

МЕЖМОЛЕКУЛЯРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И СПЕКТРЫ СТИМУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЖИДКИХ АКТИВИРОВАННЫХ СИСТЕМ

II. ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПРОЯВЛЕНИЯ РЕЛАКСАЦИОННЫХ И ФЛУКТУАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В СПЕКТРАХ ГЕНЕРАЦИИ РАСТВОРОВ

Н. Г. Бахшиев и В. И. Студенов

Приведены соображения, касающиеся общих закономерностей влияния релаксационных и флуктуационных межмолекулярных процессов в жидкой фазе вещества на различные характеристики стимулированного излучения растворов. Показано, что на основе развиваемых представлений удастся с единой точки зрения качественно интерпретировать значительное число установленных к настоящему времени экспериментальных фактов, относящихся к энергетическим, спектральным и временным параметрам генерации растворов органических соединений. Высказано мнение, что процессы межмолекулярной релаксации играют важную, а во многих случаях определяющую роль в рассматриваемом явлении, активно способствуя созданию инверсной заселенности электронно-колебательных состояний молекул активатора.

1. В соответствии с существующими в настоящее время представлениями (см., например, [1, 2]) явление генерации стимулированного излучения органическими молекулами (в том числе красителями) определяется возможностью реализации инверсной заселенности нижних колебательных уровней возбужденного электронного состояния E_e по отношению к верхним колебательным уровням основного электронного состояния E_g . При этом считается общепризнанным, что заселение и обеднение молекулами уровней, являющихся соответственно исходными и конечными для лазерных переходов, осуществляются за счет внутримолекулярной релаксации по колебательным уровням, сопровождающейся весьма быстрой ($10^{-13} \div 10^{-14}$ сек.) передачей избытка колебательной энергии от молекулы к окружающей среде (растворителю). Описанные процессы схематически показаны на рис. 1, где прямыми стрелками изображены радиационные переходы (накачка ν'' и генерация ν'), а волнистыми стрелками — безызлучательные релаксационные внутримолекулярные процессы, связанные с изменением запаса колебательной энергии.

С другой стороны, к настоящему времени убедительно показано (см., например, [3-6]), что в спектроскопии конденсированного и, в частности, жидкого состояния роль окружающей среды (растворителя) отнюдь не ограничивается пассивной ролью теплового резервуара, воспринимающего избыток или компенсирующего дефицит колебательной энергии исследуемой молекулы. Из результатов многочисленных исследований [6-14] вытекает, что оптическое возбуждение молекулы и последующее испускание ею кванта спонтанной люминесценции или генерации порождают целый

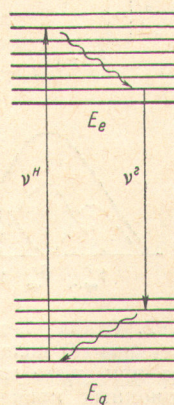


Рис. 1. Генерация стимулированного излучения при учете процессов внутримолекулярной релаксации.

ряд межмолекулярных (ориентационных, трансляционных и др.) процессов, проходящих как в основном, так и в возбужденном состояниях, которые приводят к необходимости существенного уточнения идеализированной схемы рис. 1.

Настоящая работа посвящена дальнейшему изучению спектроскопических проявлений межмолекулярных взаимодействий, а также попытке интерпретации на этой основе ряда установленных к настоящему времени общих закономерностей, наблюдающихся в спектрах стимулированного излучения растворов органических соединений.

2. Согласно [6-8, 11-16], в спектроскопии жидкого состояния подлежат учету два основных круга факторов, принципиально свойственных этому

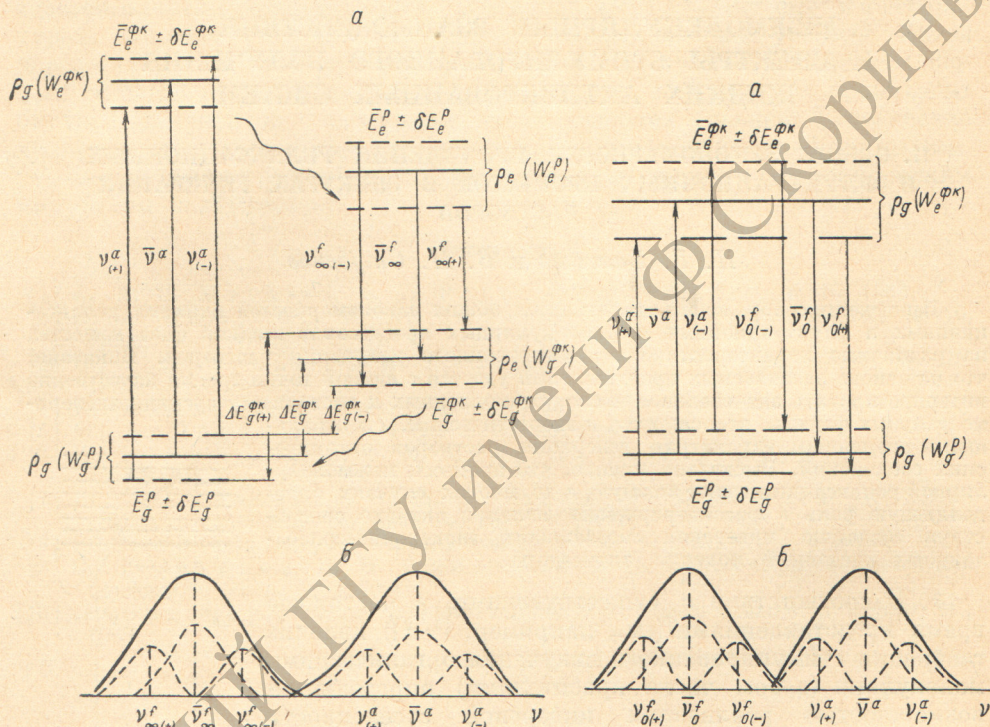


Рис. 2. Схема электронных состояний (а) и спектров (б) молекулы активатора в растворе при учете межмолекулярных флуктуационных процессов (случай $t_e \gg \tau_R$).

Рис. 3. Схема электронных состояний (а) и спектров (б) молекулы активатора в растворе при учете межмолекулярных флуктуационных процессов (случай $t_e \gg \tau_R$).

фазовому состоянию вещества. К их числу относятся, во-первых, межмолекулярные релаксационные процессы, определяемые соотношением между временем t_i пребывания молекулы в соответствующем (равновесном E_i^p , неравновесном E_i^u или франк-кондоновском E_i^{fk}) i электронном состоянии и постоянной времени межмолекулярной релаксации τ_R . Во-вторых, не менее важное значение имеют флуктуационные явления, обусловленные тепловым движением молекул жидкости и приводящие к флуктуации всех ее физических параметров, включая потенциалы межмолекулярного взаимодействия W_i .

Как вытекает из результатов работы [15], для случаев полной ($t_e \gg \tau_R$) или частичной ($t_e \sim \tau_R$) релаксаций схема электронных состояний молекулы в растворе приобретает с учетом флуктуационных явлений вид, показанный на рис. 2, где $\rho_i(W)$ — функция флуктуационного распределения потенциалов W_i . Здесь сплошными линиями изображены уровни, отвечающие средним значениям потенциалов межмолекулярного взаимодействия ($\bar{W}_i$), а штриховыми линиями — уровни, соответствующие некоторой положительной ($W_{i(+)}$) и отрицательной ($W_{i(-)}$) флуктуациям указан-

ных потенциалов. На этом же рисунке схематически показаны также наблюдаемые на опыте спектры поглощения и излучения, представляющие собой суперпозицию смещенных друг относительно друга соответствующих «элементарных» спектров, что обусловлено упоминавшимися выше флуктуационными распределениями $\rho_g(W)$ и $\rho_e(W)$. Аналогичные схемы электронных уровней и спектров, отвечающие условию отсутствия межмолекулярной релаксации ($t_e \ll \tau_R$), представлены на рис. 3. В этом случае, как показано в [12, 15-18], флуктуационное распределение в результате оптического возбуждения не изменяется и всегда соответствует основному состоянию молекулы.

Анализ рис. 2 и 3, а также приведенных в работе [15] выражений, определяющих потенциалы межмолекулярного взаимодействия в различных электронных состояниях, показывает, что процессы межмолекулярной релаксации, имеющие место при $t_e \gg \tau_R$ и $t_e \sim \tau_R$, приводят к реализации в растворах четырехуровневой схемы электронных состояний молекул активатора, в которой состояние, конечное для лазерного перехода, располагается в общем случае выше состояния, исходного для акта поглощения (накачка), на величину

$$\Delta E_g^{\text{фк}} = W_g^{\text{фк}} - W_g^{\text{р(н)}} = \Delta \bar{E}_g^{\text{фк}} \pm \delta \Delta E_g^{\text{фк}}. \quad (1)$$

При этом вследствие флуктуационных явлений

$$\Delta E_{g(+)}^{\text{фк}} > \Delta \bar{E}_g^{\text{фк}} > \Delta E_{g(-)}^{\text{фк}}. \quad (2)$$

В том случае, если межмолекулярная релаксация в возбужденном состоянии не протекает (условие $t_e \ll \tau_R$), из (1) непосредственно следует

$$\Delta E_{g(+)}^{\text{фк}} \equiv \Delta \bar{E}_g^{\text{фк}} \equiv \Delta E_{g(-)}^{\text{фк}} \equiv 0. \quad (3)$$

Резюмируя вышеизложенное, нетрудно прийти к выводу, что применительно к жидким генерирующим системам (растворам) схема уровней рис. 1 должна быть заменена более общей схемой, показанной на рис. 4, в которой учтены релаксационные процессы не только внутримолекулярного (волнистые стрелки I), но и межмолекулярного (волнистые стрелки II) характера. Как прямо следует из рис. 2-4, межмолекулярная релаксация активно способствует созданию условий, благоприятствующих генерации стимулированного излучения жидкими системами, приводя, в частности, к обеднению молекулами основного франк-кондоновского уровня, конечного для лазерного перехода. Существенно при этом, что общая схема рис. 4 автоматически сводится к схеме рис. 1 в случае отсутствия в системе межмолекулярных релаксационных процессов, т. е. при условии $t_e \ll \tau_R$.

3. Попытаемся использовать развиваемые представления для интерпретации некоторых установленных к настоящему времени общих закономерностей, касающихся энергетических, спектральных и временных характеристик стимулированного излучения растворов органических соединений (преимущественно красителей), обратив особое внимание на два предельных, но наиболее интересных и распространенных случая полной межмолекулярной релаксации ($t_e \gg \tau_R$) и отсутствия релаксации ($t_e \ll \tau_R$). Напомним, что изучение спектров при различных соотношениях между t_e и τ_R , включая случай частичной межмолекулярной релаксации ($t_e \sim \tau_R$), характеризуемый некоторыми дополнительными своеобразными особенностями, проводилось применительно к спонтанной люминесценции и генерации в работах [6-14, 19-24] (см. ниже). Начнем рассмотрение с вопроса о влиянии среды (растворителя) на такую важную характеристику как порог генерации.

Из результатов ряда работ, посвященных систематическому изучению данной проблемы, вытекает, что природа растворителя, его состав, агрегатное состояние, а также температура оказывают существенное воздействие на пороговую интенсивность накачки. Так, в работе [22] показано, что в жидких растворах при комнатной температуре ($t_e \gg \tau_R$) порог

генерации замещенных фталимида резко возрастает при переходе от полярных растворителей к неполярным. Из результатов работ [22, 23] следует, что при понижении температуры растворов фталимидов и красителей порог сначала заметно уменьшается, а затем при дальнейшем охлаждении, как правило, начинает существенно расти, приводя в конце концов к срыву генерации ($t_e \ll \tau_R$). При этом для некоторых веществ (4-замещенные фталимида) возрастания порога не наблюдается, однако именно у этих соединений явление осложнено тем, что по мере понижения температуры резко возрастает величина квантового выхода спонтанной люминесценции. Наконец, как показано в [24], существенного уменьшения порога генерации фталимидов удастся добиться путем введения в неполярный растворитель (н-гептан) даже небольших добавок полярного компонента (спирт). Таким образом, в настоящее время можно считать установленным, что при прочих равных условиях порог генерации существенно возрастает, во-первых, в результате перехода от условия $t_e \gg \tau_R$ (жидкие растворы) к условию $t_e \ll \tau_R$ (замороженные стеклообразные растворы) и, во-вторых, в результате уменьшения полярности растворителя (при $t_e \gg \tau_R$).

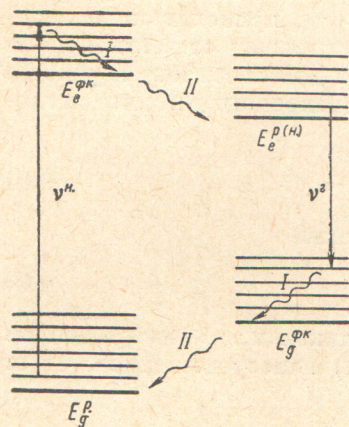


Рис. 4. Генерация стимулированного излучения при учете процессов внутримолекулярной (I) и межмолекулярной (II) релаксаций.

Перечисленные закономерности непосредственно вытекают из развиваемых здесь представлений, и, в частности, из формул (1) и (3). Действительно, хорошо известно, что пороговая интенсивность накачки $U_{пор.}$ в общем случае тем меньше, чем выше располагается в энергетической шкале уровень, конечный для лазерного перехода, по отношению к уровню, исходному для акта поглощения. Применительно к рассматриваемым межмолекулярным процессам мерой указанного энергетического зазора служит, очевидно, величина ΔE_g^{PK} , благодаря чему

$$U_{пор.} = U_{пор.} (\Delta E_g^{PK}). \quad (4)$$

Возрастание порога при переходе от условия $t_e \gg \tau_R$ к условию $t_e \ll \tau_R$ объясняется, согласно (1), (3) и (4), тем, что в жидком полярном растворителе за счет ориентационной межмолекулярной релаксации $\Delta E_g^{PK} > 0$ (рис. 2), тогда как в замороженном стеклообразном растворе $\Delta E_g^{PK} \equiv 0$ (рис. 3).

Аналогичное объяснение может быть дано и второй группе рассмотренных выше фактов. Забегая несколько вперед, укажем, что, как следует из результатов работ [6, 7, 15, 16, 25], при $t_e \gg \tau_R$

$$\Delta E_g^{PK} \sim \left(\frac{\epsilon_x - 1}{\epsilon_x + 2} - \frac{n_x^2 - 1}{n_x^2 + 2} \right), \quad (5)$$

где ϵ_x и n_x — локальные диэлектрическая постоянная и показатель преломления ближайшего окружения молекулы активатора (в случае индивидуального растворителя величины ϵ_x и n_x могут быть отождествлены с соответствующими макроскопическими значениями ϵ и n). Поскольку для неполярного растворителя $\epsilon \approx n^2$, то в этих условиях $\Delta E_g^{PK} \approx 0$, т. е. порог генерации высок. При переходе к полярному растворителю ($\epsilon > n^2$) значение $\Delta E_g^{PK} > 0$, благодаря чему порог понижается. Этот же результат может быть, как уже отмечалось, достигнут применением смешанного растворителя, что обусловлено преимущественной сольватацией молекулы активатора молекулами полярного компонента [25-28]. Как показано в работах [25, 26], условие $\epsilon_x \gg n_x^2$ реализуется во многих случаях уже при ничтожных добавках полярного компонента в неполярный.

4. Обратимся теперь к рассмотрению влияния растворителя на положение спектров генерации растворов. Как уже отмечалось, такого рода исследования проводились при лазерном возбуждении в работах [10, 13, 22]. В результате было показано, что при уровне накачки, близком к пороговому, спектры генерации смещаются по мере изменения соотношения между t_e и τ_R подобно спектрам спонтанной люминесценции, поведение которых, как известно, удовлетворительно интерпретируется на основе приведенных выше релаксационных представлений (см. [6-8, 13-16]). Некоторые отличия в изменении положения спектров генерации по сравнению со спектрами люминесценции имеют место только при заметном превышении порогового уровня накачки, причем указанные особенности, как показано в [13, 14], обусловлены сокращением в этих условиях времени пребывания молекулы активатора в возбужденном состоянии (по сравнению с длительностью τ_f спонтанной люминесценции) за счет повышения относительного вклада в излучение вынужденных переходов. Отметим,

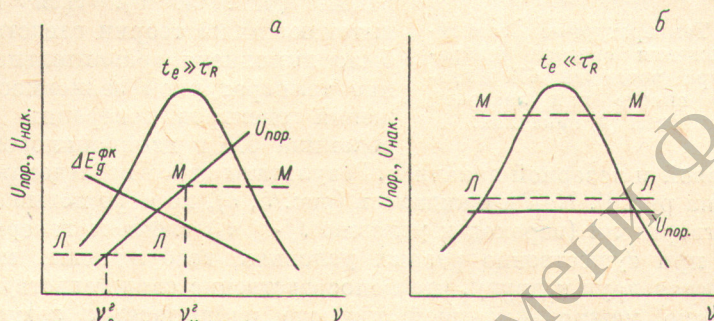


Рис. 5. К объяснению положения спектров генерации растворов для случаев $t_e \geq \tau_R$ (а) и $t_e \leq \tau_R$ (б) при ламповой (Л—Л) и лазерной (М—М) накачках.

что основные закономерности смещения спектров генерации при преобладающей роли процессов вынужденного испускания также поддаются удовлетворительной интерпретации в рамках развиваемых представлений.

Тем не менее из эксперимента известны некоторые факты, касающиеся спектрального состава стимулированного излучения растворов, которые пока не получили удовлетворительного объяснения. Речь идет, в частности, о систематическом отличии положения спектров генерации, полученных в идентичных условиях при ламповом и при лазерном возбуждениях. Как правило, в первом случае центр тяжести полосы генерации располагается на длинноволновом крыле спектра спонтанной люминесценции, тогда как во втором случае полоса генерации в целом довольно близка к максимуму указанного спектра (см., например, [10, 13, 14, 22-24, 29-32]). Покажем, что эта закономерность не является случайной и представляет собой еще одно проявление рассматриваемых релаксационных и флуктуационных межмолекулярных процессов.

Как уже отмечалось, наблюдаемые на опыте спектры генерации растворов представляют собой в общем случае суперпозицию смещенных друг относительно друга элементарных спектров, отвечающих молекулам, различным образом взаимодействующим с растворителями. При этом для жидких растворов ($t_e \geq \tau_R$) пороговая интенсивность накачки является, согласно (2) и (4), функцией от положения соответствующего элементарного спектра — порог ниже для молекул, характеризующихся более длинноволновыми спектрами, и выше для молекул, которые обладают более коротковолновыми спектрами генерации. Сказанное иллюстрируется рис. 5, а, на котором сплошной линией схематически показана обсуждаемая спектральная зависимость величины $U_{пор.}$. Поскольку ламповая накачка является, как известно, сравнительно малоинтенсивной (штриховая линия Л—Л на рис. 5), то в этих условиях, как следует из рис. 5, генери-

руют преимущественно молекулы, характеризующиеся длинноволновыми спектрами излучения. В противоположность этому при накачке мощным лазерным моноимпульсом (штриховая линия $M-M$) способны генерировать молекулы, обладающие как низкочастотными, так и высокочастотными элементарными спектрами, благодаря чему наблюдаемый на опыте суперпозиционный спектр генерации располагается в более коротковолновой области.

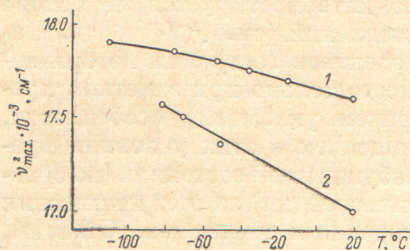


Рис. 6. Температурные зависимости положения спектра генерации раствора родамина 6Ж в изопропиловом спирте при лазерной (1) и ламповой (2) накачках.

при ламповой и лазерной накачках. Результаты этого исследования представлены на рис. 6. Как и ожидалось (рис. 5, б), по мере повышения вязкости растворителя (переход к условию $t_e \ll \tau_R$) спектры генерации, полученные при существенно разных условиях возбуждения, монотонно приближаются друг к другу, что непосредственно свидетельствует о преимущественно межмолекулярной природе наблюдаемых зависимостей.

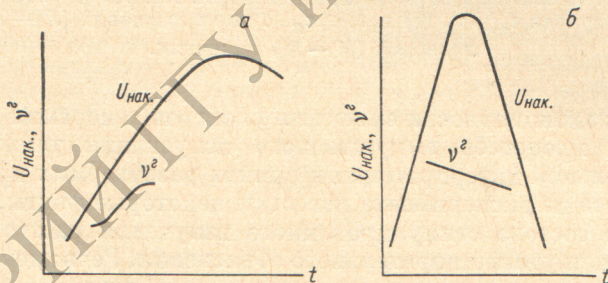


Рис. 7. Схематические изображения временных зависимостей интенсивности возбуждения и частоты генерации растворов органических соединений при ламповой (а) и лазерной (б) накачках (случай $t_e \gg \tau_R$).

5. Перейдем, наконец, к рассмотрению результатов работ, посвященных изучению временных разверток спектров стимулированного излучения жидких растворов (см., например, [32–35]). К настоящему времени установлено, что хотя указанные зависимости характеризуются в целом значительным многообразием, удается тем не менее подметить некоторые достаточно общие закономерности и факты, достоверность которых не вызывает сомнений. К числу такого рода фактов относится, в частности, то обстоятельство, что временные зависимости частоты генерации растворов некоторых соединений при ламповой накачке существенно отличаются от таковых для лазерного возбуждения. Как показано в работах [32, 36], в первом случае по мере роста энергии накачки спектр генерации испытывает небольшое коротковолновое смещение, а затем практически стабилизируется вплоть до момента срыва генерации (рис. 7, а). При этом все указанные процессы разыгрываются на начальном участке переднего фронта протяженного ($10^{-3} \div 10^{-5}$ сек.) импульса возбуждения. В противо-

положность этому во втором случае (лазерное возбуждение) спектр генерации смещается, как правило, в длинноволновую область (рис. 7, б), причем указанный характер зависимости в целом прослеживается в пределах как переднего, так и заднего фронтов короткого ($10^{-7} \div 10^{-9}$ сек.) импульса накачки [33-35].

Применение изложенных выше представлений для интерпретации описанных закономерностей требует, очевидно, рассмотрения влияния на частоту генерации изменения во времени интенсивности накачки $U_{\text{нак.}}$ и уровня потерь $U_{\text{пор.}}$ в рабочем веществе. Роль первого фактора иллюстрируется рис. 8, а, на котором схематически показаны спектральная зависимость $U_{\text{пор.}}$ для жидкого раствора ($t_e \gg \tau_R$), а также значения $U_{\text{нак.}}$ для трех моментов времени t_1 , t_2 и t_3 . Нетрудно видеть, что при постоянном уровне потерь релаксационно-флуктуационные процессы должны приводить к коротковолновому смещению спектра генерации в области переднего фронта импульса накачки и к длинноволновому смещению указанного спектра в области заднего фронта импульса возбуждения.

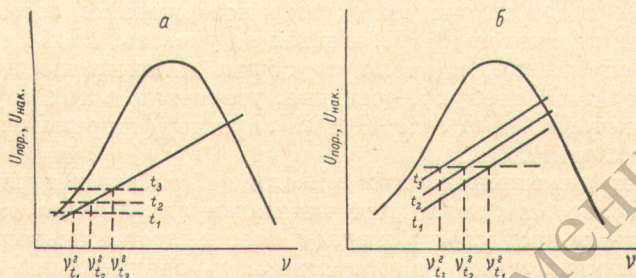


Рис. 8. К объяснению влияния релаксационно-флуктуационных межмолекулярных процессов на временные зависимости частоты генерации растворов (случай $t_e \gg \tau_R$).

Существенно иное воздействие на частоту генерации будут оказывать так называемые наведенные потери в рабочем веществе, обусловленные оптическим возбуждением последнего [37, 38]. Известно, что указанные потери имеют различную природу, однако наиболее общими из них являются потери, связанные с увеличением в процессе накачки оптической неоднородности раствора. Данный вид потерь (в отличие, например, от триплет-триплетного поглощения) можно с хорошим приближением считать неселективным, что позволяет наглядно оценить его роль в изменении частоты генерации. Сказанное иллюстрируется рис. 8, б, на котором схематически представлены спектральные зависимости $U_{\text{пор.}}$ для различных моментов времени ($t_1 < t_2 < t_3$) при учете только неселективных наведенных потерь, монотонно возрастающих в процессе возбуждения. Нетрудно видеть, что в этих условиях (при постоянном уровне накачки) центр тяжести спектра генерации должен постепенно смещаться в длинноволновую область, причем этот характер временной зависимости является в общем случае принципиальным следствием релаксационно-флуктуационных процессов в жидкой фазе вещества.

С точки зрения вышеизложенного природа наблюдающихся на опыте закономерностей заключается в следующем. Если сделать естественное допущение о том, что возрастание неселективных наведенных потерь в рабочем веществе несколько запаздывает во времени по отношению к накачке, то сдвиг спектра генерации при ламповом возбуждении может быть объяснен в основном за счет механизма, показанного на рис. 8, а. Иными словами, упоминавшееся выше коротковолновое смещение является преимущественно следствием увеличения энергии накачки на пологом переднем фронте импульса возбуждения, причем длинноволнового сдвига при данных условиях наблюдать не удастся, поскольку уже небольшой рост наведенных потерь приводит к срыву генерации.

В противоположность этому при лазерном возбуждении, когда пороговая интенсивность накачки, как правило, многократно превышает, определяющее влияние на смещение частоты генерации во времени оказывает, по-видимому, механизм, показанный на рис. 8, б. Действительно, ввиду чрезвычайно крутого переднего фронта импульса накачки практически не удастся в этих условиях наблюдать коротковолновое смещение спектра генерации, обусловленное увеличением энергии возбуждения, как это имеет место при ламповой подсветке. С другой стороны, длинноволновый сдвиг частоты генерации, связанный с ростом неселективных наведенных потерь, при этом проявляется наиболее отчетливо, поскольку генерация продолжается практически в течение всего импульса лазерной накачки.

Заканчивая рассмотрение вопроса о временных развертках спектров генерации жидких растворов, следует особо отметить, что помимо других причин [32-36] при очень высоких интенсивностях возбуждения наряду с рассмотренными выше механизмами смещения полос будет играть роль также дополнительный межмолекулярный механизм, связанный с сокращением времени пребывания молекулы в возбужденном состоянии за счет вынужденных переходов [13, 14]. Нельзя не указать, кроме того, что приведенные соображения, касающиеся общих закономерностей изменения частоты генерации, требуют, очевидно, уточнения в тех случаях, когда наведенные потери имеют селективный характер (например, триплет-триплетное поглощение).

6. Рассмотрение приведенных в настоящей работе материалов показывает, что последовательный учет межмолекулярных релаксационных и флуктуационных процессов в жидкой фазе вещества позволяет с единой точки зрения качественно интерпретировать значительное число разнообразных экспериментальных фактов, относящихся к спектрам стимулированного излучения растворов органических соединений. Из этого вытекает, что межмолекулярные взаимодействия вообще и природа растворителя в частности играют важную, а во многих случаях определяющую роль в явлении генерации света такого рода системами. Действительно, с точки зрения вышеизложенного, имеются серьезные основания считать, что сравнительная легкость реализации инверсной заселенности электронно-колебательных состояний молекул активатора в растворах является прежде всего следствием описанных процессов межмолекулярной релаксации, которые в этом смысле, зачастую, по-видимому, более эффективны, чем аналогичные процессы внутримолекулярного характера. В пользу этого (помимо приведенных фактов) свидетельствует, например, то важное обстоятельство, что генерация света парами органических веществ (т. е. в условиях отсутствия межмолекулярной релаксации) пока вообще не наблюдалась, несмотря на многочисленные попытки.

Литература

- [1] Б. И. Степанов, А. Н. Рубинов. Усп. физ. наук, 95, 45, 1968.
- [2] Б. И. Степанов. ДАН СССР, 182, 61, 1968.
- [3] Y. Ooshika. J. Phys. Soc. Japan, 9, 594, 1954.
- [4] E. Lippert. Z. Electrochem., 61, 962, 1957.
- [5] N. Mataga, Y. Kaifu, M. Koizumi. Bull. Chem. Soc. Japan, 29, 465, 1956.
- [6] Н. Г. Бахшиев. Опт. и спектр., 10, 717, 1961; 16, 821, 1964.
- [7] Ю. Т. Мазуренко, Н. Г. Бахшиев. Опт. и спектр., 28, 905, 1970.
- [8] Н. Г. Бахшиев, Ю. Т. Мазуренко, И. В. Питерская. Опт. и спектр., 21, 550, 1966; Изв. АН СССР, сер. физ., 32, 1360, 1968.
- [9] W. Ware, P. Chow, S. Lee. Chem. Phys. Letters, 2, 356, 1968.
- [10] Л. Ф. Гладченко, А. Д. Дасько, Л. Г. Пикублик. Ж. прикл. спектр., 10, 578, 1969.
- [11] Н. Г. Бахшиев, И. В. Питерская, А. В. Алтайская. Опт. и спектр., 28, 897, 1970.
- [12] А. Н. Рубинов, В. И. Томин. Опт. и спектр., 29, 1082, 1970.
- [13] А. В. Аристов, Н. Г. Бахшиев, В. А. Кузин, И. В. Питерская. Опт. и спектр., 30, 143, 1971.
- [14] Н. Г. Бахшиев. Опт. и спектр., 32, 979, 1972.

- [15] Н. Г. Бахшиев. Опт. и спектр., 32, 1151, 1972.
- [16] Н. Г. Бахшиев. Спектроскопия межмолекулярных взаимодействий. Изд. «Наука», Л., 1972.
- [17] Н. Г. Бахшиев, Ю. Е. Забиякин. Опт. и спектр., 26, 75, 1969; Н. Г. Бахшиев, О. В. Свердлов. Опт. и спектр., 28, 177, 1970.
- [18] Н. Г. Бахшиев. Опт. и спектр., 27, 42, 1969.
- [19] E. Lippert, W. Lüder, F. Moll. Spectrochim. Acta, 15, 858, 1959.
- [20] Л. Г. Пикулик, М. А. Соломахо. Опт. и спектр., 8, 338, 1960.
- [21] А. С. Черкасов, Г. И. Драгнева. Опт. и спектр., 10, 466, 1961.
- [22] Л. Г. Пикулик, Л. Ф. Гладченко, А. Д. Дасько. Изв. АН СССР, сер. физ., 34, 1316, 1970.
- [23] А. В. Аристов, Ю. С. Маслюков. Опт. и спектр., 24, 835, 1968.
- [24] А. В. Аристов, В. А. Кузин. Опт. и спектр., 30, 148, 1971.
- [25] Н. Г. Бахшиев, А. В. Алтайская. Опт. и спектр., 26, 950, 1969.
- [26] Н. Г. Бахшиев, В. П. Волков, А. В. Алтайская. Опт. и спектр., 28, 51, 1970.
- [27] J. Midwinter, P. Surran. Spectrochim. Acta, 25a, 953, 1969.
- [28] Э. Ами. Влияние растворителя на скорость и механизм химических реакций. Изд. «Мир», М., 1968.
- [29] Ю. Е. Забиякин, В. С. Смирнов, Н. Г. Бахшиев. Опт. и спектр., 29, 569, 1970.
- [30] M. Bass, T. Deutsch, M. Weber. Appl. Phys. Lett., 13, 120, 1968.
- [31] G. Schappert, K. Billman, D. Burnham. Appl. Phys. Lett., 13, 124, 1968.
- [32] В. А. Мостовников, А. Н. Рубинов. ДАН БССР, 13, 502, 1969.
- [33] W. Gibbs, H. Kellock. J. Quant. Electr., 4, 293, 1968.
- [34] G. Former, B. Huth, L. Taylor, M. Kagan. Appl. Phys. Lett., 12, 136, 1968.
- [35] Б. С. Непорент, В. Б. Шилов. Опт. и спектр., 30, 1074, 1971.
- [36] H. Furumoto, H. Sesson. Appl. Phys. Lett., 13, 335, 1968.
- [37] А. В. Аристов, Ю. С. Маслюков. Опт. и спектр., 27, 857, 1969.
- [38] А. Н. Рубинов, В. А. Мостовников. Изв. АН СССР, сер. физ., 32, 1456, 1968.

Поступило в Редакцию 16 июня 1971 г.