

Н. Г. БАСОВ, В. С. ЗУЕВ, Л. Д. МИХЕЕВ и Ю. Ю. СТОЙЛОВ

## НОВЫЕ ЭФФЕКТИВНЫЕ МЕХАНИЗМЫ СИНЕ-ЗЕЛЕННОЙ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В ГАЗАХ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

### Введение

В настоящее время на основе метода некогерентной оптической накачки лазерная генерация получена на ряде молекул, которые, обладая широкими спектрами излучения, достигающими в ряде случаев 60–90 нм, способны практически непрерывно перекрыть синие-зеленую часть видимого диапазона спектра. К ним относятся HgCl ( $\lambda \approx 558$  нм) [1], HgBr ( $\lambda \approx 502$  нм) [2, 3], HgI ( $\lambda \approx 443$  нм) [4], IF ( $\lambda \approx 491$  нм) [4], XeO ( $\lambda \approx 538$  нм) [5–7], XeF ( $\lambda \approx 480$  нм) [8–10], Kr<sub>2</sub>F ( $\lambda \approx 450$  нм) [11] и сложные органические соединения в газовой фазе [12, 13]. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о достаточно высокой внутренней эффективности большинства из используемых механизмов возбуждения. Наряду с молекулами лазерная генерация в синие-зеленой области наблюдалась также на ряде атомарных переходов: Se ( $\lambda = 488,8$  нм) [14], In ( $\lambda = 451$  нм) [15], Tl ( $\lambda = 535$  нм) [16].

В основе механизмов возбуждения перечисленных лазерных переходов лежит фотодиссоциация молекул или, как в случае сложных органических соединений, прямое оптическое возбуждение. Генерация на HgBr, IF, XeO, XeF и Kr<sub>2</sub>F реализована при накачке некогерентным излучением открытого высокопоточного разряда [17] и эксимерных ламп, возбуждаемых электронным пучком [18]. Несмотря на то, что для возбуждения HgCl, HgI, Se, In, Tl и красителей использовалось лазерное излучение, эти механизмы также допускают применение некогерентных источников. Так, проводимые в Физическом институте АН СССР работы по лазерному возбуждению паров красителей наряду с перспективой создания эффективных преобразователей лазерного излучения из ультрафиолетового в видимый диапазон являются предварительным этапом исследований, направленных на применение некогерентных источников накачки. В частности, сравнительно недавно [19] реализована лазерная генерация на парах кумарина-6 при накачке излучением импульсной лампы с поперечным разрядом.

Ниже рассмотрены механизмы синие-зеленой лазерной генерации, основанные на оптическом возбуждении плотных газов при давлениях  $\sim 1$  атм и выше. Основное внимание при обсуждении механизмов синие-зеленой генерации уделяется открытому высокопоточному разряду (ОСТР), обладающему, по-видимому, наиболее универсальным характером среди перечисленных выше источников в силу широкого спектра излучения, простирающегося в ВУФ-область по крайней мере до 110 нм, и высокой яркостной температурой разряда, достигающей 35–40 тыс. град. Характерная для такого разряда длительность накачки составляет  $10^{-5}$ – $10^{-4}$  с. Геометрически ОСТР, иницируемый, например, электрическим взрывом тонкой проволоочки, представляет собой столб плазмы правильной цилиндрической формы, расширяющийся с радиальной скоростью около  $1 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Перечисленные особенности рассматриваемого источника накачки вносят определенную специфику в круг явлений, происходящих в активной среде лазера. Так, высокая яркость открытого разряда приводит к воз-



Рис. 1. *a* – Профили: 1 – потока излучения во фронте волны просветления, 2 – концентрации исходных молекул, 3 – профиль скорости накачки  $Q = \sigma_n N I$ . Излучение накачки распространяется вдоль оси  $x$ .  $v_\phi = I_0/N_0$ . *б* – фотохронограмма (щелевая развертка) развития разряда (1) и люминесценции XeF (2) во фронте волны фотодиссоциации XeF<sub>2</sub> (2)

никновению волн просветления в активной среде, наблюдаемых в XeF-, K<sub>2</sub>F- и IF-лазерах. При использовании разрешенных переходов наряду с механизмом заселения верхнего лазерного состояния важными оказываются также процессы расселения нижних лазерных уровней, поскольку при свойственных ОСТР больших длительностях возбуждения реализуется квазинепрерывный режим лазерной генерации.

### Накачка лазеров в режиме бегущей волны просветления

Прежде чем перейти к рассмотрению конкретных систем, необходимо остановиться на одной особенности режима накачки, характерной для всех рассматриваемых ниже механизмов возбуждения. Эта особенность состоит в том, что в используемых рабочих смесях под действием излучения накачки возникает волна просветления, распространяющаяся в глубь вещества со скоростью, значительно превышающей скорость расширения разряда.

Подробно этот случай впервые рассматривался в работе [20], где на основе уравнений переноса излучения и сохранения числа частиц в среде, набегающей на источник, получены два режима фотодиссоциации рабочего вещества: стоячей (в системе координат, связанной с источником накачки) и бегущей волн просветления. В таких газовых лазерах, как фотодиссоциационный подный и фотохимический ХеО-лазеры, реализуется первый из указанных режимов, когда слой активного вещества, в котором возбуждается лазерная генерация, не отрывается от источника накачки [17]. В рассматриваемых ниже лазерах возникает другой режим накачки, сопровождающийся просветлением рабочего вещества и отрывом зоны генерации от источника накачки.

Используемые в этих лазерах вещества обладают высокими сечениями поглощения в области накачки, достигающими  $\sigma_n = 10^{-17} - 10^{-16}$  см<sup>2</sup>. Поэтому концентрацию исходного вещества целесообразно выбирать на уровне  $N_0 = 10^{16} - 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, так как при больших концентрациях возрастают оптические потери в узком слое поглощения. Большое сечение поглощения и низкие концентрации исходного вещества в сочетании с высокой яркостью источника накачки обуславливают появление волны просветления.

Возникновение волны просветления поясняется на рис. 1, *a*. Если источник накачки движется со скоростью  $v_n$ , то слой единичной оптической толщины  $l = (\sigma_n N_0)^{-1}$  он проходит за время  $l/v_n$  (вещество при этом «втекает» в источник накачки). За это время без учета разложения вещества в единице объема в слое толщиной  $l$  может поглотиться  $N_\phi = I_0 l / v_n = I_0 / v_n$  фотонов, где  $I_0$  [фотонов · см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup>] – поток в полосу поглощения рабочего вещества. При яркостной температуре источника накачки 30 тыс. град типичные значения  $I_0$  составляют  $\sim 3 \cdot 10^{23}$  фотонов · см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup>. Таким образом, в случае открытого сильного разряда, расширяющегося со скоростью  $\sim 1$  км · с<sup>-1</sup>, величина  $N_\phi \approx 3 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, что значительно превышает исходную концентрацию вещества. Из этого следует, что при достаточно большом квантовом выходе фотодиссоциации вещество перед источником накачки будет разлагаться быстрее, чем оно поглотится набегающим ис-

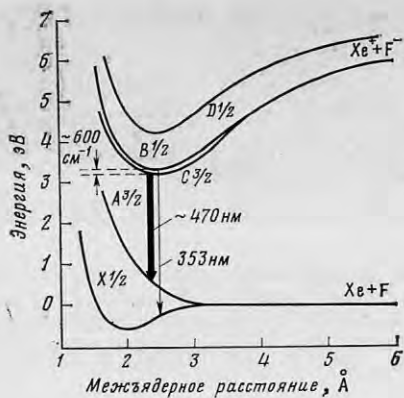


Рис. 2

Рис. 2. Схема потенциальных кривых молекулы XeF

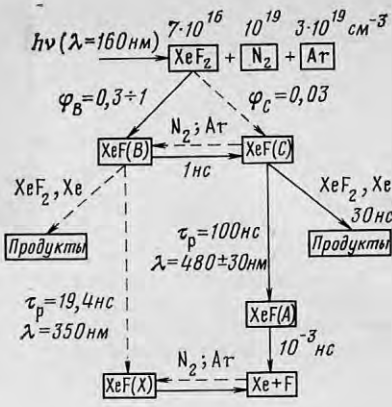


Рис. 3

Рис. 3. Схема процессов, участвующих в лазерном цикле XeF-лазера. Пунктир — процессы, роль которых незначительна. Характерные времена процессов соответствуют указанному на рисунке составу смеси,  $\varphi_B$  и  $\varphi_C$  — квантовые выходы соответственно B- и C-состояний XeF ( $\varphi_C$  взято из работы [38])

точником, т. е. возникнет волна просветления. Ее скорость составляет  $v_\phi = l/\tau_\phi = I_0/N_0$ , где  $\tau_\phi = (\sigma_n I_0)^{-1}$  — время жизни молекул в поле излучения источника накачки.

При своем движении волна просветления вовлекает в себя все новые и новые порции неразложившегося вещества, оставляя позади себя продукты фотодиссоциации и вторичных реакций. Тем самым осуществляется быстрая (со сверхзвуковой скоростью) смена рабочего вещества в зоне генерации.

На рис. 1, б возникновение волны просветления демонстрируется на примере фотодиссоциации XeF<sub>2</sub>. Волна наблюдается по люминесценции молекул XeF(C), образующихся во фронте при фотодиссоциации XeF<sub>2</sub>.

Волна просветления наблюдается также при лазерной накачке чистых паров РОРОР за счет переходов возбужденных молекул на долгоживущий триплетный уровень, не обладающий заметным поглощением на длине волны накачки [21]. В этой же работе предлагается получать лазерную генерацию во фронте волны просветления, что позволяет избежать триплетного поглощения за счет быстрой смены вещества.

### XeF(C-A)-лазер

Лазерная генерация в молекуле XeF при оптической накачке наблюдалась на двух ионно-ковалентных переходах — B-X ( $\lambda=353$  нм) [22–24] и C-A ( $\lambda=480$  нм) [8–10, 24]. Схемы нижних потенциальных кривых молекулы XeF и процессов, участвующих в лазерных циклах, приведены на рис. 2 и 3. Спектроскопические свойства лазерных состояний в настоящее время достаточно хорошо изучены [25–36]. Состояния B ( $v'=0$ ) и C характеризуются радиационными временами жизни  $\tau_{\text{рад}}$  соответственно  $19,4 \pm 1,0$  [36] и 100 нс [33]. Из двух нижних лазерных состояний X и A первое является слабосвязанным (энергия связи  $\sim 1200$  см<sup>-1</sup> [30]), второе — разлетным. Равновесное межъядерное расстояние в состоянии C ( $\sim 2,5$  Å) соответствует потенциальной энергии взаимодействия атомов Xe и F (на кривой A)  $\sim 0,8$  эВ, значительно превышающей  $kT$ . Поэтому населенностью нижнего состояния можно пренебречь. Это обстоятельство является существенным, поскольку позволяет в принципе за счет подавления процессов тушения C-состояния индуцированными переходами достигнуть предельной внутренней эффективности механизма сине-зеленой лазерной генерации. Отталкивательный характер нижнего состояния

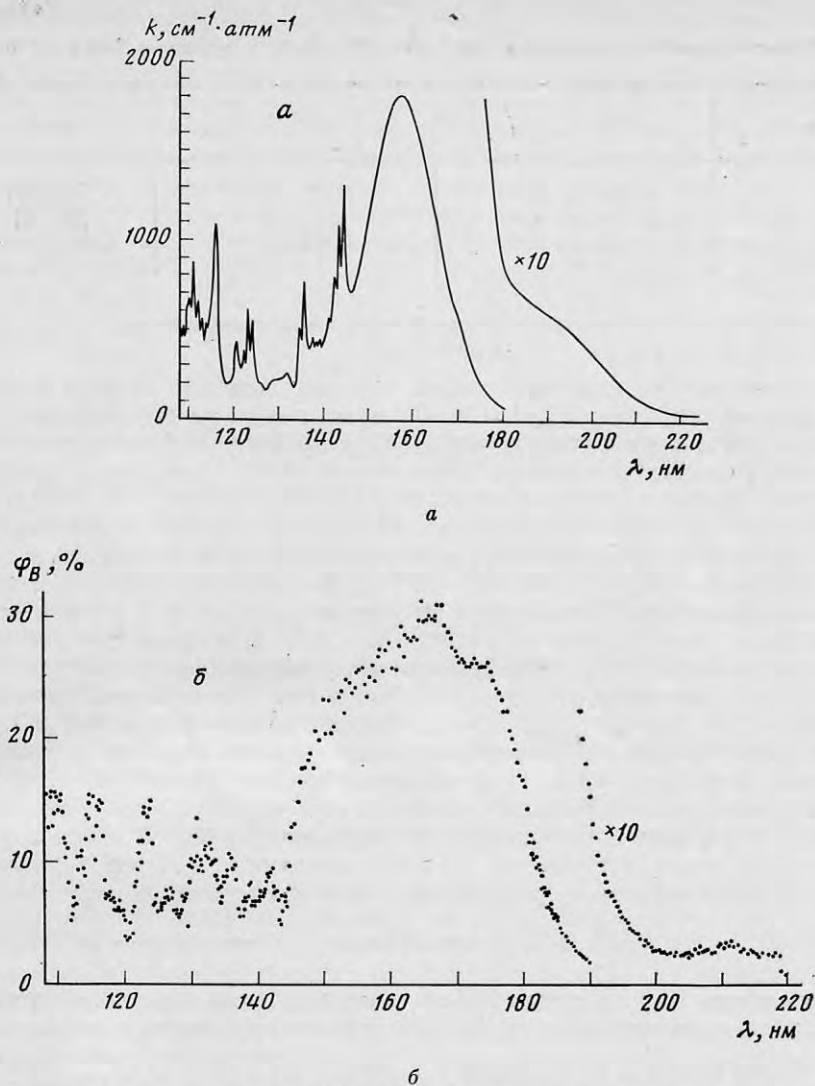


Рис. 4. Спектр поглощения  $\text{XeF}_2$  (а) и спектральная зависимость квантового выхода образования  $\text{XeF}(B)$  (б)

обуславливает также широкий спектр излучения на переходе  $C-A$  ( $\lambda \approx 474$  нм,  $\Delta\lambda \approx 60$  нм [32]), допускающий непрерывную перестройку частоты лазера, впервые осуществленную в [37].

Согласно приведенной на рис. 3 схеме состояние  $\text{XeF}(C)$  образуется главным образом при столкновительной релаксации  $\text{XeF}$  из  $B$ -состояния, возбуждаемого при фотодиссоциации  $\text{XeF}$  в ВУФ области.

Спектр поглощения  $\text{XeF}$  и спектральная зависимость квантового выхода образования  $\text{XeF}(B)$ , взятые из работы [38], приведены на рис. 4. Относительно абсолютного значения квантового выхода  $\text{XeF}(B)$  в литературе пока нет единого мнения: в [33] приводится значение квантового выхода в спектральной области 146–172 нм  $0,9^{+0,1}_{-0,2}$ , что примерно втрое

превышает приведенные на рис. 4 значения. Причины такого расхождения пока неясны.

Небольшой энергетический зазор между состояниями  $B$  и  $C$  ( $\sim 630$   $\text{см}^{-1}$  [28]) позволяет легко осуществить релаксацию между ними путем добавления в рабочую смесь буферных газов. Многие из них, например  $\text{Ar}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{SF}_6$ , обладая высокими константами скорости перевода  $\text{XeF}$  из  $B$  в  $C$ , практически не тушат  $C$ -состояние (см. табл. 1).

Константы скорости релаксации ХеF ( $B \rightarrow C$ ),  $k_{BC}$ , и тушения ХеF ( $C$ ),  $k_C$ 

Газ	$k_{BC}$ , см <sup>3</sup> ·с <sup>-1</sup>	$k^*C$ , см <sup>3</sup> ·с <sup>-1</sup>	Ссылка
Ar	$(1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-11}$	$(7 \pm 7) \cdot 10^{-15}$	[31, 33]
N <sub>2</sub>	$(5,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-11}$	$\leq 2,5 \cdot 10^{-14}$	[31, 33]
SF <sub>6</sub>	$(8 \pm 1) \cdot 10^{-11}$	$\leq 9 \cdot 10^{-14}$	[31, 33]
XeF <sub>2</sub>	—	$1,8 \cdot 10^{-10}$	[34]

\* Для  $B$ -состояния следует ожидать примерно таких же констант тушения.

Из приведенных констант видно, что при давлении буфера порядка 1 атм процесс релаксации ХеF ( $B \rightarrow C$ ) практически не ограничивает скорость заселения  $C$ -состояния и значительно превосходит по скорости радиационный распад и тушение  $B$ -состояния ХеF (константы скорости последнего процесса составляют  $(2,6 \div 7,4) \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup> [39, 40]).

В [8, 24] лазерная генерация на переходе  $C \rightarrow A$  при оптической накачке излучением открытого сильноточного разряда наблюдалась в смеси ХеF<sub>2</sub> : N<sub>2</sub> : Ar =  $7 \cdot 10^{16} : 10^{19} : 3,2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> при использовании плоскосферического резонатора. Достигнутая энергия генерации 0,5 Дж соответствует удельному энергосъему  $\sim 2,5 \cdot 10^{-3}$  Дж·см<sup>-3</sup>. Принимая во внимание полное разложение ХеF<sub>2</sub> под действием источника накачки, нетрудно подсчитать, что поглощаемая в единице объема энергия накачки составляет  $h\nu_n N_0 = 8,5 \cdot 10^{-2}$  Дж·см<sup>-3</sup>, где  $N_0$  — начальная концентрация ХеF<sub>2</sub>. Таким образом, внутренний КПД преобразования энергии накачки в лазерное излучение составляет  $\sim 3\%$ . В то же время имеется значительный резерв для увеличения этой величины. Это видно из следующих соображений.

Скорость распада  $C$ -состояния ХеF в реальной рабочей смеси определяется спонтанным излучением из этого состояния, а также тушением исходным веществом и образующимся при фотодиссоциации ксеноном ( $k_C \approx 1,9 \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup> [31, 33]) и составляет  $\tau^{-1} = \frac{1}{\tau_{\text{рад}}} + \frac{1}{\tau_{\text{туш}}} \approx 3 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>.

Скорость увода ХеF ( $C$ ) через  $B$ -состояние за счет обратного процесса  $C \rightarrow B$  и радиационного распада ХеF ( $B$ ) мала по сравнению с  $\tau^{-1}$ , поскольку константы прямого и обратного процессов относятся как  $\frac{g_C}{g_B} e^{\Delta E/kT} \approx 23$ ,

где  $\Delta E = 630$  см<sup>-1</sup> и  $g_C/g_B = 2$  — соответственно разность энергий и отношение статвесов  $C$ - и  $B$ -состояний. Для эффективного перевода энергии возбуждения ХеF ( $C$ ) в лазерное излучение необходимо, чтобы скорость индуцированных переходов в поле когерентного излучения внутри резонатора существенно превышала скорость безызлучательного распада ХеF ( $C$ ). Это условие выполняется при мощностях возбуждения, реализуемых при яркостной температуре источника накачки около 30 тыс. град. Действительно, скорость возбуждения, которая может быть при этом обеспечена плоским источником накачки во фронте волны просветления в точке  $x_{0,5}$ , соответствующей значениям  $I = I_0/2$  и  $N = N_0/2$  (рис. 1), составляет

$$W = \sigma_n^{\text{макс}} \frac{I_0}{2} \frac{N_0}{2} \varphi_B \approx 10^{23} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}, \text{ где } I_0 \approx 3 \cdot 10^{23} \text{ фотонов} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \text{ — поток из-}$$

лучения в полосу поглощения ХеF<sub>2</sub> шириной  $\sim 20$  нм (по уровню  $\sigma_n^{\text{макс}}/2$ ),  $N_0 = 7 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> — начальная концентрация ХеF<sub>2</sub>,  $\varphi_B \approx 0,3$  — квантовый выход образования ХеF ( $B$ ). При такой мощности накачки и полных потерях в лазере  $\gamma = 10^{-3}$  см<sup>-1</sup> плотность фотонов в резонаторе достигает величины  $\rho = W \frac{\tau}{\tau_{\text{рад}}} \tau_{\text{рез}} = 10^{15}$  фотонов·см<sup>-3</sup>, где  $\tau_{\text{рез}} = (\gamma c)^{-1} = 3 \cdot 10^{-8}$  с — время жизни фотона в резонаторе. Соответствующий поток индуцированного излучения составляет  $I_p = \rho c = 3 \cdot 10^{25}$  фотонов·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>, а скорость ин-

дуцированных переходов  $\tau_n^{-1} = \sigma_n \cdot I_p = 3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ , что на порядок превышает скорость распада  $\tau^{-1}$   $C$ -состояния по другим каналам (рис. 3).

Из сказанного следует, что внутренняя квантовая эффективность механизма преобразования энергии возбуждения  $\text{XeF}(B)$  в индуцированное излучение может быть высокой и приближаться к единице. При этом КПД лазера по отношению к поглощенной в активной среде энергии накачки определяется в основном величиной стоксова сдвига частоты лазерного излучения, а также квантовым выходом образования  $\text{XeF}(B)$  при фотодиссоциации  $\text{XeF}_2$  и лежит в зависимости от значения последнего в диапазоне от 10 до 30%.

### К<sub>г</sub>F-лазер

Лазерная генерация на  $\text{Kr}_2\text{F}$  при оптической накачке излучением открытого сильноточного разряда наблюдалась в смесях  $\text{KrF}_2 : \text{N}_2 = 1 : 1000$  ( $p = 2$  атм) и  $\text{KrF}_2 : \text{CF}_4 : \text{Kr} = 1 : 20 : 800$  ( $p = 2$  атм) [41]. Механизмы образования  $\text{Kr}_2\text{F}$  в этих смесях несколько отличаются друг от друга. Энергетические характеристики лазера в указанной работе не измерялись. Чтобы понять, какова ожидаемая эффективность рассматриваемых механизмов возбуждения  $\text{Kr}_2\text{F}^*$ , рассмотрим более подробно их кинетику.

Лазерная генерация в трехатомном эксимере  $\text{Kr}_2\text{F}^*$  наблюдается на ионно-ковалентном переходе  $4^2\text{G} \rightarrow 1^2\text{G}$ ,  $2^2\text{G}$ , сопровождающемся широким континуумом излучения на длине волны 420 нм шириной  $\Delta\lambda \approx 90$  нм. Нижнее состояние является разлетным, что, как и в случае  $\text{XeF}(C-A)$ , позволяет реализовать предельную эффективность преобразования энергии возбуждения  $\text{Kr}_2\text{F}^*$  в лазерное излучение за счет подавления процессов тушения индуцированными переходами.

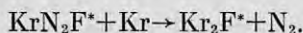
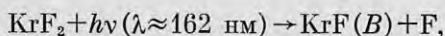
В основе механизмов образования  $\text{Kr}_2\text{F}^*$  при оптической накачке лежат вторичные фотохимические процессы, сопровождающие фотодиссоциацию  $\text{KrF}_2$ .

На рис. 5 приведен спектр поглощения  $\text{KrF}_2$  в ВУФ-области [24]. Спектральная зависимость абсолютного значения квантового выхода образования  $\text{KrF}(B)$  в этой полосе специально не измерялась. Оценки усредненного по полосе квантового выхода, полученные в [41] на основании измерения абсолютных значений концентрации  $\text{KrF}(B)$  при накачке ВУФ-излучением открытого сильноточного разряда, дают величину  $\varphi_B \approx 35\%$ . При такой величине  $\varphi_B$  можно ожидать, что в спектральной зависимости  $\varphi_B(\lambda)$  максимум квантового выхода близок к единице.

Простейшим способом возбуждения  $\text{Kr}_2\text{F}^*$  служит рекомбинация  $\text{KrF}(B)$  с  $\text{Kr}$  в присутствии третьего тела. Эта реакция [41] лежит в основе механизма возбуждения  $\text{Kr}_2\text{F}^*$  во второй из приведенных выше лазерных смесей. Однако более высокая эффективность образования  $\text{Kr}_2\text{F}^*$  была получена в первой смеси [41], содержащей азот.

В процессе исследований [41] кинетики образования  $\text{Kr}_2\text{F}^*$  при оптическом возбуждении различных смесей обнаружилось сильное влияние сравнительно небольших добавок азота (порядка 100 и выше тор) в рабочие смеси, содержащие  $\text{KrF}_2$ , на яркость люминесценции  $\text{Kr}_2\text{F}^*$ . Это приводило к значительному увеличению яркости свечения в области 420 нм и практически к полному исчезновению люминесценции  $\text{KrF}(B \rightarrow X)$  на  $\lambda \approx 250$  нм. Анализ результатов привел к выводу, что в смесях с азотом образование  $\text{Kr}_2\text{F}$  идет с участием эксимеров нового ранее не известного типа —  $\text{KrN}_2\text{F}^*$ , состоящих из четырех атомов.

При этом схема соответствующих реакций может быть упрощенно представлена в следующем виде:



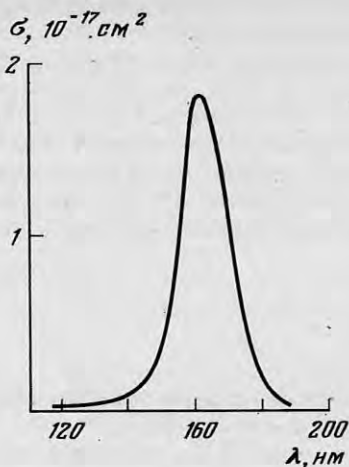


Рис. 5

Рис. 5. Спектр поглощения  $\text{KrF}_2$

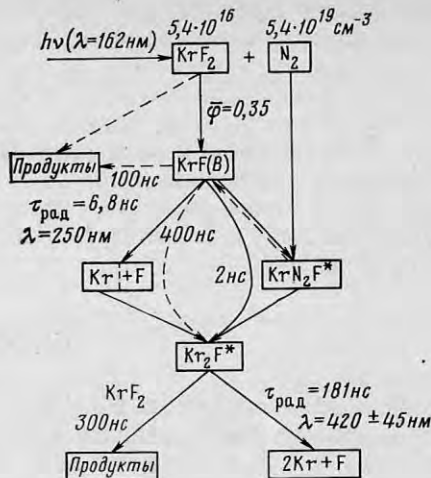


Рис. 6

Рис. 6. Схема процессов, участвующих в лазерном цикле  $\text{Kr}_2\text{F}$ -лазера. Пунктир – процессы, роль которых незначительна. Характерные времена процессов соответствуют указанному на рисунке составу смеси,  $\bar{\varphi}$  – усредненный по спектру накачки квантовый выход  $\text{KrF}(B)$

На рис. 6 представлена более полная схема реакций. Для вычисления характерных для данной смеси времен различных процессов использованы, наряду с указанной выше, константы, приведенные в табл. 2.

Обращает на себя внимание высокая скорость и соответственно высокая эффективность образования  $\text{Kr}_2\text{F}^*$  даже в отсутствии в исходной смеси криптона. Участвующий в реакции с  $\text{KrN}_2\text{F}^*$  криптон образуется при распаде  $\text{KrF}(B)$ , и его концентрация в среднем составляет  $\sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Тем

Таблица 2

Процессы	$k, \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	Ссылка
$\text{KrF}(B) + \text{KrF}_2 \rightarrow \text{продукты}$	$1,4 \cdot 10^{-10}$	[42]
$\text{KrF}(B) + \text{Kr} + \text{M} \rightarrow \text{Kr}_2\text{F}^* + \text{M}$ ( $\text{M} = \text{CF}_4, \text{ Kr}, \text{ He}$ )	$8,5 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$	[41]
$\text{Kr}_2\text{F}^* + \text{KrF}_2 \rightarrow \text{продукты}$	$6,2 \cdot 10^{-11}$	[41]

не менее, как показано в [41], при увеличении давления азота экспериментально наблюдаемое число излученных эксимерами  $\text{Kr}_2\text{F}^*$  фотонов из единицы объема стремится к величине  $\frac{\tau}{\tau_{\text{рад}}} \bar{\varphi} = 0,25 N_0$ , где  $N_0$  – началь-

ная концентрация  $\text{KrF}_2$ ,  $\tau$  и  $\tau_{\text{рад}}$  – соответственно время жизни  $\text{Kr}_2\text{F}^*$  с учетом тушения и радиационное время. (При давлении азота 1,5 атм эта величина составляет  $\sim 0,16 N_0$ .) Отличие внутренней квантовой эффективности механизма преобразования излучения накачки в индуцированное излучение от предельной величины, определяемой квантовым выходом образования  $\text{KrF}(B)$  и равной  $\bar{\varphi} \approx 0,35$ , обусловлено главным образом тушением  $\text{Kr}_2\text{F}^*$ , которое, как и в случае  $\text{XeF}(C-A)$ , может быть подавлено за счет индуцированных переходов. В последнем утверждении нетрудно убедиться, проделав оценки, аналогичные приведенным для  $\text{XeF}$ .

В случае источника накачки с яркостной температурой 30 тыс. град., учитывая, что спектр поглощения  $\text{KrF}_2$  по положению и ширине контину-

ума аналогичен спектру поглощения  $\text{XeF}_2$ , для скорости возбуждения  $\text{Kr}_2\text{F}^*$  в приведенной на рис. 6 смеси получим  $W \approx 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . Это дает для потока когерентного излучения внутри резонатора (при  $\gamma = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ,  $\tau = 115 \text{ нс}$ ,  $\tau_{\text{рад}} = 181 \text{ нс}$ ) значение  $I_p \approx 2 \cdot 10^{25}$  фотонов  $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , что соответствует  $\tau_{\text{н}} = (\sigma_{\text{н}} I_p)^{-1} \approx 30 \text{ нс}$ . Последняя величина существенно меньше времени распада  $\text{Kr}_2\text{F}^*$  с учетом тушения. Это означает, что квантовая эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение при определенных условиях должна определяться практически только квантовым выходом образования  $\text{KrF}(B)$  при фотодиссоциации  $\text{KrF}_2$ . Если принять его равным 0,35, то КПД преобразования энергии накачки в активную среду излучения с учетом стоксова сдвига составит  $\sim 12\%$ .

### IF-лазер

Лазерная генерация на IF при оптической накачке излучением открытого сильноточного разряда наблюдалась в смеси  $\text{CF}_3\text{I} : \text{NF}_3 : \text{Ar} = 1 : 2 : 1900$  тор [4]. Длина активной части составляла 80 см, резонатор плоско-сферический с коэффициентом пропускания выходного зеркала 3%. Энергия генерации 42 мДж. В спектре лазерной генерации наблюдались 9 линий в области 485,7–491,4 нм, наиболее сильные из которых концентрировались вблизи 491 нм.

В [42] рабочий переход отождествляется с переходом  $E \rightarrow A^3\Pi_1$  ( $v' = 0 \rightarrow v'' = 4,5$ ). Радиационное время жизни IF( $E$ ) равно 15 нс [43]. Примерный вид потенциальных кривых нижних состояний приведен на рис. 7. Лазерный переход является ионно-ковалентным, что обуславливает сдвиг минимумов потенциальных кривых верхнего и нижнего состояний и возможность быстрой очистки нижних лазерных уровней за счет колебательной релаксации.

Механизм возбуждения лазерной генерации пока не ясен. В [43] предложен механизм, включающий в себя фотодиссоциацию  $\text{CF}_3\text{I}$  с образованием  $I(^4P)$  и вторичную реакцию возбужденного йода с  $\text{NF}_3$ , которая ведет к возникновению возбужденных молекул IF( $E$ ). Порог возбуждения IF( $E$ ) в этом случае должен совпадать с порогом образования  $I(^4P_{1/2}, 3/2)$  при фотодиссоциации  $\text{CF}_3\text{I}$ , лежащим в области  $T+D=9,8 \text{ эВ}$  ( $\lambda=125 \text{ нм}$ ), где  $T=7,5 \text{ эВ}$  — энергия возбуждения  $I(^4P_{1/2}, 3/2)$ ,  $D=2,3 \text{ эВ}$  — энергия диссоциации  $\text{CF}_3\text{—I}$ . Эта величина согласуется с наблюдениями авторов работы [4], в которой люминесценция возбуждалась ВУФ-излучением капиллярного разряда через окошки из LiF и кристаллического кварца, имеющим границы пропускания соответственно на  $\lambda=120$  и 145 нм, причем люминесценция наблюдалась только при возбуждении через окно из LiF. Однако позднее выяснилось, что люминесценция наблюдается и в отсутствие  $\text{NF}_3$ , хотя лазерная генерация в этих условиях не возникает. Аналогичный эффект существования люминесценции и отсутствия лазерной генерации без  $\text{NF}_3$  наблюдался при возбуждении смеси  $\text{CF}_3\text{I} + \text{He}$  быстрым разрядом [44]. Возможно, что  $\text{NF}_3$  принимает участие лишь в процессе увода частиц с нижнего лазерного уровня за счет, например, тушения IF( $A^3\Pi_1$ ).

Наиболее важным результатом работы [4] является наблюдение лазерной генерации в квазинепрерывном режиме: длительность генерации составляла 4 мкс при радиационном времени жизни верхнего состояния 15 нс. Это обстоятельство свидетельствует о перспективности использования молекул IF в лазерах с оптическим возбуждением, характеризующихся сравнительно большой длительностью импульса накачки, в случае

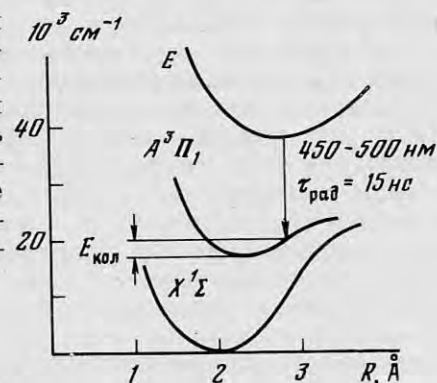


Рис. 7. Потенциальные кривые молекулы IF



открытого сильноточного разряда, например лежащей в диапазоне  $10^{-5}$ – $10^{-4}$  с.

Эффективное опустошение нижнего лазерного состояния осуществляется, по-видимому, как и в случае  $I_2$ -лазера с оптической накачкой [10, 45], за счет колебательной релаксации и диссоциации молекулы  $IF(A^3\Pi_1)$  (наряду с диссоциацией, как указывалось выше, может существовать также тушение состояния  $A^3\Pi_1$  за счет реакций с компонентами смеси). Если предположить, что наиболее интенсивные лазерные переходы действительно осуществляются на колебательный уровень  $v''=5$ , то одной колебательной релаксацией лишь с трудом можно объяснить наблюдаемую длительность генерации 4 мкс. Действительно, как показано в [45], учет конечной глубины потенциальной ямы нижнего состояния приводит к тому, что при стационарной накачке время существования инверсии составляет  $\tau = \tau_{\text{рад}} \exp(E_{\text{кол}}/kT)$ , где  $\tau_{\text{рад}}$  — радиационное время жизни  $IF(E)$ ,  $E_{\text{кол}} = (v''+1/2)h\nu_e$  — колебательная энергия молекулы в нижнем лазерном состоянии. Для уровня  $v''=5$   $E_{\text{кол}} \approx 1375$  см $^{-1}$  ( $\omega_e \approx 250$  см $^{-1}$  [43]), что соответствует  $\tau \approx 3$  мкс. Учитывая, что длительность генерации в эксперименте определялась все же длительностью накачки, необходимо предположить наличие также других каналов распада  $IF(A^3\Pi_1)$ , либо лазерные переходы отождествлены неверно и  $v'' > 5$ .

### Сложные органические соединения

В настоящее время продолжают активные исследования лазеров на парах и растворах сложных органических соединений, дающих генерацию в сине-зеленом диапазоне спектра. Как известно, за последнее время достигнут значительный прогресс в области увеличения средней мощности сине-зеленых лазеров на растворах красителей. Так, в [46] сообщается о надежном перестраиваемом лазере на растворе кумарина-504, работающего в диапазоне  $480 \pm 30$  нм со средней мощностью 200 Вт (в форсированном режиме 5 с с мощностью 1200 Вт).

В поисках новых эффективных лазерных красителей была исследована генерация на соединениях нового класса — имитринах, работающих в диапазоне 475–575 нм. В диапазоне 500 нм при лазерной накачке на некоторых имитринах получен КПД генерации более 25% [47], что для соединений, работающих в этом диапазоне, является наибольшей из достигнутых эффективностей.

В целях улучшения оптической однородности лазерной среды была исследована генерация на красителях в газовой фазе. На парах соединений имитрин-3 и имитрин-9 при лазерной накачке получена генерация в диапазонах 470 и 520 нм [48]. Используя обнаруженное увеличение летучести паров ряда лазерных соединений в присутствии буферных газов [12], удалось увеличить КПД генерации на парах соединений РОРОР и ТОРОТ до 22%, что сравнимо с эффективностью генерации этих соединений в растворах.

Впервые удалось получить лазерную генерацию в газовой фазе на соединениях, относящихся к одному из лучших классов лазерных красителей — кумаринов [13]. Генерация получена в диапазоне 475–540 нм. При накачке третьей гармоникой неодимового лазера (355 нм) на некоторых кумаринах в газовой фазе получен КПД 12%. На парах кумаринов продемонстрирована возможность получения длительной лазерной генерации и генерации при ламповой накачке [19].

Таким образом, проведенные исследования подтвердили перспективность создания эффективных сине-зеленых газовых лазеров на парах сложных органических соединений, что в сочетании с высокой оптической однородностью и малой вязкостью среды открывает возможность практического использования газовых смесей красителей как для целей преобразования УФ-излучения эксимерных лазеров, так и для создания мощных лазерных систем.

## Заключение

Развитие метода некогерентной оптической накачки газовых лазеров в направлении освоения видимого спектрального диапазона позволило реализовать целый ряд конкретных механизмов сине-зеленой лазерной генерации. Исследования первичных и вторичных фотопроцессов, протекающих в активной среде лазеров, продемонстрировали высокую эффективность этого метода применительно к лазерам сине-зеленого диапазона и показали перспективность использования реализованных в лазерной генерации молекулярных переходов.

Как показывает анализ полученных кинетических данных, в лазерах на  $\text{XeF}$  ( $C-A$ ) и  $\text{Kr}_2\text{F}$  эффективность преобразования энергии накачки в лазерное излучение может достигать 10–30%. Такие же значения эффективности экспериментально получены при лазерной накачке паров сложных органических соединений (22% на парах соединений  $\text{P}^+\text{O}^-\text{P}^+\text{O}^-$  и  $\text{TOROT}$  и  $\geq 12\%$  на парах кумаринов).

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева  
Академии наук СССР

## Литература

1. *Eden J. G.* Appl. Phys. Letts, 1978, v. 33, p. 495.
2. *Schimitschek E. J., Celto J. E., Taris J. A.* Appl. Phys. Letts, 1977, v. 31, p. 608.
3. *Бажулин С. П., Басов Н. Г., Зуев В. С., Леонов Ю. С., Стойлов Ю. Ю.* Квантовая электроника, 1978, т. 5, с. 684.
4. *Басов Н. Г., Зуев В. С., Михеев Л. Д., Яловой В. И.* Квантовая электроника, 1982, т. 9, с. 1064.
5. *Дацкевич И. С., Зуев В. С., Михеев Л. Д., Погорельский И. В.* Квантовая электроника, 1978, т. 5, с. 1456.
6. *Зуев В. С., Михеев Л. Д., Погорельский И. В.* Квантовая электроника, 1979, т. 6, с. 1513.
7. *Зуев В. С., Михеев Л. Д., Погорельский И. В.* Квантовая электроника, 1980, т. 7, с. 1482.
8. *Басов Н. Г., Зуев В. С., Канаев А. В., Михеев Л. Д., Ставровский Д. Б.* Квантовая электроника, 1979, т. 6, с. 1074.
9. *Bishel W. K., Nakano H. H., Eckstrom D. J., Hill R. M., Huestis D. L., Lorents D. C.* Appl. Phys. Letts, 1979, v. 34, с. 565.
10. *Басов Н. Г., Зуев В. С., Михеев Л. Д., Стойлов Ю. Ю.* Известия АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, с. 1516.
11. *Басов Н. Г., Зуев В. С., Канаев А. В., Михеев Л. Д., Ставровский Д. Б.* Квантовая электроника, 1980, т. 7, с. 2660.
12. *Логунов О. А., Старцев А. В., Стойлов Ю. Ю.* Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 1558.
13. *Логунов О. А., Старцев А. В., Стойлов Ю. Ю.* Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 1305.
14. *Powell H. T., Ewing J. J.* Appl. Phys. Letts, 1978, v. 33, p. 165.
15. *Burnham R.* Appl. Phys. Letts, 1977, v. 30, p. 132.
16. *Ehlich D. J., Maya J., Osgood R. M., Jr.* Appl. Phys. Letts, 1978, v. 33, p. 931.
17. *Борович Б. Л., Зуев В. С., Кагулин В. А., Михеев Л. Д., Николаев Ф. А., Носач О. Ю., Розанов В. Б.* Сб. Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. Т. 15. Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой. М.: ВИНТИ, 1978.
18. Экимерные лазеры/Под ред. Рондзэ Ч.: Мир, 1981.
19. *Басов Н. Г., Логунов О. А., Нурлигареев Д. Х., Трусов К. К.* Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 2283.
20. *Борович Б. Л., Зуев В. С., Кагулин В. А., Носач О. Ю., Тюрин Е. Л., Щеглов В. А.* В сб. Квантовая электроника/Под ред. Басова Н. Г. М.: Наука, 1972, т. 2 (8), с. 88.
21. *Зуев В. С., Стойлов Ю. Ю., Трусов К. К.* ЖПС, 1975, т. XXIII, с. 1004.
22. *Басов Н. Г., Зуев В. С., Михеев Л. Д., Ставровский Д. Б., Яловой В. И.* Квантовая электроника, 1977, т. 4, с. 2453.
23. *Eden J. G.* Optics Letts, 1978, v. 3, p. 94.
24. *Зуев В. С., Исаев И. Ф., Канаев А. В., Михеев Л. Д., Ставровский Д. Б., Щенцов Н. Г.* Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 373.
25. *Dunning T. H., Jr., Nau P. J. J.* Chem. Phys., 1978, v. 69, p. 134.
26. *Brashears H. C., Jr., Setser D. W., Desmarteau D.* Chem. Phys. Letts, 1977, v. 48, p. 84.
27. *Smith A. L., Kobrinsky P. C. J.* Mol. Spectr., 1978, v. 69, p. 1.
28. *Tellinghuisen P. C., Tellinghuisen J., Coxon J. A., Velazco J. E., Setser D. W.* J. Chem. Phys., 1978, v. 63, p. 5187.

29. *Tellinghuisen J., Tellinghuisen P. C., Tisone G. C., Hoffman J. M., Hays A. K.* J. Chem. Phys., 1978, v. 68, p. 5177.
30. *Зуев В. С., Канаев А. В., Михеев Л. Д., Ставровский Д. Б.* Труды ФИАН, 1980, т. 125, с. 3.
31. *Lorents D. C.* Proc. Int. Conf. on Lasers 79. Orlando, Florida, USA, Dec. 17—21, 1979, p. 143.
32. *Kligler D., Nakano H. H., Huestis D. L., Bishel W. K., Hill R. M., Rhodes C. K.* Appl. Phys. Letts, 1978, v. 33, p. 39.
33. *Black G., Sharpless R. L., Lorents D. C., Huestis D. L., Gutcheck R. A., Bonifield T. D., Helms D. A., Walters G. K. J.* Chem. Phys., 1981, v. 75, p. 4840.
34. *Waynant R. W., Eden J. G.* IEEE J. Quant. Electr., QE-15, 1979, № 2, p. 61.
35. *Bishel W. K., Eckstrom D. L., Huestis D. L., Lorents D. C.* Proc. Int. Conf. on Lasers 79. Orlando, Florida, USA, Dec. 17—21, 1979, p. 170.
36. *Fisher C. H., Center R. E. J.* Chem. Phys., 1978, v. 69, p. 2011.
37. *Liegel J., Tittel F. K., Wilson W. L., Jr., Marowsky G.* Appl. Phys. Letts, 1981, v. 39, p. 369.
38. *Бибинев Н. К., Виноградов И. П., Михеев Л. Д., Ставровский Д. Б.* Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 1945.
39. *Eden J. G., Waynant R. W.* Opt. Letts, 1978, v. 2, p. 13.
40. *Burnham R., Harris N. W. J.* Chem. Phys., 1977, v. 66, p. 2742.
41. *Зуев В. С., Канаев А. В., Михеев Л. Д., Ставровский Д. Б.* Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 2183.
42. *Eden J. G., Waynant R. W., Searles S. K., Burnham R.* Appl. Phys. Letts, 1978, v. 32, p. 733.
43. *Hutchison S. B., Eden J. G., Verdeyen J. T.* Appl. Phys. Letts, 1980, v. 37, p. 374.
44. *Dlabal M. L., Hutchison S. B., Eden J. G., Verdeyen J. T.* Appl. Phys. Letts, 1980, v. 37, p. 873.
45. *Зуев В. С., Михеев Л. Д., Широких А. П.* Квантовая электроника, 1982, т. 9, № 3, с. 573.
46. *Morton R. G., Draggio V. G.* Reliable high average power high pulse energy dye laser. Digest CLEO—81 (Th S7-1), 1981.
47. *Логунов О. А., Старцев А. В., Стойлов Ю. Ю.* Квантовая электроника, 1980, т. 7, с. 213.
48. *Зуев В. С., Кругленко В. П., Логунов О. А., Повстяной М. В., Старцев А. В., Стойлов Ю. Ю.* Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 1567.