

# Усиление и генерация излучения на переходе $4^2\Gamma \rightarrow 1, 2^2\Gamma$ молекулы $\text{Kr}_2\text{F}$ в широкоапертурном лазере с накачкой электронным пучком

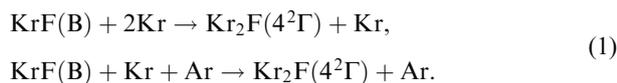
А.О.Левченко, В.Д.Зворыкин, С.В.Лихоманова, Н.Н.Устиновский, В.Ф.Штанько

*В лазере «Бердыш» с накачкой электронным пучком и активным объемом 10 л получено усиление излучения и лазерная генерация в видимом диапазоне (430–470 нм) на широкополосном переходе  $4^2\Gamma \rightarrow 1, 2^2\Gamma$  трехатомной молекулы  $\text{Kr}_2\text{F}$ , представляющем интерес для усиления ультракоротких лазерных импульсов. Показано, что наряду с поглощением лазерного излучения в активной среде, существенную роль в динамике усиления играет короткоживущее поглощение, наведенное в окнах усилителя тормозным рентгеновским излучением. При удельной мощности накачки 0.6–0.7 МВт/см<sup>3</sup> коэффициент усиления с поправкой на нестационарное поглощение составил  $\sim 10^{-3}$  см<sup>-1</sup>. Предложена схема  $\text{Kr}_2\text{F}$ -усилителя, позволяющего усилить ультракороткие импульсы до мультитераваттной пиковой мощности в активном объеме порядка 10 л.*

**Ключевые слова:** усиление излучения на широкополосном переходе трехатомной молекулы  $\text{Kr}_2\text{F}$ , накачка электронным пучком, нестационарное наведенное поглощение излучения.

## 1. Введение

Возможность усиления ультракоротких лазерных импульсов (УКИ) на переходе  $4^2\Gamma \rightarrow 1, 2^2\Gamma$  трехатомной молекулы (тримера)  $\text{Kr}_2\text{F}$  обсуждалась в работе [1]. Энергия возбужденного состояния  $4^2\Gamma$  молекулы  $\text{Kr}_2\text{F}$  меньше, чем состояния В двухатомной молекулы  $\text{KrF}$ , ответственного за лазерную генерацию на УФ переходе  $\text{KrF}$  (В  $\rightarrow$  X) с длиной волны  $\lambda = 248$  нм [2]. Вследствие этого тримеры эффективно образуются в трехчастичных реакциях, протекающих в активной среде  $\text{KrF}$ -лазеров при накачке типичных газовых смесей  $\text{Ar} - \text{Kr} - \text{F}_2$ :



Тримеры  $\text{Kr}_2\text{F}$  ( $4^2\Gamma$ ) играют заметную роль в работе  $\text{KrF}$ -лазера, являясь насыщаемым поглотителем УФ излучения. В свою очередь, генерация УФ излучения приводит к уменьшению концентрации молекул  $\text{KrF}$  (В) и, соответственно, скорости образования  $\text{Kr}_2\text{F}$  ( $4^2\Gamma$ ) в процессах (1). Если приняты специальные меры к подавлению генерации на молекулах  $\text{KrF}$ , то происходит накопление возбужденных молекул  $\text{Kr}_2\text{F}$  ( $4^2\Gamma$ ) за счет их относительно большого радиационного времени жизни  $\tau_r \sim 180$  нс [3] (для сравнения  $\tau_r$  молекул  $\text{KrF}$  составляет 6.5 нс). При типичной удельной мощности электронно-пучковой накачки  $\sim 1$  МВт/см<sup>3</sup> концентрация тримеров  $\text{Kr}_2\text{F}$  ( $4^2\Gamma$ ) в два раза превышает концентрацию молекул  $\text{KrF}$  (В) [4]. Поскольку состояние  $1, 2^2\Gamma$  молекулы  $\text{Kr}_2\text{F}$

отгаливительное, это автоматически приводит к инверсии населенностей на переходе  $4^2\Gamma \rightarrow 1, 2^2\Gamma$ . Из-за крутого наклона потенциальной кривой нижнего состояния переход  $4^2\Gamma \rightarrow 1, 2^2\Gamma$  имеет очень широкую полосу флуоресценции ( $\Delta\lambda \sim 70$  нм) с максимумом вблизи  $\lambda = 400$  нм [5]. Вследствие этого сечение вынужденного излучения  $\sigma = \lambda^4 / (8\pi c \tau_r \Delta\lambda) = 2.3 \times 10^{-18}$  см<sup>2</sup> мало, тогда как плотность энергии насыщения, наоборот, велика:  $Q_s = h\nu/\sigma \approx 0.2$  Дж/см<sup>2</sup>; она на два порядка превышает соответствующее значение для  $\text{KrF}$ -лазера и лишь немного уступает плотности энергии насыщения для твердотельных лазеров. Таким образом, широкополосный переход  $\text{Kr}_2\text{F}$  ( $4^2\Gamma \rightarrow 1, 2^2\Gamma$ ) весьма привлекателен для усиления УКИ со спектрально-ограниченной длительностью  $\sim 10$  фс, причем частота второй гармоники излучения  $\text{Ti} : \text{сапфира}$  лазера попадает в полосу усиления  $\text{Kr}_2\text{F}$ , что позволяет использовать этот лазер в качестве задающего генератора УКИ на гибридной лазерной системе:  $\text{Ti} : \text{сапфир} - \text{Kr}_2\text{F}$ .

Нелинейный показатель преломления газовых сред эксимерных лазерных усилителей на несколько порядков меньше, чем в твердотельных системах, поэтому в них в принципе возможно прямое усиление нечирпированных УКИ. Немаловажно и то, что усилители с накачкой электронным пучком могут быть масштабированы до очень больших размеров и апертур  $\sim 1$  м<sup>2</sup> [6], что теоретически позволяет получать от усилителя на  $\text{Kr}_2\text{F}$  в режиме насыщения выходную энергию УКИ до нескольких сотен джоулей. Возможность работы с частотой повторения импульсов несколько герц с весьма большим ресурсом имеет первостепенное значение для ряда приложений такого усилителя, например в составе мультитераваттного лазера для быстрого зажигания в лазерном термоядерном синтезе (ЛТС) [7]. Перечисленные достоинства лазерного  $\text{Kr}_2\text{F}$ -усилителя при условии эффективного извлечения запасенной в его активной среде энергии позволяют ему успешно конкурировать с твердотельными системами генерации УКИ.

А.О.Левченко, В.Д.Зворыкин, С.В.Лихоманова, Н.Н.Устиновский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: levchenk@sci.lebedev.ru, zvorykin@sci.lebedev.ru  
В.Ф.Штанько. Томский политехнический университет, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 30

Поступила в редакцию 21 декабря 2009 г.

В работе [4] на основе численного моделирования и измерения спектров флуоресценции молекул  $Kr_2F$  коэффициент усиления слабого сигнала на переходе  $4^2G \rightarrow 1, 2^2G$  был оценен на уровне  $g_0 \sim 2 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ . Ранее на этом переходе наблюдалась только слабая лазерная генерация, которая была получена в небольшой кювете с объемом всего несколько кубических сантиметров при давлении рабочей смеси  $\sim 6$  атм после окончания короткого ( $\sim 10$  нс) импульса электронно-пучковой накачки с очень высокой удельной мощностью ( $\sim 10 \text{ МВт/см}^3$ ) [8]. Сложности с получением генерации, как полагают авторы работ [8, 9], были обусловлены значительным нестационарным поглощением, возникающим на возбужденных компонентах активной среды в процессе накачки, однако природа этого поглощения осталась до конца не выясненной. В работах [10, 11] наблюдалось значительное уменьшение нестационарного поглощения при малых добавках азота в рабочую смесь  $Ar-Kr-F_2$  (или использования  $NF_3$  вместо  $F_2$ ) при полном давлении смеси 1–2 атм и умеренной удельной мощности электронно-пучковой накачки  $0.6-0.7 \text{ МВт/см}^3$ . За счет этого в диапазоне длин волн 430–470 нм удалось получить слабое усиление излучения на переходе  $Kr_2F$  ( $4^2G \rightarrow 1, 2^2G$ ), хотя погрешность измерений была соизмерима с величиной усиления.

Задачей настоящей работы в продолжение [10, 11] было более точное измерение коэффициентов усиления на переходе  $Kr_2F$  ( $4^2G \rightarrow 1, 2^2G$ ) и выяснение роли нестационарного поглощения в окнах усилителя, наведенного тормозным рентгеновским излучением, сопутствующим электронно-пучковой накачке.

## 2. Экспериментальная установка и результаты измерений

Эксперименты проводились на лазерном модуле «Бердыш» [12], рабочая смесь которого возбуждается электронным пучком с поперечным сечением  $8 \times 110$  см, пиковой плотностью тока  $\sim 50 \text{ А/см}^2$ , длительностью импульса на полувысоте  $\sim 75$  нс и средней энергией электронов 250–350 кэВ при удельной мощности накачки  $0.6-0.7 \text{ МВт/см}^3$ . Внешнее магнитное поле, приложенное вдоль направления инжекции пучка, обеспечивало более равномерное распределение накачки по сечению камеры и устраняло вынос рассеянных электронов на окна камеры. В предыдущих работах [10, 11], выполненных на этой же установке, исследовались спектры флуоресценции и нестационарного поглощения в смесях  $Ar-Kr-F_2-N_2$  и  $Ar-Kr-NF_3$  путем однопроходного зондирования активной среды широкополосным излучением эрозионной плазмы. При всех достоинствах этого метода, позволявшего за несколько импульсов получать обзорные спектры в широком спектральном диапазоне (190–510 нм), он не обеспечивал требуемой точности измерений малых величин поглощения или усиления. Для повышения чувствительности метода потребовалось увеличение числа проходов зондирующего излучения через активную среду.

Импульсный источник зондирующего излучения в схеме многопроходного зондирования должен обладать высокой яркостью и относительно малой расходимостью, которую в настоящей работе обеспечивали специально разработанные лазеры на красителях. Использовалась кювета с растворами красителей (кумарин-120 или

кумарин-47 в этаноле [13]) длиной 2 см; накачка в поперечной геометрии осуществлялась излучением электроноразрядного  $KrF$ -лазера (Lambda Physik EMG 150 MSC) с длительностью импульсов на полувысоте 25 нс и энергией  $\sim 50$  мДж. Зондирующие импульсы лазера на красителе имели длительность 25–30 нс и были синхронизованы с точностью  $\pm 5$  нс с импульсами накачки исследуемого усилителя. Излучение лазера на красителях было относительно широкополосным ( $\Delta\lambda \approx 8$  нм на полувысоте) с максимумами на длинах волн  $\lambda \approx 440$  нм для кумарина-120 и  $\lambda \approx 460$  нм для кумарина-47. Обе длины волны находились в диапазоне, где наблюдалось усиление широкополосного зондирующего излучения в экспериментах [10, 11].

### 2.1. Многопроходная схема зондирования с внешними зеркалами

Первоначально использовавшаяся многопроходная схема зондирования с внешними зеркалами представлена на рис.1. Излучение лазера на красителе вводилось в лазерную камеру с исследуемой средой, где совершало семь проходов между зеркалами 31 и 32 (для простоты на рис.1 схематично показаны только пять проходов). Окна камеры из  $CaF_2$ , просветленные для исследуемого спектрального диапазона, были повернуты на угол  $\sim 15^\circ$  относительно оси, чтобы не допустить усиления спонтанного излучения на переходе  $B \rightarrow X$  молекулы  $KrF$  с длиной волны  $\lambda = 248$  нм, которое подавляет образование возбужденных молекул  $Kr_2F$  [9]. Внешние зеркала 31 и 32 (с алюминиевым напылением на подложках из стекла К8) были обращены наружу отражающим покрытием, так что стеклянная подложка поглощала УФ излучение, препятствуя его многопроходному усилению. После семи проходов через камеру зондирующее излучение вводилось в монохроматор МДР-12, настроенный на соответствующую длину волны. Выходная щель монохроматора была полностью раскрыта, что соответствовало спектральной ширине  $\pm 4.8$  нм относительно центральной длины волны. После монохроматора излучение регистрировалось ФЭУ 14ЭЛУ ФС с временным разрешением  $\sim 1$  нс, который был подключен к цифровому осциллографу Tektronix TDS-2024В. Интенсивность излучения лазера на красителе контролировалась на входе в камеру с помощью фотоэлемента ФЭК 29 КПУ (ФЭК 1 на рис.1). Другой такой же фотоэлемент (ФЭК 2), установленный рядом с выходным окном лазерной камеры, регистрировал интегральную по спектру флуоресценцию газа в диапазоне 220–1100 нм.

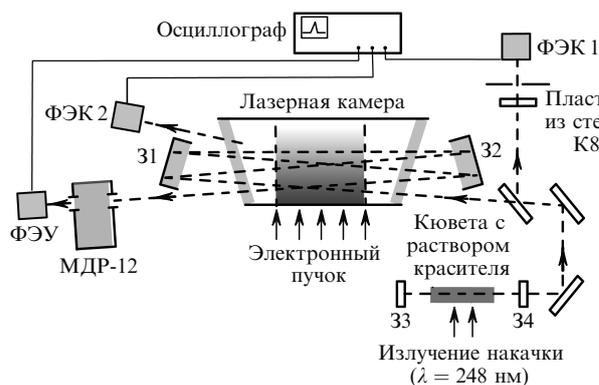


Рис.1. Многопроходная схема зондирования с внешними зеркалами.

Как показали предыдущие эксперименты [4, 9], в данном спектральном диапазоне наиболее интенсивным является излучение на переходах  $KrF$  ( $B \rightarrow X$ ) и  $Kr_2F$  ( $4^2G \rightarrow 1, 2^2G$ ) с длинами волн  $\lambda = 248$  нм и  $\lambda \sim 400$  нм, причем УФ излучение имеет существенно большую мощность (вследствие большей вероятности спонтанного распада верхнего состояния и усиления в активной среде). Вкладом флуоресценции газа в измеряемый ФЭУ сигнал можно было пренебречь, т. к. ее интенсивность в узком спектральном диапазоне монохроматора мала по сравнению с интенсивностью зондирующего излучения. В экспериментах определялось относительное пропускание камеры с газом  $T$ , равное отношению измеренного пропускания зондирующего сигнала при накачке исследуемой смеси к ее пропусканию в отсутствие накачки. Таким образом, учитывались все стационарные потери, обусловленные отражением зондирующего излучения от окон и зеркал оптического тракта.

## 2.2. Нестационарное наведенное поглощение зондирующего излучения в оптических элементах

Измерения в многопроходной схеме зондирования с внешними зеркалами (рис.1) проводились для смесей  $Ar-Kr-F_2$ ,  $Ar-Kr-NF_3$  и  $Ar-Kr-F_2-N_2$  при различных соотношениях компонентов и полном давлении 1.8 атм. Типичные смеси содержали примерно 90 % аргона, 10 % криптона и 0.3 % фтора или фторидов азота. При зондировании на длинах волн 440 и 460 нм и задержках между началом импульса накачки и приходом импульса зондирующего излучения  $\tau_{in} = 40 - 110$  нс пропускание камеры  $T$  изменялось от 20 % до 40 % в зависимости от состава смеси и величины задержки. При увеличении времени задержки до  $\tau_{in} = 500 - 700$  нс пропускание (независимо от состава смеси) составляло  $\sim 30$  %. Времена жизни большинства возбужденных двухатомных и трехатомных молекул существенно меньше 500 нс [14]. Исключение составляет димер  $Ar_2^*$ , однако его концентрация в исследуемых смесях с фтором была пренебрежимо мала, т. к. возбуждение в газе эффективно передается эксимерным фторосодержащим молекулам. Следовательно, причиной поглощения при больших временах задержки в данных экспериментах вероятнее всего было наведенное накачкой поглощение в окнах камеры, а не какие-либо возбужденные компоненты активной среды. Данный вывод подтверждается и тем, что поглощение наблюдалось и в откачанной до форвакуума камере, хотя и становилось несколько меньше.

Как известно, при взаимодействии электронного пучка накачки с конструктивными элементами лазерной камеры (разделительной фольгой вакуумного диода и поддерживающей ее решеткой), а также с наполняющим камеру рабочим газом генерируется тормозное рентгеновское излучение [15]. Под действием этого ионизирующего излучения в материале лазерных окон возникают дефекты структуры, на которых наблюдается так называемое наведенное поглощение излучения видимого и УФ диапазонов [16–18]. При энергии электронов 250–350 кэВ генерируемое в модуле «Бердыш» рентгеновское излучение имеет среднюю энергию квантов  $\sim 100$  кэВ, пробег которых в окнах из  $CaF_2$  составляет  $\sim 20$  мм [19], что соизмеримо с их толщиной  $H = 25$  мм. Для измеренной величины пропускания окон  $T_w(t \approx 600 \text{ нс}) \approx 30$  % (здесь время  $t$  отсчитывается относительно начала импульса накачки) можно оценить среднее значение коэффициента

наведенного поглощения  $\alpha_w(t \approx 600 \text{ нс}) \approx 0.034 \text{ см}^{-1}$ , соответствующего равномерному его распределению по толщине окон. Измеренный для откачанной камеры коэффициент поглощения  $\alpha_w^{vac}(t \approx 90 \text{ нс}) \approx 0.015 \text{ см}^{-1}$ . С учетом пропорциональности коэффициента наведенного поглощения величине поглощенной дозы ионизирующего излучения [20, 21] имеем качественное согласие с результатами измерений выхода рентгеновского излучения, который в откачанной камере был примерно в два раза меньше, чем в камере с рабочим газом [15].

При использовании окон из кварца КУ-1 или стекла К8 измеренный для откачанной камеры коэффициент нестационарного наведенного поглощения в этих материалах  $\alpha_w^{vac}(t \approx 90 \text{ нс}) \approx 0.01 \text{ см}^{-1}$ . Отличие последнего от коэффициента, полученного для окон из  $CaF_2$ , по-видимому, связано с тем, что пробег рентгеновского излучения в этих материалах в 1.5 раза больше и, соответственно, меньше плотность наведенных дефектов.

Также известно [22, 23], что мощное УФ излучение является причиной долгоживущего (стационарного) наведенного поглощения в стекле К8, постепенно накапливающегося от импульса к импульсу. Однако в данных экспериментах сколько-нибудь заметного поглощения во время действия импульсов УФ излучения обнаружено не было.

## 2.3. Многопроходная схема зондирования с внутренними зеркалами

Для уменьшения эффекта наведенного в окнах лазерной камеры нестационарного поглощения нами была применена схема с внутренними зеркалами (рис.2). В отличие от предыдущей схемы с внешними зеркалами (рис.1), вместо окон из  $CaF_2$  на торцах камеры были установлены фторостойкие диэлектрические зеркала 31 и 32, напыленные на подложках из стекла К8. Отражающее покрытие, обращенное внутрь камеры, было частично удалено для ввода и вывода зондирующего излучения. При этом ФЭК 2 регистрировал только рассеянное видимое излучение  $Kr_2F$  ( $4^2G \rightarrow 1, 2^2G$ ), выходящее через отверстие в зеркале. Внутри камеры под углом к оси были установлены две тонкие стеклянные пластинки П1 и П2, толщиной  $h = 2.5$  мм каждая, которые препятствовали многопроходному усилению УФ излучения молекул  $KrF$ . В остальной схеме с внутренними зеркалами была идентична предыдущей (рис.1).

В новой схеме (рис.2) зондирующее излучение лишь дважды проходило сквозь толстые окна камеры и семь раз – через каждую из тонких пластинок П1 и П2. Эк-

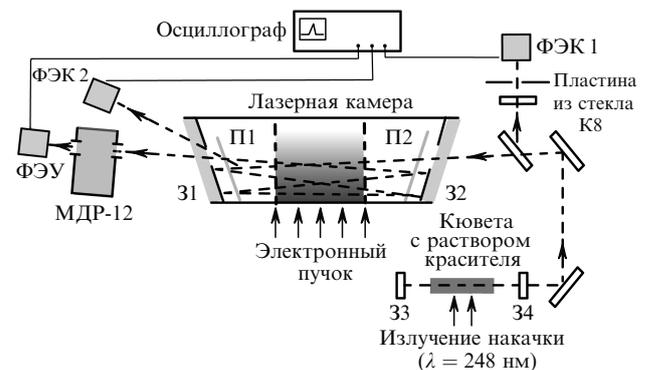


Рис.2. Многопроходная схема зондирования с внутренними зеркалами.

периментально измеренное пропускание камеры, заполненной рабочей смесью под давлением  $p = 1.8$  атм, при задержке между импульсом накачки и зондирующим импульсом  $\tau_{in} \approx 600$  нс составило  $T_w(t \approx 600 \text{ нс}) = 75\% \pm 5\%$ . При этом средняя величина коэффициента наведенного поглощения  $\alpha_w(t \approx 600 \text{ нс}) \approx 0.034 \text{ см}^{-1}$  в пластинках П1 и П2 и подложках зеркал З1 и З2 совпала с полученной для окон из  $\text{CaF}_2$  (см. разд.2.2). Совпадение, по-видимому, носит случайный характер и обусловлено тем, что находившиеся внутри камеры пластинки П1 и П2 подвергались воздействию не только более мощного рентгеновского излучения, но и рассеянных электронов пучка, в отличие от окон или зеркал, установленных на торцах камеры.

#### 2.4. Измерение усиления на переходе $4^2\Gamma \rightarrow 1, 2^2\Gamma$ молекулы $\text{Kr}_2\text{F}$

Чтобы избежать травления поверхности стеклянных пластинок П1 и П2 молекулярным фтором, в большинстве экспериментов с внутренними зеркалами в качестве донора фтора использовался химически менее активный газ  $\text{NF}_3$ . На рис.3 приведены типичные осциллограммы импульсов зондирующего излучения (кривая 1 – сигнал с ФЭУ) и флуоресценции смеси  $\text{Ar-Kr-NF}_3$  с парциальными давлениями компонентов 1.64, 0.16 и 0.0056 атм соответственно на переходе  $\text{Kr}_2\text{F}$  ( $4^2\Gamma \rightarrow 1, 2^2\Gamma$ ) (кривая 2 – сигнал с ФЭК 2). Там же для сравнения пунктирной линией 3 показан импульс флуоресценции на УФ переходе  $\text{KrF}$  ( $\text{B} \rightarrow \text{X}$ ), который регистрировался в предыдущей серии экспериментов через окна из  $\text{CaF}_2$ . Согласно [2] квазистационарное распределение населенностей возбужденных компонентов в типичной эксимерной лазерной смеси устанавливается спустя  $\sim 20$  нс после включения накачки. Вследствие этого максимум интенсивности флуоресценции  $\text{KrF}$  ( $\text{B} \rightarrow \text{X}$ ) запаздывает на  $\sim 20$  нс относительно максимума импульса электронно-пучковой накачки. Интенсивность флуоресценции  $\text{Kr}_2\text{F}$  ( $4^2\Gamma \rightarrow 1, 2^2\Gamma$ ), как видно из рис.3, достигает максимума при  $t = t_m \approx 100$  нс, т.е. к моменту окончания накачки, что свидетельствует о накоплении возбужденных молекул в

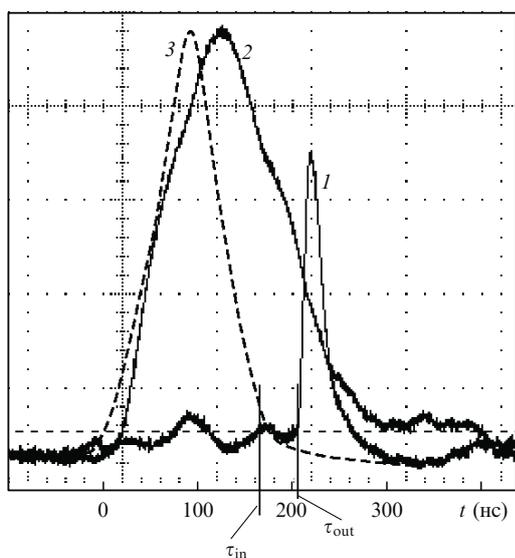


Рис.3. Осциллограммы импульсов зондирующего излучения (1) и сигналов флуоресценции смеси  $\text{Ar-Kr-NF}_3$  на переходах  $\text{Kr}_2\text{F}$  ( $4^2\Gamma \rightarrow 1, 2^2\Gamma$ ) (2) и  $\text{KrF}$  ( $\text{B} \rightarrow \text{X}$ ) (3);  $\tau_{in}$  и  $\tau_{out}$  – моменты ввода в лазерную камеру и вывода из нее зондирующего излучения.

активной среде и их достаточно большом времени жизни даже при наличии тушащих столкновений.

В экспериментах варьировались время задержки  $\tau_{in}$  между началом импульса накачки газа и приходом зондирующего импульса (рис.3), давление и состав смеси, а также длина волны зондирующего излучения. В предварительных измерениях было установлено, что наибольшее усиление наблюдается для зондирующего излучения с  $\lambda \approx 460$  нм ( $\Delta\lambda \approx 8$  нм, краситель кумарин-47) при задержке  $\tau_{in} = 90 - 110$  нс, т.е. вблизи максимума импульса флуоресценции. На рис.4 представлены результаты одной из серий экспериментов, проведенных в таких условиях (по горизонтальной оси отложены номера импульсов накачки в серии, по вертикальной – относительное пропускание, которое в начале серии принято за 1). В эксперименте зондирование камеры излучением с  $\lambda = 460$  нм проводилось в момент каждого (из семи) импульса накачки, а также перед каждым следующим импульсом.

Из рис.4 видно, что для всех импульсов в условиях накачки газа (им соответствуют кружки на рисунке) пропускание увеличивается по сравнению с предшествующим измерением в отсутствие накачки (квадраты), что означает усиление зондирующего излучения в камере. Однако после первого же импульса накачки пропускание камеры начинает падать и эффект усиления при накачке смеси наблюдается на фоне нарастающего от импульса к импульсу долгоживущего поглощения. Частичная релаксация этого поглощения с характерным временем 20–30 мин при различных временных интервалах между измерениями (которые в данных экспериментах специально не контролировались и могли составлять от 1 до 10 мин) приводила к тому, что уменьшение пропускания камеры между импульсами накачки было различным. Поскольку в смесях с фтором долгоживущее поглощение в лазерной камере практически отсутствовало, можно сделать вывод, что его причиной могли быть некоторые нестабильные радикалы (например,  $\text{NF}_2$ ,  $\text{NF}$ ,  $\text{N}_2\text{F}_2$ ), образующиеся при разложении  $\text{NF}_3$  под действием накачки [24]. В от-

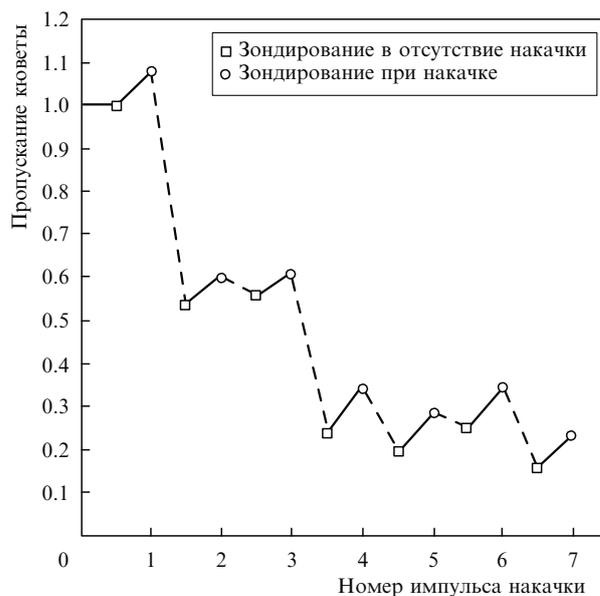


Рис.4. Экспериментальная зависимость нормированного пропускания камеры на длине волны 460 нм от номера импульса накачки, измеренного в момент каждого импульса (○) и перед каждым следующим импульсом (□). Смесь  $\text{Ar:Kr:NF}_3 = 1.64:0.16:0.0056$  атм,  $\tau_{in} = 100$  нс.

личие от  $\text{NF}_3$ , молекулы  $\text{F}_2$  полностью восстанавливаются за миллисекундные времена после цикла накачки [2, 25].

Наибольшее усиление зондирующего сигнала, измеренное на семи проходах, было получено в смеси  $\text{Ar}:\text{Kr}:\text{NF}_3 = 1.64:0.16:0.0056$  атм. Среднее значение измеренного в нескольких экспериментальных сериях усиления составило  $G_{\text{meas}} \approx 1.12$ , а соответствующий средний коэффициент усиления  $g_{\text{meas}} \approx 2.5 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ . При этом наблюдался значительный разброс экспериментальных точек, связанный с влиянием ряда факторов, таких как флуктуации мощности накачки, разброс задержек зондирующего импульса, присутствие неконтролируемых примесей и деградация рабочей смеси и т. д. Несколько меньшие значения коэффициентов усиления были получены для смеси  $\text{Ar}:\text{Kr}:\text{F}_2:\text{N}_2 = 1.54:0.16:0.0056:0.1$  атм.

### 2.5. Получение лазерной генерации на переходе $4^2\Gamma \rightarrow 1, 2^2\Gamma$ молекулы $\text{Kr}_2\text{F}$

Поскольку в экспериментах по зондированию тримеров  $\text{Kr}_2\text{F}$  в активной среде импульсами лазера на красителе наблюдалось усиление излучения на переходе  $4^2\Gamma \rightarrow 1, 2^2\Gamma$ , была предпринята попытка получения генерации на данном переходе. Для этого была использована схема с внутренними зеркалами (рис.2), с тем отличием, что плоские зеркала 31 и 32, а также пластинки П1 и П2 были установлены параллельно друг другу и съюстированы перпендикулярно оптической оси образованного ими резонатора. В монохроматоре вместо входной щели использовалась диафрагма диаметром  $\sim 0.3$  мм, выполнявшая вместе с фокусирующим объективом роль пространственного фильтра. Через этот фильтр в монохроматор проходило преимущественно излучение, распространяющееся под малыми углами к оптической оси резонатора.

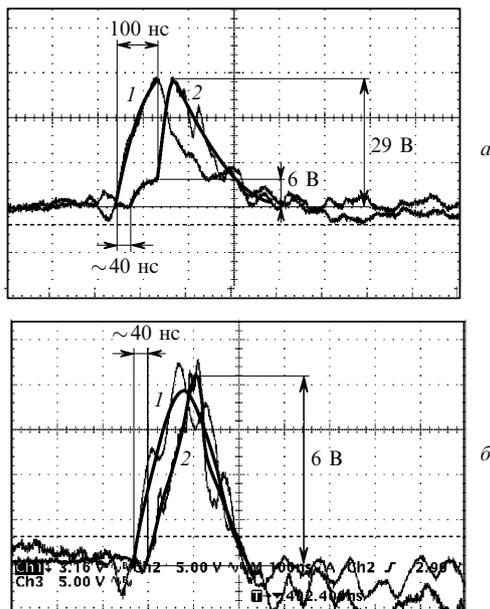


Рис.5. Осциллограммы сигналов широкополосной флуоресценции, регистрируемой под углом к оптической оси резонатора (1), и излучения в диапазоне  $\lambda = 456 \pm 4.8$  нм, направленного вдоль этой оси (2) в случае съюстированного (а) и разъюстированного (б) резонаторов. Амплитуды сигналов 2 указаны с поправкой на использованные аттенуаторы, а амплитуды сигналов 1 одинаковы (чувствительность осциллографа на рис. а и б различается в два раза).

Монохроматор настраивался на диапазон длин волн  $456 \pm 4.8$  нм, для которого в однопроходной и многопроходной схемах зондирования наблюдалось наиболее заметное усиление (см. работы [10, 11] и разд.2.4).

На рис.5 представлены осциллограммы импульсов широкополосной флуоресценции  $\text{Kr}_2\text{F}$  ( $4^2\Gamma \rightarrow 1, 2^2\Gamma$ ) (рабочая смесь  $\text{Ar}:\text{Kr}:\text{NF}_3 = 1.64:0.16:0.0056$  атм), регистрируемой с помощью ФЭК 2 под углом к оптической оси резонатора, и импульсов узконаправленного (вдоль оптической оси резонатора) излучения, прошедшего через монохроматор на ФЭУ. Для наглядности на рисунках проведены кривые, сглаживающие шумы на осциллограммах. Задержка  $\sim 40$  нс между сигналами с ФЭК 2 и ФЭУ обусловлена различной оптической длиной пути излучения и отчасти запаздыванием сигнала в самом ФЭУ.

Сигналы с ФЭУ существенно различаются для случаев съюстированного (рис.5,а) и разъюстированного (рис.5,б) резонаторов. На начальном участке осциллограмм эти сигналы практически совпадают. К моменту времени  $t = t_m$ , соответствующему максимуму импульса широкополосной флуоресценции, в случае съюстированного резонатора наблюдается быстрый рост сигнала с ФЭУ, амплитуда которого в пять раз превышает амплитуду сигнала в случае разъюстированного резонатора. Такое резкое возрастание мощности направленного излучения для съюстированного резонатора (при примерно той же интенсивности внеосевой флуоресценции) свидетельствует о возникновении генерации, причем ее максимум при  $t = t_m$  на спаде импульса накачки соответствует диапазону оптимальных задержек для усиления зондирующего излучения (см. разд.2.4).

### 3. Обсуждение результатов измерений

Результаты настоящих измерений, как и более ранних работ [5, 8–11, 26], свидетельствуют о том, что основной причиной, препятствующей усилению излучения на переходе  $\text{Kr}_2\text{F}$  ( $4^2\Gamma \rightarrow 1, 2^2\Gamma$ ), является значительное нестационарное поглощение. Поскольку усиление и генерация на указанном переходе возникали к концу импульса накачки, можно заключить, что времена релаксации этого поглощения меньше, чем время жизни возбужденного тримера  $\text{Kr}_2\text{F}$ . В дополнение к поглощению в самой активной среде, которое характеризуется коэффициентом поглощения  $\alpha$ , весьма существенный вклад (как показано в разд.2.2) вносит поглощение в окна лазерной камеры и пластинках П1 и П2, наведенное рентгеновским и электронным облучениями. С учетом потерь в усиливающей среде и оптических элементах схемы измеренный на семи проходах ( $L = 770$  см) коэффициент усиления

$$g_{\text{meas}} = g_0 - \alpha - \frac{1}{L} \ln \frac{1}{T_w} = 2.5 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}, \quad (2)$$

что почти на порядок отличается от полученного ранее коэффициента усиления слабого сигнала  $g_0 \approx 2 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$  [4].

Для интерпретации полученных результатов необходима экстраполяция найденной величины пропускания оптических элементов  $T_w$  ( $t \approx 600$  нс) к моменту времени  $t = t_m$ , которому соответствует измеренное значение  $g_{\text{meas}}$ , отстоящему от максимума импульса накачки на  $\sim 50$  нс. На рис.6,а представлена зависимость от времени наведенной оптической плотности при поглощении излу-

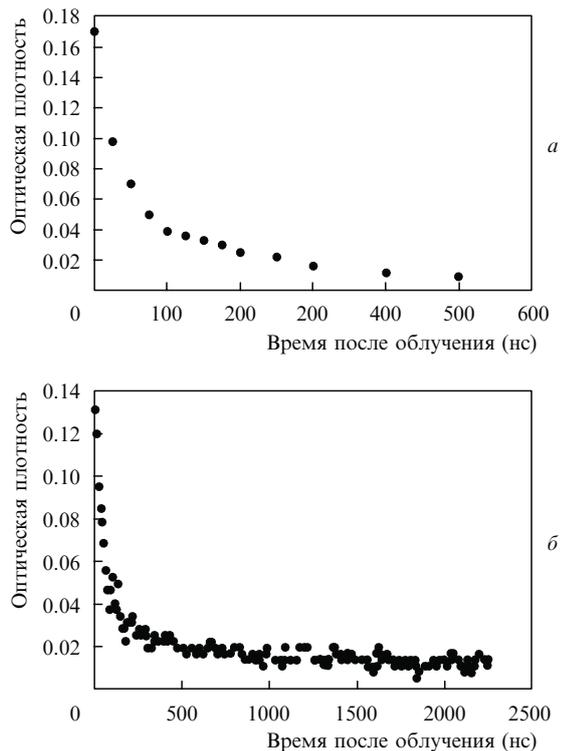


Рис.6. Зависимости наведенной оптической плотности на длине волны  $\lambda = 320$  нм от времени после облучения в кварцевых стеклах КС-4В (а) и Corning 7980 (б).

чения с длиной волны  $\lambda \sim 320$  нм в радиационно-стойком кварцевом стекле КС-4В [21] после его облучения электронным пучком с длительностью импульса 12 нс, энергией электронов 280 кэВ и плотностью энергии пучка  $0.04$  Дж/см<sup>2</sup>. Измерения проводились при скользющем угле зондирования ( $\sim 7^\circ$ ) относительно облучаемой поверхности [27]. Как видно из рисунка, релаксация наведенного поглощения после кратковременного воздействия имеет две составляющих: быструю (короткоживущую) с постоянной распада  $\sim 50$  нс и медленную (долгоживущую), время жизни для которой точно не измерено, но, по крайней мере, превышает 1 мкс. Аналогичный характер имела релаксация наведенного поглощения и для других длин волн зондирующего излучения видимого и УФ диапазонов. В высокочистом УФ кварце марки Corning 7980 долгоживущая компонента прослеживается до времен более 2 мкс (рис.6,б).

В работах [17, 18], где пучок зондирующего излучения пропускался параллельно облучаемой электронами поверхности, за времена  $0.5 - 1$  мкс коэффициент наведенного поглощения снижался в несколько раз в зависимости от марки стекла и длины волны зондирующего излучения. Например, для стекла К8 на длине волны  $\lambda \sim 460$  нм он уменьшался примерно в два раза. Таким образом, несмотря на значительный разброс экспериментальных данных по релаксации наведенного поглощения, можно заключить, что в различных стеклах оптические плотности через 50 и 600 нс после окончания импульса ионизирующего излучения различаются в несколько раз.

Оценим истинный коэффициент усиления  $g = g_0 - \alpha = g_{\text{meas}} + L^{-1} \ln(1/T_w)$ , полагая, что временная динамика поглощения в нашем случае аналогична той, которая наблюдается при облучении образцов быстрыми электронами. В действительности, в последнем случае дефекты

структуры в оптических материалах возникают за счет воздействия как непосредственно электронов, так и тормозного рентгеновского излучения. Полагая, что наведенная оптическая плотность в оптических элементах измерительной схемы к моменту времени  $t \sim 600$  нс спадает в  $k = 2 - 5$  раз по сравнению с его значением в момент времени  $t = t_m$ , получаем пропускание оптических элементов камеры, пересчитанное к моменту наибольшего усиления:  $T_w(t = t_m) = [T_w(t \approx 600 \text{ нс})]^k = 24\% - 56\%$ . Тогда, с учетом этой поправки, имеем верхнюю оценку истинного коэффициента усиления:

$$g = g_{\text{meas}} + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{T_{\text{opt}}(t = t_m)} = (1 - 2) \times 10^3 \text{ см}^{-1},$$

которая близка к оценке коэффициента усиления слабого сигнала на переходе  $\text{Kr}_2\text{F}$  ( $4^2\text{Г} \rightarrow 1, 2^2\text{Г}$ ) [4]. Нижняя оценка истинного коэффициента усиления получится, если к моменту  $t = t_m$  (т.е. спустя  $\sim 50$  нс после максимума импульса накачки) успеет произойти быстрая релаксация наведенного поглощения и пропускание оптических элементов в момент наибольшего усиления близко к измеренному при большой задержке зондирующего импульса:  $T_w(t = t_m) \approx T_w(t \approx 600 \text{ нс}) \approx 75\%$ . В этом случае истинный коэффициент усиления  $g(t = t_m) \approx 6 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  примерно в три раза ниже  $g_0 = 2 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$  [4].

#### 4. Перспективы использования перехода $4^2\text{Г} \rightarrow 1, 2^2\text{Г}$ молекулы $\text{Kr}_2\text{F}$ для усиления УКИ

Следует отметить, что короткоживущее поглощение в оптических элементах и деградация смеси с  $\text{NF}_3$  не являются принципиальным препятствием в использовании перехода  $\text{Kr}_2\text{F}$  ( $4^2\text{Г} \rightarrow 1, 2^2\text{Г}$ ) для усиления УКИ в мощных импульсно-периодических установках. Необходимым условием работы мощного эксимерного лазера с электронно-пучковой накачкой с частотой повторения импульсов  $\sim 5$  Гц является интенсивная прокачка рабочей смеси через камеру [6]. Одновременно в процессе прокачки может производиться и очистка рабочих газов от нежелательных примесей. К тому же фториды азота нестабильны уже при незначительных повышении температуры и распадаются на фтор и азот [24]. Однако наиболее рациональным представляется использование рабочих смесей на основе молекулярного фтора с добавкой азота, позволяющих получить практически такое же усиление.

На рис.7 представлена предполагаемая многопроходная схема для усиления УКИ на переходе  $\text{Kr}_2\text{F}$  ( $4^2\text{Г} \rightarrow 1, 2^2\text{Г}$ ), в которой исключено негативное влияние тормозного рентгеновского излучения электронно-пучковой накачки на окна усилителя за счет их расположения в области геометрической тени. Зеркала 31, 32 на рабочий диапазон длин волн  $\lambda = 430 - 470$  нм и окна с отражающим покрытием 33, 34, нанесенным на часть апертуры, должны иметь достаточно малый коэффициент отражения в УФ диапазоне, чтобы избежать положительной обратной связи для излучения молекулы  $\text{KrF}$ . Наиболее подходящим материалом для окон является монокристаллический  $\text{CaF}_2$ , не подвергающийся травлению фтором, прозрачный в УФ диапазоне (что позволит избежать поглощения, наведенного остаточным УФ излучением), а также обладающий малым нелинейным по-

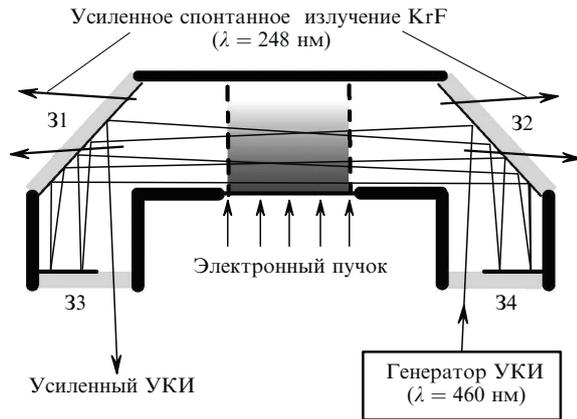


Рис.7. Предполагаемая схема усилителя УКИ на переходе  $Kr_2F$  ( $4^2G \rightarrow 1, 2^2G$ ).

глощением при высоких пиковых интенсивностях УКИ [28, 29].

Данная схема позволит реализовать оцененный в настоящей работе эффективный коэффициент усиления порядка  $10^{-3} \text{ см}^{-1}$ . В режиме насыщения с такого усилителя с активным объемом  $\sim 10 \text{ л}$  в пучке площадью  $\sim 10 \text{ см}^2$  можно получить энергию в несколько джоулей, что соответствует пиковой мощности фемтосекундных УКИ в несколько десятков тераватт.

## 5. Заключение

Кратко сформулируем основные результаты измерений. В усилителе «Бердыш» с объемом активной среды  $\sim 10 \text{ л}$  при удельной мощности накачки  $0.6\text{--}0.7 \text{ МВт/см}^3$  среднее значение коэффициента усиления на переходе  $4^2G \rightarrow 1, 2^2G$  молекулы  $Kr_2F$  для смеси  $Ar\text{--}Kr\text{--}NF_3$ , непосредственно измеренное в спектральном диапазоне  $455\text{--}465 \text{ нм}$ , составило  $2.5 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ . При этом оптимальная временная задержка между началом импульса накачки и вводом в активную область зондирующего импульса составила  $90\text{--}110 \text{ нс}$  при времени усреднения  $\sim 40 \text{ нс}$ , равном времени семи проходов по среде зондирующего излучения. В этих же временном и спектральном интервалах была получена лазерная генерация на указанном переходе. Как показали эксперименты с большими задержками зондирующего импульса и откачанной до форвакуума лазерной камерой, существенную роль играет нестационарное поглощение излучения в окнах, наведенное тормозным рентгеновским излучением электронного пучка накачки. С поправкой на наведенное поглощение истинный коэффициент усиления составил  $\sim 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ , что примерно совпадает с результатами теоретических расчетов и оценок на основе измерений спектров флуоресценции. Предложена схема  $Kr_2F$ -усилителя УКИ с электронно-пучковой накачкой, в которой можно избежать наведенного поглощения

лазерного излучения и реализовать высокие потенциальные возможности активной среды.

Работа выполнялась при поддержке Программ фундаментальных исследований Президиума РАН «Проблемы физической электроники пучков заряженных частиц, генерации электромагнитного излучения в системах большой мощности» и «Экстремальные световые поля и их приложения», РФФИ (грант № 08-02-01331), а также Программы поддержки молодых ученых УНК ФИАН.

1. Molchanov A.G. *J. Phys. IV France*, **133**, 665 (2006).
2. Молчанов А.Г. *Труды ФИАН*, **171**, 54 (1986).
3. Quigley G.P., Hughes W.M. *Appl. Phys. Lett.*, **32**, 649 (1978).
4. Zvorykin V.D., Didenko N.V., Ionin A.A., et al. *Laser Part. Beams*, **25**, 435 (2007).
5. Geohegan D.B., Eden J.G. *J. Chem. Phys.*, **89**, 3410 (1988).
6. Obenschain S.P., Colombant D.G., Schmitt A.J., Sethian J.D. *Phys. Plasmas*, **13**, 056320 (2006).
7. Basov N.G., Gus'kov S.Yu., Feoktistov L.P. *J. Sov. Laser Res.*, **13**, 396 (1992).
8. Tittel F.K., Smayling M., Wilson W.L. *Appl. Phys. Lett.*, **37** (10), 862 (1980).
9. Zvorykin V.D., Kholin I.V., Levchenko A.O., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6346**, 63462U (2007).
10. Zvorykin V.D., Arlantsev S.V., Gaynutdinov R.V., et al. *J. Phys.: Conf. Series*, **112**, 032055 (2008).
11. Levchenko A.O., Ustinovskii N.N., Zvorykin V.D. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7131**, 71311A (2009).
12. Zvorykin V.D., Arlantsev S.V., Bakaev V.G., et al. *Laser Part. Beams*, **19**, 609 (2001).
13. Brackmann U. *Lambdachrome Laser Dyes* (Goettingen, Germany: Lambda Physik, 2000, AG D-37079, pp 96–104).
14. *Экимерные лазеры*. Под ред. Ч.Роудза (М.: Мир, 1981).
15. Zvorykin V.D., Arlantsev S.V., Bakaev V.G., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5120**, 223 (2003).
16. Барабанов В.С., Сергеев П.Б. *Квантовая электроника*, **22**, 745 (1995).
17. Арбузов В.И., Волчек А.О., Гусаров А.И. и др. *Оптический журн.*, **71** (2), 58 (2004).
18. Volchek A.O., Lisitsyn V.M., Gusarov A.I., et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B*, **211** (1), 100 (2003).
19. Лейпунский О.И., Новожилов Б.В., Сахаров В.Н. *Распространение гамма-квантов в веществе* (М.: Физматгиз, 1960).
20. Zvorykin V.D., Arlantsev S.V., Bakaev V.G., et al. *Laser Part. Beams*, **19**, 609 (2001).
21. Sergeev P.B., Cheremisin I.I., Ermolenko T.A., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5506**, 81 (2004).
22. Ehrh D., Ebeling P., Natura U. *Proc. Int. Congr. Glass* (Edinburgh, Scotland, 2001, Vol. 1, pp 84–93).
23. Ebendorff-Heidepriem H., Ehrh D. *Proc. Int. Congr. Glass* (Edinburgh, Scotland, 2001, pp 891–892).
24. Панкратов А.В. *Химия фторидов азота* (М.: Химия, 1973).
25. Mandl A., Nyman H.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **22**, 349 (1986).
26. Schloss J.H., Tran H.C., Eden J.G. *J. Chem. Phys.*, **106** (13), 5423 (1997).
27. Алукер Э.Д., Гаврилов В.В., Дейч Р.Г., Чернов С.А. *Быстропротекающие радиационно-стимулированные процессы в щелочно-галлоидных кристаллах* (Рига: Зинатне, 1987).
28. Tomie T., Okuda I., Yano M. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 325 (1989).
29. Simon P., Gerhardt H. *Opt. Lett.*, **14**, 1207 (1989).