е.А., Сергеев А.М. Горизонты петаваттных лазерных комплексов// УФН. 2011. Т. 181, с. 9-32.
10. Moses E.I. Ignition and inertial confinement fusion at the National Ignition Facility // J. Phys.: Conf. Ser. 2010. V. 244. 012006.
11. Quigley G.P., Hughes W.M. The radiative lifetime and quenching of KrF // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 32. P. 649.
12. Geohegan D.B., and Eden J.G. Absorption spectrum of $\text{Kr}_2\text{F}(4^2\Gamma)$ in the near ultraviolet and visible ($335 < \lambda < 600$ nm): Comparison with $\text{Kr}_2\text{F}(1(1/2)\text{u})$ measurements // J. Chem. Phys. 1988. V. 89 (6). P. 3410–3427. .
13. Schloss J H, Tran H C and Eden, Photodissociation of $\text{Kr}_2\text{F}(4^2\Gamma)$ in the ultraviolet and near-infrared: Wavelength dependence of KrF ($\text{B}2\Sigma$) yield // J. Chem. Phys. 1997. V. 106. P. 5423-28.
14. Greene D.P., McCown A.W. Transient absorption spectroscopy of $\text{Kr}_2\text{F}(4^2\Gamma)$ // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. P. 1965-1967.
15. Xu J., Gadomski W., Setser D. W. Electronic quenching rate constants of $\text{KrF}(\text{B},\text{C})$ and Kr_2F^* // J. Chem. Phys. 1993. V. 99. P. 2591-2600.
16. Wadt W. R., Hay P. J. Electronic states of Ar_2F and Kr_2F // J. Chem. Phys. 1978. V. 68. P. 3850-63.
17. Tittel F.K., Smayling M., Wilson W.L. Blue laser action by the rare-gas halide trimer Kr_2F // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 37. P. 862-864.
18. Boichenko A. M., Tarasenko V. F., Yakovlenko S. I. Exciplex RareHalide Lasers // Laser Physics. 2000. V. 10. P. 1159–87.

19. Зуев В.С., Канаев А.В., Михеев Л.Д., Ставровский Д.Б. Исследование люминесценции в области 420 нм при фотолизе KrF_2 в смесях с Ar, Kr, N_2 // Квантовая электроника. 1981. т. 8. с. 2183 .
20. L. F. Champagne, “Transient Absorption in UV Spectral Range”, in Applied Atomic Collision Physics. Vol. 3, Gas Lasers, edited by E.W. McDaniel & W. L. Nighan, Academic Press, New York, (1982).
21. Jones R. B., Tran H. C., Eden J. G. Photoabsorption of Kr^+_2 in the ultraviolet: Revisited // J. Chem. Phys. 1995. V. 102. P. 4329-33.
22. Michels H. H., Hobbs R. H., Wright L. A. Electronic structure of the noble gas dimer ions. II. Theoretical absorption spectrum for the $A\ 2\Sigma^+1/2u \rightarrow D\ 2\Sigma\ 1/2g^+$ system // J. Chem. Phys. 1979. V. 71. P. 5053-62.
23. Brau C A 1984 Rare Gas Halogen Excimers in Excimer lasers 2nd edn edited by Rhodes Ch K, (New York: Springer).
24. Champagne L F 1982 Transient Absorption in UV Spectral Range in Applied Atomic Collision Physics Vol 3, Gas Lasers, edited by E W McDaniel & W L Nighan (New York: Academic Press).
25. Wadt W. R. The electronic states of Ne_2^+ , Ar_2^+ , Kr_2^+ , and Xe_2^+ . II. Absorption cross sections for the $1(1/2)u \rightarrow 1(3/2)g$, $1(1/2)g$, $2(1/2)g$ transitions // J. Chem. Phys. 1980. V. 73. P. 3915-26.
26. Collins C. B., Lee F. W. Measurement of the rate coefficients for the bimolecular and termolecular ion–molecule reactions of Ne_2^+ with selected atomic and molecular species // J. Chem. Phys. 1980. V. 72. P. 5381-89.
27. Арбузов В.И., Волчек А.О., Гусаров А.И., Лисицын В.М., Яковлев В.Ю. Радиационно-индуцированное нестационарное поглощение в многокомпонентных силикатных стеклах // Оптический журнал. 2004. Т. 71. #2.
28. Volchek A. O., et al. Transient optical transmission changes induced by pulsed electron radiation in commercial crown silicate glasses // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section B. 2003.V. 211. Issue 1. P. 100-106. .
29. Левченко А.О., Зворыкин В.Д., Лихоманова С.В., Устиновский Н.Н., Штанько В.Ф. Усиление и генерация излучения на переходе $42\Gamma \rightarrow 1,22\Gamma$ молекулы Kr_2F в широкоапертурном лазере с накачкой электронным пучком // Квант. Электроника. 2010. Т. 40 (3). С. 203–209.