

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373.826

*Т.Н. КОПЫЛОВА, В.Я. АРТЮХОВ, С.Ю. НИКОНОВ, Р.М. ГАДИРОВ***ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВЫНУЖДЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКЕ**

С использованием методики численного моделирования проведено исследование динамики формирования вынужденного излучения в ряду органических соединений – кумарины (7-амино-4-метилкумарин и 6-бром-3-(4-(4-бромфенил)тиазол-2-ил)-кумарин), родамин-6Ж. Выяснено влияние концентрации на длину волны генерации (родамин-6Ж) и генерационная способность 7-амино-4-метилкумарина при разной длительности импульса накачки. Исследованы причины отсутствия генерации 6-бром-3-(4-(4-бромфенил)тиазол-2-ил)-кумарина.

*Ключевые слова:* лазер, органическое соединение, численный эксперимент, динамика генерации.

**Введение**

За полвека, прошедших после создания первых лазеров, они нашли массовое применение в различных областях науки и техники. Длительное время основное внимание исследователей было сосредоточено на исследовании лазерной физики, разработке новых типов лазеров и расширении диапазона излучения, а также на использовании новых источников возбуждения. Были достигнуты обширные научные и практические результаты [1, 2].

В настоящее время наиболее актуальной является задача разработки и создания лазеров с заданными характеристиками для конкретных научных целей и лазерных технологий. Решение этой проблемы, в частности, связано с разработкой и созданием активной среды лазера. В свою очередь, решение этой задачи для лазеров на основе органических соединений требует детального изучения спектрально-люминесцентных свойств используемых соединений, зависимостей генерационных характеристик от строения молекул, окружающей среды и параметров возбуждения. Наиболее продуктивным подходом к изучению органических ароматических и гетероароматических соединений является комплексный подход, сочетающий экспериментальные и теоретические, в том числе квантово-химические, исследования [3–5]. Комплексные исследования генерации света органическими молекулами дают возможность анализа всей совокупности протекающих в них фотопроцессов, помогают как более глубоко понять само явление генерации, так и оптимизировать окружающую среду (резонатор, раствор, матрица и т.д.), обоснованно выбрать условия их возбуждения в зависимости от строения молекул, создать эффективные лазерные среды. Такой подход при исследовании спектрально-люминесцентных свойств молекул – основы лазерной среды – используется в [5].

Одной из основных особенностей генерации лазерного излучения органическими молекулами является осуществление в них под действием мощного возбуждения нелинейного режима возбуждения, вынужденных процессов поглощения и излучения (как на длине волны накачки, так и на длине волны генерации), внутримолекулярных безызлучательных фотопроцессов. В основе теоретического исследования лазерной генерации света органическими молекулами лежит физическая модель населенностей молекулы при мощном возбуждении, предложенная в 1964 г. Б.И. Степановым [6, 7]. Эта модель позволяет проанализировать распределение населенностей электронных состояний, участие их в осуществлении фотопроцессов, значимость внутримолекулярных параметров для генерации излучения и других нелинейных процессов. Различные варианты этой модели активно используются исследователями из России [8], Китая [9], Индии [10], Америки [11], Испании [12, 13].

Наши исследования в этом направлении начаты в [3, 4]. В [5] было проведено численное моделирование генерационных характеристик замещенных пирана (DCM). Была продемонстрирована плодотворность использования численного моделирования динамики фотопроцессов в органических соединениях для понимания особенностей поглощения и излучения в мощных световых полях, показана эффективность предложенного подхода и разработанной физико-математической

модели. В данной работе комплексный подход использован для более глубокого понимания особенностей генерации света органическими молекулами различного строения – родамин 6Ж (Р6Ж), кумарин 5 (К5), кумарин 120 (К120) [14]. Структурные формулы соединений приведены на рис. 1.

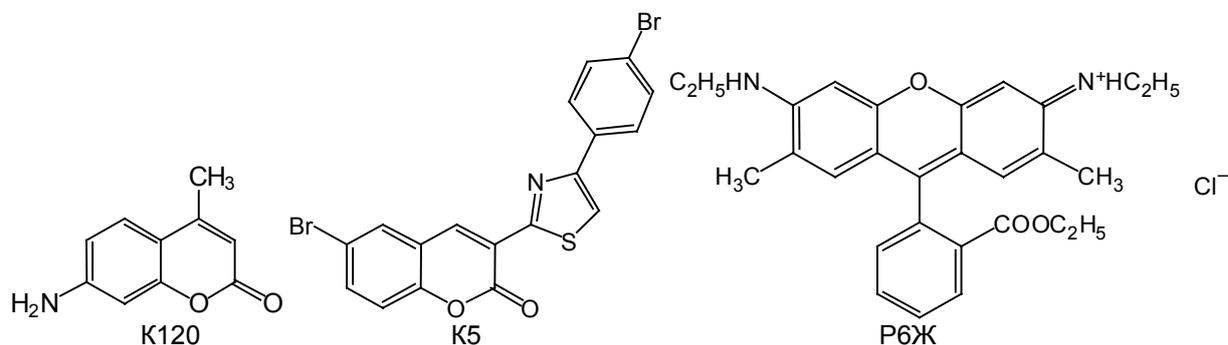


Рис. 1. Структурные формулы исследованных соединений

### Методы исследования

В [5, 15] был представлен подход, позволяющий проводить моделирование динамики процессов вынужденного излучения при импульсной лазерной накачке сред на основе органических соединений. Приведем его краткое описание.

Для моделирования динамики населенностей электронных состояний и фотопроцессов используется схема электронных состояний и фотопроцессов в многоатомной молекуле (рис. 2). Поглощение (накачка) и излучение локализованы в канале  $1 \leftrightarrow 3$ . При расчетах учитываются переходы  $3 \leftrightarrow 5$ , дезактивация уровня 3 при синглет-триплетной конверсии  $3 \rightarrow 2$ , переходы  $2 \rightarrow 4$  и  $2 \rightarrow 1$ . Дезактивация триплетного состояния 2 происходит, как правило, неоптическим путем. Обозначим через  $k_{ij}$  константы скоростей для безызлучательных переходов  $i \rightarrow j$ ,  $\sigma_{ij}(\lambda)$  – сечения поглощения ( $i < j$ ) или предельного усиления ( $i > j$ ) [7] для переходов, связанных с поглощением или излучением фотонов,  $n_i(t)$  – населенность  $i$ -го уровня.

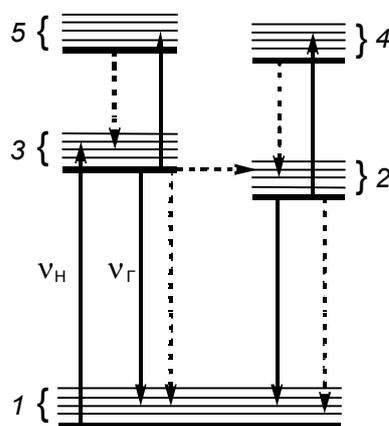


Рис. 2. Пятиуровневая схема электронных состояний и фотопроцессов, учитываемых при исследовании динамики населенностей электронных уровней молекулы. Цифрами 1, 3, 5 обозначены синглетные состояния  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $S_n$ , а 2, 4 – триплетные  $T_1$  и  $T_k$  соответственно. Сплошные стрелки соответствуют переходам, связанным с поглощением или излучением фотона, пунктирные – безызлучательные переходы

Математическая модель, описывающая динамику населенностей на представленной схеме, состоит из системы пяти дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases}
\frac{\partial n_1(t)}{\partial t} = n_3(t)(k_{ic} + k_{fl}) + n_2(t)(k_{TS} + k_{phs}) + \sum_{\lambda} [I(t, \lambda)n_3(t)\sigma_{31}(\lambda) - I(t, \lambda)n_1(t)\sigma_{13}(\lambda)], \\
\frac{\partial n_2(t)}{\partial t} = n_3(t)k_{ST} + n_4(t)k_{42} - n_2(t)(k_{TS} + k_{phs}) - \sum_{\lambda} I(t, \lambda)n_2(t)\sigma_{24}(\lambda), \\
\frac{\partial n_3(t)}{\partial t} = -n_3(t)(k_{ic} + k_{fl} + k_{ST}) + n_5(t)k_{53} + \\
+ \sum_{\lambda} [I(t, \lambda)n_1(t)\sigma_{13}(\lambda) - I(t, \lambda)n_3(t)\sigma_{31}(\lambda) - I(t, \lambda)n_3(t)\sigma_{35}(\lambda)], \\
\frac{\partial n_4(t)}{\partial t} = -n_4(t)k_{42} + \sum_{\lambda} I(t, \lambda)n_2(t)\sigma_{24}(\lambda), \\
\frac{\partial n_5(t)}{\partial t} = -n_5(t)k_{53} + \sum_{\lambda} I(t, \lambda)n_3(t)\sigma_{35}(\lambda).
\end{cases} \quad (1)$$

В данной системе для переходов, связанных с поглощением или излучением кванта света, производится суммирование по длинам волн, что вместе с формулой для коэффициента поглощения

$$K_{\text{погл}}(t, \lambda) = (\sigma_{13}(\lambda) - \sigma_{31}(\lambda))n_1(t) + \sigma_{35}(\lambda)n_3(t) + \sigma_{24}(\lambda)n_2(t) \quad (2)$$

позволяет учитывать конкуренцию переходов. Если  $K_{\text{погл}} > 0$ , то речь идёт о поглощении, в противном случае, когда  $K_{\text{погл}} < 0$ , – об усилении интенсивности излучения.

Поскольку в данном случае рассматриваются нелинейные процессы и закон Бугера – Ламберта – Бэра выполняется только в дифференциальной форме, расчёты можно проводить только для оптически тонкого слоя, как для генерации, так и для накачки. Поэтому активная среда разделяется на тонкие слои, при прохождении через которые интенсивность излучения изменяется незначительно.

С учетом излучательных переходов и коэффициента поглощения (2) выражение для интенсивности излучения на выходе слоя запишется следующим образом:

$$I_{\text{вых}}(t, \lambda) = I_{\text{вх}}(t, \lambda) \cdot e^{-K_{\text{погл}}\Delta l} + n_3(t)\Delta l K_{\text{люм}}(\lambda)K_{\text{геом}}, \quad (3)$$

где  $\Delta l$  – толщина тонкого слоя;  $K_{\text{люм}}(\lambda)$  – коэффициент, который показывает, какая часть излучения люминесценции приходится на заданный диапазон длин волн;  $K_{\text{геом}}$  – геометрический коэффициент, учитывающий ту часть излучения, которая распространяется в нужном направлении. В (3) первое слагаемое соответствует вынужденному излучению, второе – спонтанному, которое отвечает за возникновение генерации.

### Результаты исследования и их обсуждение

При моделировании генерации вынужденного излучения в активной среде использовались (если не оговорено особенно) следующие параметры импульса накачки и резонатора (при поперечной накачке): длина волны возбуждения – 355 нм; плотность мощности накачки – 10 МВт/см<sup>2</sup>; форма импульса накачки – гауссовский профиль; длительность импульса накачки на полувысоте (полуширина, FWHM) – 10 нс; максимум интенсивности накачки приходится на момент времени  $t = 15$  нс; коэффициенты отражения зеркал резонатора – 5 и 95 %; база резонатора – 3 см; длина активной среды – 1 см.

#### Кумарин К120

Кумарины известны в качестве активных сред лазеров сине-зелёного диапазона. Однако эффективность их генерации при накачке длинным импульсом (лампой-вспышкой) ниже, чем при накачке коротким импульсом лазера. Для исследования этой особенности был проведён численный эксперимент с изменением длительности импульса накачки. При моделировании непрерывной накачки был выбран импульс в форме трапеции с передним и задним фронтом по 2 нс и полушириной 94 нс; растворитель – этанол; спектры сечений поглощения и флуоресценции, используемые для расчётов, представлены на рис. 3.

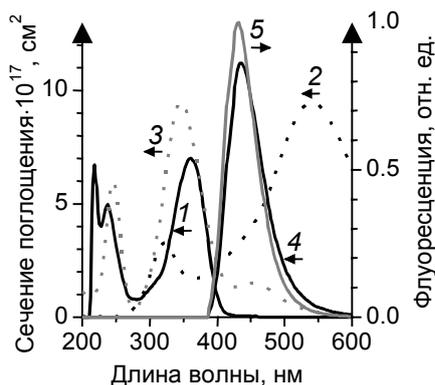


Рис. 3. Исходные спектры K120. Сечения поглощения: кр. 1 –  $S_0-S_1$ ; кр. 2 –  $S_1-S_n$ ; кр. 3 –  $T_1-T_n$ , сечения предельного усиления: кр. 4 –  $S_1-S_0$  и кр. 5 – флуоресценции

Интерес представляет динамика импульса генерации при коротких и длинных импульсах накачки. Длительность короткого импульса 10 нс взята из эксперимента, а длинного 94 нс выбрана по падению интенсивности генерации до уровня менее 1% от максимума в конце импульса накачки. Рассчитанные таким образом временные характеристики генерации на длине волны 434 нм и импульс накачки представлены на рис. 4. Для короткого импульса Гаусса, динамика генерации практически не отличается от динамики накачки (кривая 1 рис. 4, а). При накачке длинным им-

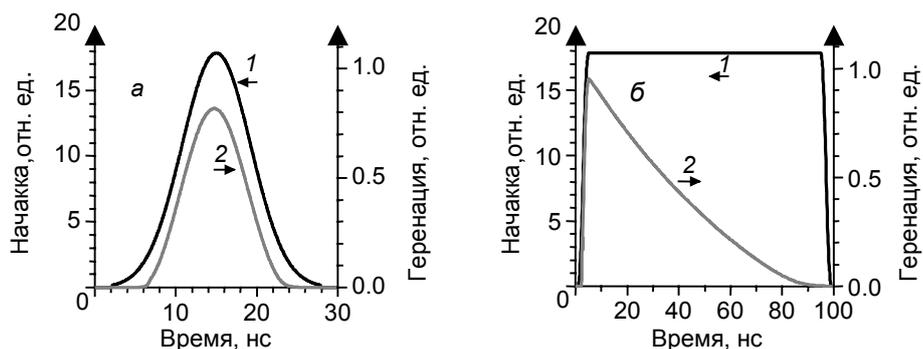


Рис. 4. Динамика импульсов накачки (кр. 1) и генерации (кр. 2) при коротком (а) и длинном (б) импульсах накачки

пульсом хорошо заметно, что интенсивность генерации падает со временем (аналогичные кривые на рис. 4, б). При этом для длинного импульса накачки, как видно из рис. 5, а, со временем форма спектра генерации практически не меняется, но при этом уменьшается интенсивность (согласно квантово-химическим расчетам константа скорости синглет-триплетной конверсии  $k_{32} = k_{ST} \approx$

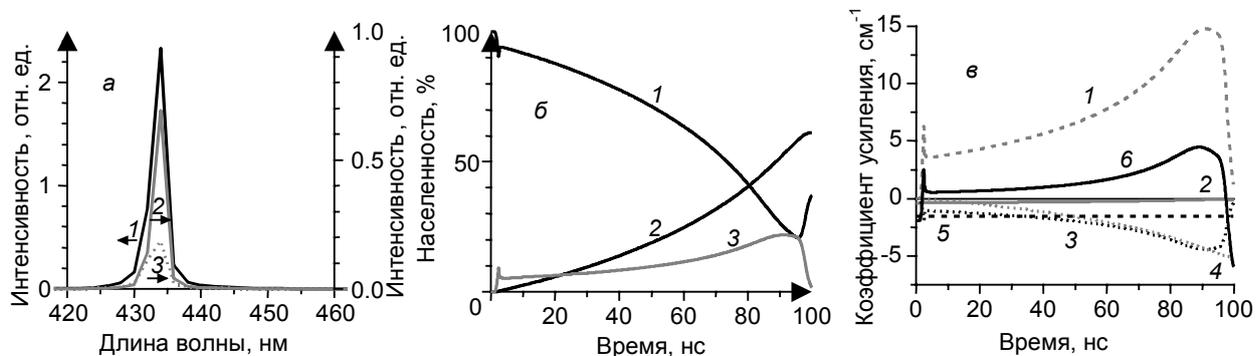


Рис. 5. Спектры генерации при длинном импульсе накачки: кр. 1 – усреднённый спектр; кр. 2 и 3 – мгновенные спектры в моменты  $t_1 = 10$  нс и  $t_2 = 50$  нс соответственно (а). Динамика населенностей при накачке длинным импульсом: кр. 1 –  $n_{S_0}$ , кр. 2 –  $n_{T_1}$ , кр. 3 –  $n_{S_1}$  (б). Динамика составляющих коэффициента усиления при длинном импульсе накачки: кр. 1 –  $S_1-S_0$ , кр. 2 –  $S_0-S_1$ , кр. 3 –  $S_1-S_n$ , кр. 4 –  $T_1-T_n$ , кр. 5 – зеркала, кр. 6 – суммарный спектр коэффициента усиления (в)

$\approx 6 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ , а излучательной –  $k_{31} = 2,7 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ ). Из анализа динамики населенностей электронных состояний, приведённой на рис. 5, б, можно отметить, что происходит увеличение населенности триплетного состояния  $n_{T1}$ , что приводит к увеличению потерь в канале поглощения  $T_1-T_n$  (рис. 5, в, кривая 4). Это, в свою очередь, приводит к уменьшению интенсивности генерации. В результате инверсия населенностей снимается медленнее и доля молекул в возбуждённом состоянии  $S_1$  возрастает, а следовательно, увеличивается поглощение  $S_1-S_n$  и уход в триплетное состояние  $T_1$ , что приводит к увеличению потерь при поглощении  $S_1-S_n$  и  $T_1-T_n$  и к затуханию генерации.

Полученные результаты показывают, при каких условиях можно ожидать улучшения эффективности генерации вынужденного излучения в активной среде на основе К120: накачка импульсом с коротким передним фронтом; накачка импульсом короткой длительности; уменьшение интрасистемной конверсии; разгрузка триплетных уровней.

Реализация последнего варианта позволит активной среде на основе К120 генерировать вынужденное излучение при накачке непрерывным излучением.

### Кумарин К5

Экспериментальные исследования показывают, что К5 в диметилсульфоксиде (ДМСО) (квантовый выход флуоресценции  $\phi_{\text{фл}} = 0,5$ ), как и некоторые другие соединения из ряда 3-тиазолил-7-гидроксикумаринов [16], не генерирует при лазерной накачке. Для установления причин этого эффекта был проведен численный эксперимент.

Плотность мощности накачки при моделировании составляла  $20 \text{ МВт/см}^2$ . Спектры сечений поглощения и флуоресценции, используемые для расчётов, представлены на рис. 6, а.

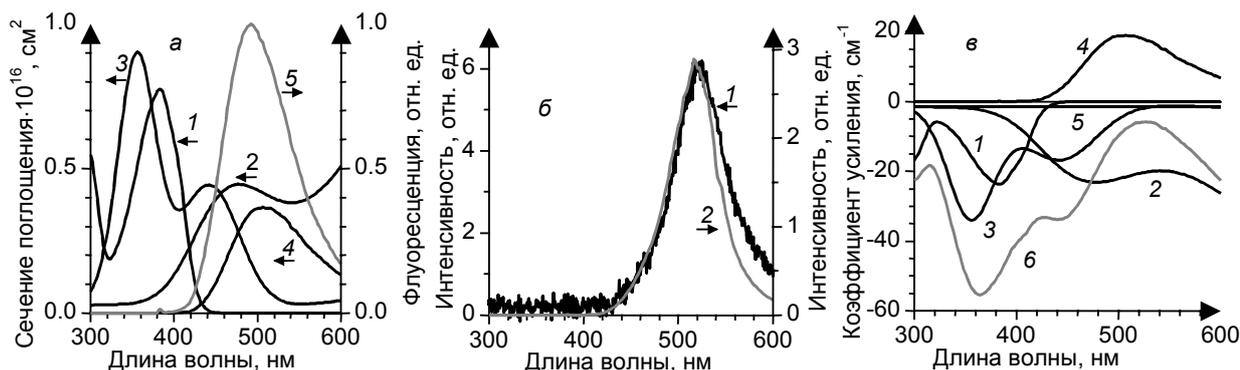


Рис. 6. Исходные спектры К5: сечения поглощения  $S_0-S_1$  (кр. 1),  $S_1-S_n$  (кр. 2),  $T_1-T_n$  (кр. 3), сечение предельного усиления  $S_1-S_0$  (кр. 4) и флуоресценции (кр. 5) (а). Экспериментальный (кр. 1) и рассчитанный (кр. 2) спектры усиленного спонтанного излучения (б). Мгновенные (при  $t_0 = 15 \text{ нс}$ ) спектры составляющих коэффициента усиления: кр. 1 –  $S_0-S_1$ , кр. 2 –  $S_1-S_n$ , кр. 3 –  $T_1-T_n$ , кр. 4 –  $S_1-S_0$ , кр. 5 – зеркала, кр. 6 – суммарный спектр коэффициента усиления (в)

Результаты моделирования представлены на рис. 6, б и в. Экспериментальный и рассчитанный спектры усиленного спонтанного излучения (Amplified Spontaneous Emission, ASE) (рис. 6, б) хорошо коррелируют между собой, что позволяет говорить о правильности расчётов. Из спектра составляющих коэффициента усиления (рис. 6, в) видно, что суммарный коэффициент усиления отрицателен, что говорит о превышении потерь над усилением, и как следствие – о невозможности генерации. Наибольший вклад в данном случае вносит наведённое поглощение в канале синглетных состояний  $S_1-S_n$  (рис. 6, в, кривая 2). Наведённое поглощение в канале триплетных состояний (рис. 6, в, кривая 3) хотя и присутствует, но сдвинуто относительно области усиленного спонтанного излучения в сторону коротких длин волн.

### Родамин 6Ж

Известно, что родамин 6Ж является одним из органических соединений, которое может генерировать как при лазерной, так и при ламповой накачке. Кроме того, сечение наведённого поглощения из синглетных ( $S_1-S_n$ ) и триплетных ( $T_1-T_n$ ) возбуждённых состояний значительно меньше, чем сечение поглощения из основного состояния, а константа интеркомбинационной конверсии ( $k_{ST}$ ) на порядок ниже константы радиационного распада ( $k_{T1}$ ). Всё это говорит о том, что Р6Ж мо-

жет излучать как при лазерной, так и при ламповой накачке. Однако на генерацию излучения в активной среде на основе Р6Ж, как и многих других соединений с малым стоксовым сдвигом (и частичным перекрытием спектров поглощения и флуоресценции), оказывает влияние поглощение излучения генерации в канале  $S_0-S_1$ . Из эксперимента видно, что при изменении концентрации Р6Ж происходит смещение длины волны генерации. Приведенный ниже численный эксперимент показывает причины этого эффекта.

Для расчёта использовались следующими параметры: длина волны возбуждения: 532 нм; растворитель: этанол; концентрации:  $10^{-4}$ ,  $5 \cdot 10^{-4}$  и  $10^{-3}$  М. Спектры сечений поглощения и флуоресценции, используемые для расчётов, представлены на рис. 7, а.

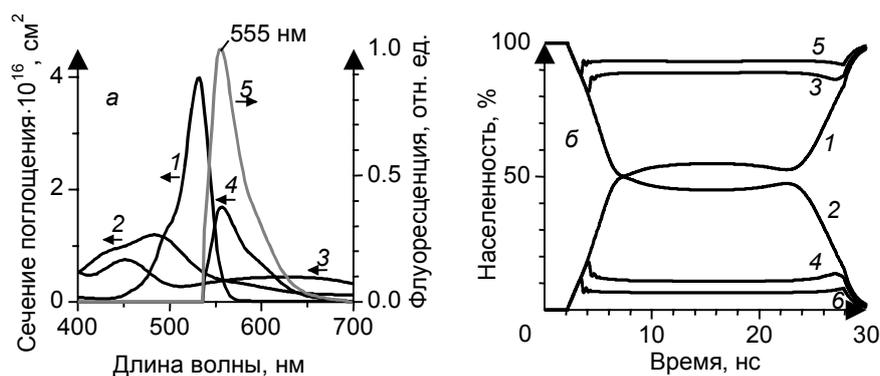


Рис. 7. Исходные спектры Р6Ж: сечения поглощения  $S_0-S_1$  (кр. 1),  $S_1-S_n$  (кр. 2),  $T_1-T_n$  (кр. 3), сечение предельного усиления  $S_1-S_0$  (кр. 4) и флуоресценции (кр. 5) (а). Динамика населенностей основного  $n_{S_0}$  (кр. 1, 3, 5) и возбуждённого  $n_{S_1}$  (кр. 2, 4, 6) состояний при концентрациях  $10^{-4}$  М (кр. 1, 2),  $5 \cdot 10^{-4}$  М (кр. 3, 4) и  $10^{-3}$  М (кр. 5, 6) (б)

Результаты моделирования приведены на рис. 7, б, 8, б и 9. На рис. 7, б (кривые 3 и 4) показана динамика населенностей основного ( $n_{S_0}$ ) и возбуждённого ( $n_{S_1}$ ) состояний. Для возбуждённого состояния вначале (2–5 нс) наблюдается увеличение населенности, затем с развитием генерации выход на стационарный режим (5–24 нс), и после падения импульса накачки ниже определённого уровня (в данном случае  $\sim 10\%$  от максимума) происходит медленное уменьшение населенности. На рис. 8 показаны экспериментальные и рассчитанные спектры генерации для концентраций  $10^{-4}$ ,  $5 \cdot 10^{-4}$  и  $10^{-3}$  М. Для начала рассмотрим процессы генерации при концентрации  $5 \cdot 10^{-4}$  М. Из приведённых графиков (рис. 7, а и 8, а) видно, что длина волны генерации (573 нм, кривая 2 на рис. 8, а) сдвинута в длинноволновую область спектра относительно длины волны максимума флуоресценции (555 нм, кривая 5 на рис. 7, а). Предположительно это происходит из-за влияния поглощения  $S_0-S_1$ . Действительно, на расчётном спектре составляющих коэффициента усиления (рис. 9, б) видно, что на длине волны максимума флуоресценции (555 нм) поглощение  $S_0-S_1$  всё ещё вносит значительный вклад в суммарный спектр коэффициента усиления (кривая 5), по сравнению с поглощением на длине волны генерации (572–574 нм, кривая 2).

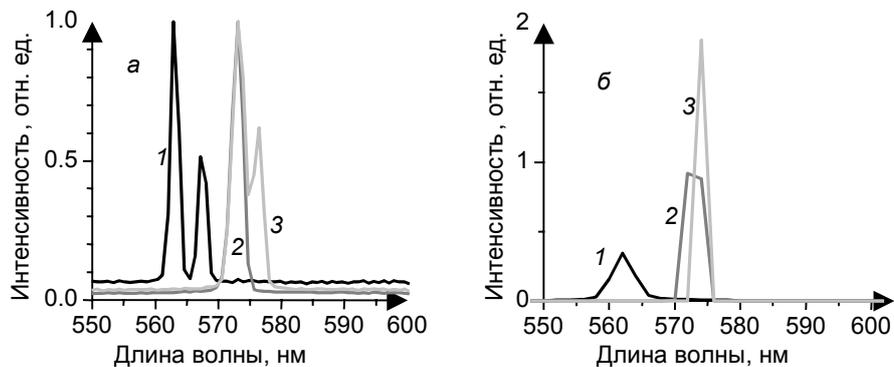


Рис. 8. Экспериментальные (а) и рассчитанные (б) спектры генерации Р6Ж при различных концентрациях: кр. 1 –  $10^{-4}$  М, кр. 2 –  $5 \cdot 10^{-4}$  М, кр. 3 –  $10^{-3}$  М

Таким образом, результаты расчётов хорошо коррелируют с экспериментальными данными по генерации Р6Ж в этаноле. Кроме того, моделирование указывает на возможные причины смещения длины волны генерации.

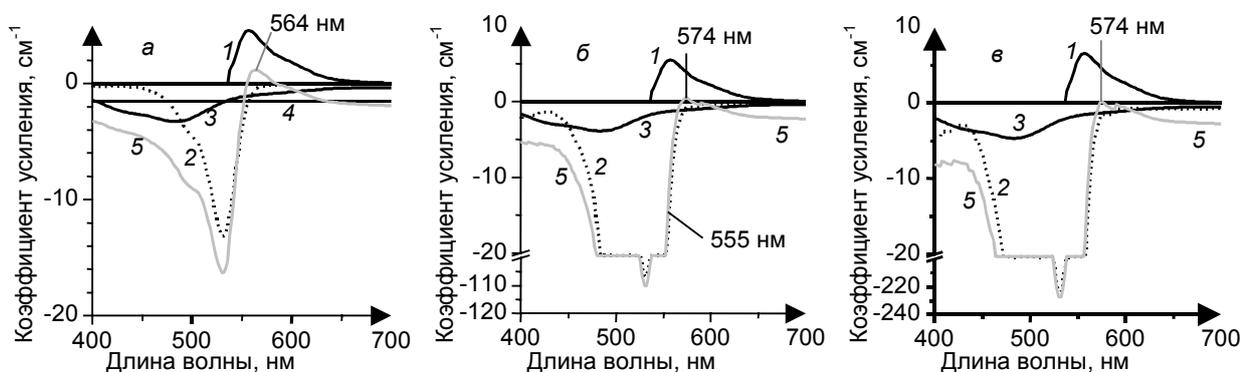


Рис. 9. Мгновенные ( $t = 15$  нс) спектры составляющих коэффициента усиления Р6Ж для концентраций  $10^{-4}$  М (а),  $5 \cdot 10^{-4}$  М (б) и  $10^{-3}$  М (в); кр. 1 – коэффициент усиления при переходе  $S_1-S_0$ , кр. 2 и 3 – коэффициенты поглощения при переходах  $S_0-S_1$  и  $S_1-S_n$  соответственно, кр. 4 – потери на зеркалах, кр. 5 – суммарный спектр коэффициента усиления

Рассмотрим влияние концентрации Р6Ж на процессы генерации. Для моделирования используем концентрации  $10^{-4}$ ,  $5 \cdot 10^{-4}$ ,  $10^{-3}$  М. При таких значениях концентраций динамика населённостей будет выглядеть, как показано на рис. 7, б.

Можно отметить, что с увеличением концентрации инверсия населённостей уменьшается. Это может быть обусловлено тем, что при больших концентрациях увеличивается вынужденное излучение (рис. 8, б), которое частично снимает инверсию населённостей.

Следует также отметить, что при увеличении концентрации спектр генерации сдвигается в длинноволновую область. Так, при концентрации  $10^{-4}$  М длина волны генерации составляет  $\lambda_{\text{ген}} = 564$  нм, а при концентрациях  $5 \cdot 10^{-4}$  и  $10^{-3}$  М уже  $\lambda_{\text{ген}} = 572-574$  нм. Аналогичная ситуация наблюдается и в эксперименте (рис. 8, а): длины волн генерации при концентрациях  $10^{-4}$  М –  $\lambda_{\text{ген}} = 563$  (567) нм,  $5 \cdot 10^{-4}$  М –  $\lambda_{\text{ген}} = 573$  нм,  $10^{-3}$  М –  $\lambda_{\text{ген}} = 573$  (576) нм.

Из спектров составляющих коэффициента усиления при разных концентрациях (рис. 9) видно, что с ростом концентрации, вследствие уменьшения инверсии населённостей (рис. 7, б), всё большую роль начинает играть поглощение из основного состояния, в результате потери в области генерации возрастают и длина волны генерации смещается в длинноволновую область.

Таким образом, численный эксперимент по моделированию динамики генерации при изменяющейся концентрации Р6Ж в активной среде показывает, что батохромный сдвиг длины волны генерации происходит за счёт увеличения вклада поглощения из основного состояния в общий коэффициент усиления.

### Заключение

Проведённые численные эксперименты показывают возможности описанного подхода как для описания особенностей формирования вынужденного излучения, так и для прогнозирования генерационных способностей. Расчёт динамики генерации в К120 наглядно показывает, как триплет-триплетное поглощение приводит к затуханию генерации. Моделирование процессов вынужденного излучения в К5 позволяет сравнить влияние наведённого  $S_1-S_n$ - и  $T_1-T_n$ -поглощения на формирование генерации. Численный эксперимент с изменением концентрации Р6Ж подтверждает предположение того, что батохромный сдвиг длины волны генерации при увеличении концентрации вызван увеличением  $S_0-S_1$ -поглощения.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рубинов А.Н., Томин В.И. Оптические квантовые генераторы на красителях и их применение. – М.: ВИНТИ, 1976. – С. 5–127. (Итоги науки и техники. Радиотехника.)
2. Звелто О. Принципы лазеров: пер. с англ. – СПб.: Лань, 2008. – 720 с.
3. Майер Г.В. Фотофизические процессы и генерационная способность ароматических молекул. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1992. – 266 с.

4. Артюхов В.Я., Копылова Т.Н., Самсонова Л.Г. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2008. – Т. 51. – № 10. – С. 93–107.
5. Никонов С.Ю., Артюхов В.Я., Копылова Т.Н. // Изв. вузов. Физика. – 2009. – Т. 52. – № 3. – С. 51–60.
6. Степанов Б.И., Грибковский В.П. // УФН. – 1964. – Т. 82. – № 2. – С. 201–220.
7. Степанов Б.И., Рубинов А.Н. // УФН. – 1968. – Т. 95. – № 5. – С. 45–74.
8. Глушков А.А., Простакишин А.С., Слюсарева Е.А., Сизых А.Г. // Журнал Сибирского федерального университета. Математика и физика. – 2012. – Т. 5. – № 1. – С. 57–62.
9. Li F. and Li X. // Opt. Commun. – 2012. – V. 285. – No. 24. – P. 5217–5222.
10. Ray A.K., Kundu S., Sasikumar S., et al. // Appl. Phys. B: Lasers and Optics. – 2007. – V. 87. – Is. 3. – P. 483–488.
11. Lepkowitz R., Kobayakov A., Hagan D.J., and Van Stryland E.W. // J. Opt. Soc. Am. B. – 2002. – V. 19. – No. 1. – P. 94–101.
12. Barroso J., Costela A., García-Moreno I., and Sastre R. // Chem. Phys. – 1998. – V. 238. – No. 2. – P. 257–272.
13. Costela A., García-Moreno I., Gomez C., et al. // J. Phys. Chem. A. – 2002. – V. 106. – No. 34. – P. 7736–7742.
14. Копылова Т.Н., Майер Г.В., Резниченко А.В. и др. // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33. – № 6. – С. 498–502.
15. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ. Программа моделирования процессов генерации лазерного излучения в органических средах / С.Ю. Никонов, Т.Н. Копылова, Р.М. Гадиров. № 2012616456; заявл. 17.05.2012; зарег. 17.07.2012. – 1 с.
16. Гадиров Р.М., Самсонова Л.Г., Ищенко В.В. // Изв. вузов. Физика. – 2006. – Т. 49. – № 3. – С. 137–138.

Сибирский физико-технический институт им. акад. В.Д. Кузнецова  
Национального исследовательского Томского государственного университета,  
г. Томск, Россия  
E-mail: sergrff@ngs.ru

Поступила в редакцию 28.03.13.

---

Копылова Татьяна Николаевна, д.ф.-м.н., профессор;  
Артюхов Виктор Яковлевич, д.ф.-м.н., ст. науч. сотр.;  
Никонов Сергей Юрьевич, мл. науч. сотр.;  
Гадиров Руслан Магомедтаирович, к.х.н., ст. науч. сотр.