

М.С. Зубова, В.П. Кочанов, М.М. Макогон, С.К. Сидоренко

ДИНАМИКА СПЕКТРОВ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЫ С ПРОСВЕТЛЕНИЕМ

Путем числового эксперимента изучено качественное поведение непрерывно перестраиваемого в течение импульса по частоте лазера с просветляющейся средой внутри резонатора. Среда моделируется замкнутой трехуровневой системой с основным состоянием и промежуточным метастабильным уровнем. Показано, что в сравнении с ситуацией, когда просветление отсутствует, искажения временной зависимости интенсивности излучения в области селективного поглощения носят существенно более выраженный характер. Обнаружена нетривиальная зависимость положения провала в генерации, а также частоты и амплитуды осцилляций, обусловленных нелинейным откликом лазера на неадиабатическое прохождение линии селективного поглощения, от скорости сканирования частоты лазерного излучения. Определены области существования квазинепрерывной генерации, при которой искажения контура линии поглощения незначительны.

Метод внутриврезонаторной лазерной спектроскопии (ВРЛС) успешно используется в исследовании молекулярных и атомных систем (см. например, обзор в [1]). В большинстве практических приложений ВРЛС применяется широкополосная методика, что связано с относительной простотой ее реализации, высоким быстродействием и чувствительностью. Более сложная в экспериментальном исполнении узкополосная методика с использованием перестраиваемого одномодового лазера обладает принципиально и существенно более высоким спектральным разрешением [2–4]. Вместе с тем взаимодействие вещества с излучением только одной генерирующей моды значительно упрощает теоретические модели описания реальных экспериментов, а непрерывная перестройка частоты в процессе записи спектра позволяет явным образом проследить возникновение и развитие некоторых нелинейных нестационарных эффектов [5].

Достаточно общей и часто употребляемой для описания поглощения является трехуровневая модель поглощающей среды, учитывающая большое число реальных процессов в молекулярных и атомных квантовых системах, в частности, в атомах металлов. Пары металлов, вводимые в резонатор широкополосного лазера [6], эффективно влияют на спектр его излучения, приводя к т. н. конденсации спектра, а нестационарность поглощения типа рассмотренной в [5] может изменять кинетику режима генерации узкополосного перестраиваемого лазера вплоть до появления пульсаций. Последние, в свою очередь, могут накладываться на колебания интенсивности излучения, связанные с модуляцией добротности резонатора, в результате прохождения линии поглощения [2, 7]. Таким образом, полная картина генерации лазера с просветляющейся трехуровневой средой в резонаторе будет иметь сложный характер, обусловленный различными физическими причинами.

В настоящей статье путем численного эксперимента изучено качественное поведение непрерывно перестраиваемого по частоте лазера с просветляющейся средой внутри резонатора (узкополосного ВРЛ-спектрометра). Лазер рассматривается одномодовым, среда — трехуровневой с основным состоянием и промежуточным метастабильным уровнем. С практической точки зрения данная задача интересна тем, что появляется возможность оценить вклад нелинейности взаимодействия в регистрируемый ВРЛ-спектрометром контур отдельной линии поглощения и определить границы существования линейного отклика, гарантирующие запись неискаженного спектра.

Вывод уравнений для мощности генерации одномодового лазера со свипированием частоты, содержащего трехуровневую поглощающую среду внутри резонатора, был произведен на основе представления о динамических модах в резонаторе с равномерно движущимся зеркалом [8]. Стандартный вывод укороченных уравнений для амплитуды электрического поля световой волны показал, что достаточно медленное изменение частоты излучения оказывает влияние лишь на частотно-фазовые характеристики генерации, а мощность генерации описывается обычными уравнениями Статца де Марса [9]. Для описания динамики замкнутой трехуровневой системы при поглощении излучения, резонансного оптическому переходу с основного состояния, использовались балансные уравнения для заселенностей, обсуждавшиеся в [5]. Таким образом, уравнения генерации лазера в принятой модели имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{W} + \gamma_0 W &= \zeta_a W N - \zeta W (N_0 - N_1) K(t); \\ \dot{N} + \gamma_a (1 + \xi W) N &= \gamma_a N_e; \\ \dot{N}_0 + [\gamma + W K(t)] N_0 - [A - \gamma + W K(t)] N_1 &= \gamma; \\ \dot{N}_1 + [1 + W K(t)] N_1 &= W N_0 K(t); \end{aligned} \quad (1)$$

$$W = 4 |d_{10} E/\hbar|^2 / (\gamma_1 \Gamma); \quad \zeta = \omega_{10} n l |d_{10}|^2 / (L \hbar \gamma_1 \Gamma);$$

$$\zeta_a = \omega_{10} n_a l_a |d_a|^2 / (L \hbar \gamma_1 \Gamma_a); \quad K(t) = 1 / (1 + \Omega^2);$$

$$\xi = 2\gamma_1 \Gamma |d_a/d_{10}|^2 / (\gamma_a \Gamma_a); \quad \Omega = \varepsilon t - \Omega_0; \quad \gamma_p = \omega_{10}/2Q.$$

Здесь W — безразмерная мощность генерации, одновременно имеющая смысл параметра насыщения поглощения среды на резонансном переходе $0-1$; N — разность заселенностей верхнего и нижнего комбинирующих с полем уровней активной среды лазера, имеющей длину l_a ; N_0 и N_1 — заселенности основного и верхнего возбужденного состояний поглощающей трехуровневой среды длины l ; ζ и ζ_a — параметры, задающие соответственно степени насыщения поглощения и усиления излучения лазера, пропорциональные концентрации поглощающей среды $n(\zeta)$ и активной среды $n_a(\zeta_a)$ и обратно пропорциональные безразмерной мощности насыщения поглощения в пассивной (ζ) и активной (ζ_a) средах; E — напряженность электрического поля световой волны; d_{10} и d_a — матричные элементы дипольных моментов резонансных излучению переходов соответственно поглощающей и активной сред; ω_{10} — частота резонансного перехода поглощающей среды; γ_1 и Γ — скорости затухания заселенности верхнего уровня и индуцированной полем поляризации на резонансном переходе трехуровневой системы; \hbar — постоянная Планка; Ω — зависящая от времени отстройка частоты лазерного излучения от центра линии поглощения пассивной среды; ε — скорость перестройки частоты излучения; Ω_0 — начальное значение отстройки частоты в момент включения свипирования частоты лазерного излучения; A — первый коэффициент Эйнштейна для резонансного перехода $1-0$ поглощающей среды; γ — скорость затухания заселенности промежуточного метастабильного уровня поглощающих атомов пассивной среды; γ_a и Γ_a — скорости распада заселенности верхнего уровня и затухания индуцированного дипольного момента на рабочем переходе активной среды; ξ — отношение параметров насыщения активной и пассивной сред; L — длина лазерного резонатора; N_e — равновесная разность заселенностей активной среды; Q — добротность резонатора. Все величины, входящие в (1) и имеющие размерность времени (частоты), здесь и далее выражены в единицах $\gamma_1^{-1}(\gamma_1)$.

Оценочные значения параметров лазера были выбраны исходя из известных экспериментальных результатов [2] и представления о поглощающей среде как о парах металлов, находящихся в буферном газе при давлении ниже атмосферного. Однако использование первоначально выбранных значений параметров в модели (1) привело к нестационарному характеру генерации даже в случае адиабатически медленного изменения частоты настройки резонатора. Поэтому применительно к рассматриваемой модели значения параметров были изменены таким образом, чтобы генерация имела «классический» вид, задаваемый уравнениями Статца де Марса и реализованный в [2]: на начальном участке имеются периодические быстро затухающие пульсации, а основную часть импульса генерация имеет квазинепрерывный характер. Коррекция исходных оценочных значений параметров составила менее порядка величины.

В рассматриваемых числовых экспериментах вычислялись значения мощности излучения, инверсии активной среды и заселенностей верхнего и нижнего уровней поглощающей среды как функции времени. С целью изучения влияния просветления среды в ряде случаев заселенности уровней поглощающей среды фиксировались. При этом на динамику генерации оказывали влияние только эффекты модуляции добротности, рассматриваемые в [7] и получены соответственно, результаты, сходные с [7]. Последующий их анализ показал, что нелинейность поглощающей среды приводит к существенно более разнообразной динамике генерации.

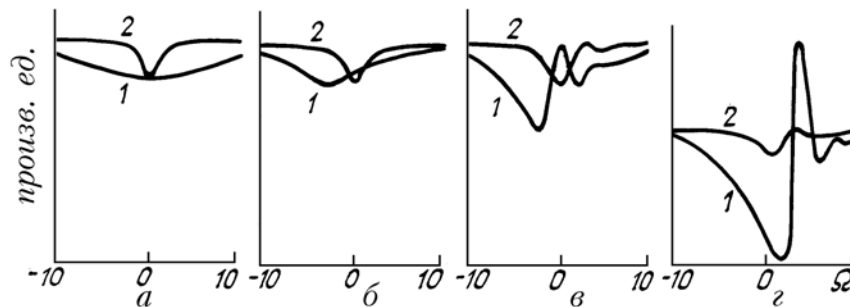


Рис. 1. Временная зависимость интенсивности излучения лазера с поглощающей средой в резонаторе: кривая 1 — при учете, 2 — без учета просветления среды, (а) — $\varepsilon = 0$; (б) — $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-3}$; (в) — $\varepsilon = 10^{-2}$; (г) — $\varepsilon = 1,6 \cdot 10^{-2}$. Значения остальных параметров: $\gamma_p = 7 \cdot 10^{-2}$; $\gamma_a = 10^{-2}$; $\gamma = 10^{-3}$; $A = 10^{-1}$; $\zeta = 7 \cdot 10^{-1}$; $\zeta_a = 5 \cdot 10^2$; $\xi = 9$; $N_e = 3 \cdot 10^{-4}$; $\Omega_0 = 10$

В качестве начальных условий при проведении массовых расчетов выбиралось стационарное решение системы (1) при отстройке частоты $\Omega = -\Omega_0$, т. е. предполагалось, что, перестройка частоты лазера начинается после установления в системе стационарного состояния. Это избавило от необходимости рассматривать сильно неравновесный режим включения лазера, дополнительно возмущенный

влиянием нелинейно поглощающей среды. Как правило, начальная отстройка Ω_0 составляла 10 ширины линии поглощения γ_1 ; специальные расчеты показали, что все обсуждаемые эффекты в этом случае составляют не менее 85–90% от максимально возможных.

Основное внимание в настоящей статье уделялось рассмотрению влияния скорости перестройки частоты лазерного излучения на характер протекающих процессов. При низких ($\varepsilon < 10^{-3}$) скоростях перестройки частоты взаимодействие излучения с линией происходит адиабатически и форма провала в кинетике генерации (т. е. регистрируемый ВРЛ-спектрометром сигнал) совпадает с контуром линии как при учете, так и в пренебрежении эффектом просветления среды. В первом случае, однако, ширина провала δ значительно больше вследствие полевого уширения линии поглощения:

$$\delta = [1 + (\gamma_1 - A + 2\gamma) W / \gamma_1 \gamma]^{1/2}. \quad (2)$$

С ростом скорости перестройки форма провала деформируется, его центр смещается относительно центра линии, на «заднем» склоне появляются колебания (рис. 1). Степень искажения временной зависимости интенсивности излучения в области селективного поглощения при учете нелинейности среды и «прокрутки» заселенности носит существенно более выраженный характер. Резкое уменьшение мощности приводит, естественно, к появлению сильных осцилляций при выходе генерации в стационарный режим после прохождения линии поглощения. Процесс установления квазистационарной генерации в этом случае несколько отличается от такового в начале импульса: вследствие полевого уширения линии имеет место периодическое «включение» поглощения в интервалах времени, когда интенсивность излучения высока (рис. 2). Такое взаимодействие имеет характер отрицательной обратной связи и приводит к более быстрому затуханию пульсаций.

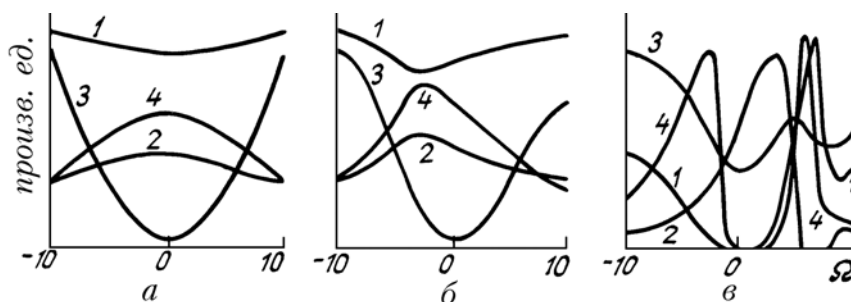


Рис. 2. Зависимость мощности генерации (кривая 1), разности заселенностей рабочих уровней активной среды (2), заселенностей нижнего (3) и верхнего (4) уровней поглощающей среды от времени: (а) — $\varepsilon = 0$; (б) — $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-3}$; (в) — $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-2}$. Остальные параметры те же, что и для рис. 1

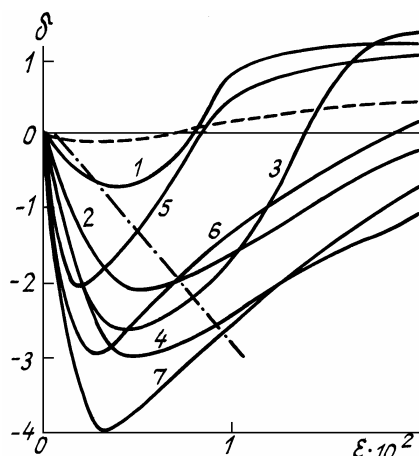


Рис. 3. Зависимость сдвига центра провала от скорости свипирования частоты ε . Пунктирная кривая — без учета, сплошные — с учетом просветления среды (динамики заселенностей уровней). Кривая 1 — $\zeta = 0,3$; $A = 0,2$; $\gamma = 4 \cdot 10^{-3}$; 2 — $\zeta = 0,3$; $A = 0,25$; $\gamma = 1,5 \cdot 10^{-3}$; 3 — $\zeta = 0,7$; $A = 0,1$; $\gamma = 10^{-3}$; 4 — $\zeta = 0,3$; $A = 0,1$; $\gamma = 10^{-3}$; 5 — $\zeta = 0,3$; $A = 0,75$; $\gamma = 5 \cdot 10^{-4}$; 6 — $\zeta = 0,3$; $A = 0,55$; $\gamma = 5 \cdot 10^{-4}$; 7 — $\zeta = 0,7$; $A = 0,1$; $\gamma = 5 \cdot 10^{-4}$. Штрихпунктирной кривой обозначена граница возникновения осцилляций: слева от нее находятся контуры без осцилляций. Значения остальных параметров — те же, что и для рис. 1, 2

Неожиданно сильной оказалась зависимость положения провала относительно центра линии поглощения от скорости перестройки ε (рис. 3). Весьма существенным является то обстоятельство, что сдвиг оказывается велик в области малых скоростей перестройки, когда искажения провала практиче-

ски отсутствуют: нанесенная на рис. 3 граница отвечает появлению первого максимума в интенсивности излучения после прохождения «провала», т. е. областям качественно заметного искажения формы линии. Неучет просветления среды, как видно из рис. 3, приводит к иному результату. Период возникающих после прохождения линии поглощения пульсаций слабо зависит (и практически не зависит для линейного поглощения) от скорости перестройки: он уменьшается на 30% в первом и на 8% во втором случае при трехкратном увеличении скорости ϵ . Заметим, что для рассматриваемого набора параметров период пульсаций в основном определяется характеристиками лазера.

Сильный сдвиг центра провала относительно центра линии поглощения объясняется следующим. При малой скорости перестройки взаимодействие перестраиваемого по частоте излучения, с уширенной линией поглощения среды происходит в течение длительного интервала времени, достаточного для того, чтобы среда просветлилась еще до подхода частоты излучения к центру линии. (Сказанное иллюстрируется рис. 2, б, на котором показано, что наиболее чувствительным к росту скорости перестройки параметром является заселенность верхнего уровня поглощающей среды). Как следствие, линия поглощения «исчезает» для лазера, рост провала прекращается, и мощность излучения начинает нарастать. При более высокой скорости перестройки тот же уровень просветления достигается, когда частота лазерного излучения подходит ближе к центру линии. И наконец, при очень быстрой перестройке частоты среда просветлится в той же мере не успевает, что приводит к сильному падению мощности и практически к прекращению генерации (рис. 2, в, 1, г), причем падение мощности продолжается и после прохождения линии поглощения.

Таким образом, динамика заселенности уровней поглощающей среды, внесенной в резонатор одностороннего перестраиваемого лазера, весьма сильно и качественным образом влияет на характеристики регистрируемого ВРЛ-спектрометром сигнала: форму и глубину провала во временной зависимости мощности излучения, положение его центра относительно центра линий поглощения. Обнаружено, что сдвиг центра провала нетривиально зависит от скорости перестройки, а его величина может достигать нескольких ширин линий поглощения при слабом искажении формы провала. И наконец, хотя расчеты выполнялись с параметрами, типичными для атомарных систем, общие выводы будут справедливы и для молекулярных систем в силу подобия динамики просветления трехуровневой среды и колебательно-вращательных переходов молекул [5]. Поэтому при количественной интерпретации результатов измерений на узкополосных ВРЛ-спектрометрах необходимо анализировать возможность проявления рассмотренных в настоящей статье эффектов.

1. Лукьяненко С.Ф., Макогон М.М., Сница Л.Н. Внутриврезонаторная лазерная спектроскопия. Новосибирск: Наука, 1985. 121 с.
2. Кочанов В.П., Сница Л.Н., Солодов А.М. //ЖПС. Т. 41. № 2. С. 335–338.
3. Батище С.А., Мостовников В.А., Рубинов А.Н. //Квантовая электроника. 1976. Т. 3. № 11. С. 2516–2519.
4. Сидоров С.В., Хижняк А.И. //Квантовая электроника. Киев: Наукова думка, 11978. Вып. 14. С. 46–53.
5. Зубова М.С., Кочанов В.П. //Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. Вып. 9. С. 376–378.
6. Васильев В.В., Егоров В.С., Чехонин И.А. //I Совещание «Нелинейные и когерентные эффекты в методе внутриврезонаторной лазерной спектроскопии» (Тезисы докл.). Кировоград: КГПИ им. А.С. Пушкина, 1988. С. 10–11.
7. Лукьяненко С.Ф., Солодов А.М. //Журнал прикл. спектроскопии 1986. Т. 49. № 2. С. 206–209.
8. Баранов Р.И., Широков Ю.М. //ЖЭТФ. 1967. Т. 53. Вып. 6(12). С. 2123–2130.
9. Ханин Я.И. Квантовая радиофизика. Т. 2. Динамика квантовых генераторов. М.: Сов. радио, 1975. 496 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
2 октября 1991 г.

M. S. Zubova, V. P. Kochanov, M. M. Makogon, S. K. Sidorenko. **Dynamics of the Intracavity Absorption Spectra of a Three-Level System with Bleaching.**

Numerical simulations aimed at studying the behavior of a smoothly tunable laser having, inside the cavity, a medium possessing bleaching with the light absorption are presented. The medium is modelled as a closed three-level system having the ground state and an intermediate metastable level. It is shown that, in contrast to the situation with no saturation of the absorption, the distortions of time dependence of the radiation intensity occurring in the region of selective absorption are more strong. A nontrivial dependence of the position of the dip in the frequency dependence of the lasing power as well as of the frequencies and amplitudes of oscillations caused by the nonlinear response of the laser on the speed of nonadiabatic scanning throughout the selective absorption line upon the scanning rate has been revealed. There are determined in this study the regions where quasi-continuous generation exists, when the distortions of the absorption line contour are negligible.