

К ДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ПИЧКОВОГО РЕЖИМА РУБИНОВЫХ ЛАЗЕРОВ

А. В. Гайнер, К. П. Комаров и К. Г. Фолин

На основе анализа экспериментальных данных сделан вывод о динамических причинах пиковой генерации рубинового лазера. Рассмотрено влияние на характер релаксационных колебаний дополнительного взаимодействия между генерирующими модами через нелинейную восприимчивость матрицы активной среды или негенерационных уровней активных центров. Показано, что дополнительное взаимодействие, приводящее к подавлению слабой моды в присутствии сильной, в условиях пространственно неоднородного снятия инверсии приводит к незатухающим пульсациям, связанным с чередованием отдельных типов колебаний. Этот механизм пиковой генерации хорошо согласуется с известными экспериментальными фактами, в том числе и с теми, которые не находили ранее объяснения.

Распространенное утверждение об отсутствии существенных различий динамики импульсной свободной генерации основных типов твердотельных лазеров [1] объясняется их высокой чувствительностью к техническим возмущениям, вследствие чего типичным в обычных условиях является режим нерегулярных незатухающих пульсаций. Как выяснилось [2], это сходство исчезает при ослаблении эффективности технических возмущений. Если многомодовая генерация лазеров на неодиме в стекле и в гранате происходит при этом в квазистационарном режиме с характерным переходным процессом в виде затухающих пульсаций, то в случае рубинового лазера в идентичных экспериментальных условиях наблюдается лишь регуляризация спектрально-кинетических характеристик без появления каких-либо признаков затухания пиков. Только в двух случаях свободная генерация рубинового лазера по характеру соответствует теоретически предсказываемой (затухание к квазистационарному уровню пульсаций): 1) при одномодовой генерации; 2) при многомодовой генерации в условиях сглаживания пространственной неоднородности инверсии, образующейся за счет выжигания пространственных «дырок» стоячими волнами генерирующих мод. Такие условия достигаются в лазерах с принудительным (механическим [3], электрооптическим [4]) сглаживанием, либо в случае одновременного возбуждения мод в количестве, существенно превышающем определяемое выжиганием пространственных дырок инверсии.¹

Отсюда следует, что пиковый режим рубинового лазера есть следствие конкуренции мод в условиях неоднородного снятия инверсии в объеме активного стержня. Его объяснение воздействием технических возмущений противоречит целому ряду экспериментальных факторов [4-7].

Поиски динамической модели пиковой генерации рубинового лазера, как известно, наталкиваются на определенные трудности. Незатухающие пикеты не могут быть объяснены в рамках балансной теории [1].²

¹ Последнее возможно в резонаторах, близких к критическим, когда спектральная плотность мод велика, их добротности близки, а дисперсия за счет линии усиления в окрестности центральной частоты практически отсутствует из-за теплового «уширения», обусловленного непрерывным нагреванием стержня [5].

² В самых общих предположениях это удалось показать в [8, 9].

В [8] показано, что и в рамках полуклассического описания взаимодействия электромагнитного поля и двухуровневых активных центров затухающие пульсации твердотельных лазеров также не имеют объяснения. Известные динамические механизмы пиковой генерации, связанные с насыщающимся поглощением [10, 11] и нелинейными эффектами типа самофокусировки [12], не решают проблемы, поскольку при наличии таких механизмов рубиновый лазер должен генерировать пикки во всех без исключения режимах, что противоречит экспериментальным фактам.

Сопоставление результатов теории с известными экспериментальными фактами заставляет предположить, что наряду с балансным существует дополнительный механизм взаимодействия между генерирующими модами, который в условиях чередования мод порождаемого пространственными «дырками» инверсии приводит к появлению пикового режима.

Поскольку затухание пульсаций твердотельных лазеров — процесс сравнительно медленный, то, по-видимому, даже слабое взаимодействие генерирующих мод, например, через матрицу активной среды или негенерационные уровни активных центров может привести к устранению этого затухания.

Рассмотрим дополнительное взаимодействие между модами феноменологически на языке нелинейной поляризуемости. Кубическая нелинейность $P = \chi E^3$ является нелинейностью низшего порядка, приводящей к такому взаимодействию (квадратичная нелинейность приводит лишь к взаимодействию полей сильно, примерно вдвое, отличающихся по частоте).

В двухмодовом случае действительная часть χ' нелинейной восприимчивости χ не влияет на интенсивности отдельных мод, а учет мнимой части χ'' приводит к следующим уравнениям для интенсивностей I_1, I_2 и коэффициентов усиления δ_1, δ_2

$$I_{1,2} = \delta_{1,2} I_{1,2} + \kappa (3I_{1,2} - 4I_1 I_2) \quad (1a)$$

$$\delta_{1,2} + \gamma \delta_{1,2} = \alpha \gamma \sigma - \frac{1}{2} \frac{D\sigma}{V} I_{1,2} - \frac{D\sigma}{V} \sum_{i=1,2} I_i \quad (16)$$

где $\kappa = (6\pi\hbar v^2/V) \chi$, ν — частота генерации, V — объем резонатора, γ — обратное время жизни атома на верхнем уровне, σ — потери в резонаторе, D — коэффициент Эйнштейна, α — разность между равновесным значением инверсии в отсутствие генерации и пороговым ее значением, отнесенная к пороговому значению инверсии. При выводе уравнений (1) предполагалось, что превышение над порогом мало ($\alpha \ll 1$), накачка и потери σ не зависят от координат, а собственные функции резонатора $u_{1,2}$ удовлетворяют соотношениям

$$\int u_{1,2}^2 d^3r = 1, \quad \int u_1^2 u_2^2 d^3r = V^{-1}, \quad \int u_{1,2}^2 d^3r = \frac{3}{2} V^{-1},$$

$$\int u_1 u_2 d^3r = \int u_{1,2}^2 u_{2,1} d^3r = 0,$$

справедливым, например, для резонатора Фабри—Перо, полностью заполненного активной средой.

Непосредственное вычисление показывает, что стационарная генерация устойчива, если χ'' удовлетворяет условию

$$-\frac{5D}{12\pi^2 a \hbar v^2} < \chi'' < \frac{1}{7} \frac{5D}{12\pi^2 a \hbar v^2} \quad (2)$$

При нарушении условия (2) раскачивается нормальное колебание, связанное с чередованием мод, если $\chi'' < 0$, и второе нормальное колебание, в котором моды пульсируют одновременно, если $\chi'' > 0$.

Для исследования влияния действительной части χ' на релаксационный процесс рассмотрим трехмодовую задачу

$$I_{1,3} = \delta_{1,3} I_{1,3} + \kappa' I_2 \sqrt{I_1 I_3} \sin \varphi, \quad (3a)$$

$$I_2 = \delta_2 I_2 - 2\chi' I_2 \sqrt{I_1 I_3} \sin \varphi, \quad (36)$$

$$\dot{\varphi} = \chi' \left(I_2 - \frac{I_1 + I_3}{2} \right) - \frac{\chi'}{2} \left(4\sqrt{I_1 I_3} - I_2 \frac{I_1 + I_3}{\sqrt{I_1 I_3}} \right) \cos \varphi, \quad (37)$$

где $\varphi = 2\varphi_2 - \varphi_1 - \varphi_3$, φ_i — фаза i -й моды. Уравнения для коэффициентов усиления имеют тот же вид, что и в двухмодовом случае. В рассматриваемой задаче спектр считается эквидистантным. Центральной моде приписан номер «2».

Изменение стационарных значений интенсивностей I_{ic} из-за взаимодействия мод на кубической нелинейности составляет малую величину $\sim \chi I_{ic} / \alpha \sigma \ll 1$. Как видно из (36), примерно с такой же точностью $\varphi_i \simeq \pm(\pi/2)$ ($I_{1c} = I_{3c} \sim I_{2c}$). Линеаризуя уравнения (3а), (3б), (3в) относительно отклонения фазы φ от стационарного значения $\varphi_c \simeq \pm\pi/2$, заметим, что только последнее уравнение содержит переменную $\varphi - \varphi_c$. Это позволяет вычислить характеристический корень, связанный с отклонением фазы $\lambda = \chi I_{ic} \sin \varphi_c$, и заключить, что φ стремится к величине $\varphi_c \simeq -\pi/2$. Из оставшейся системы уравнений можно выделить нормальное колебание, связанное с чередованием «1» и «3» мод. Его координатой является величина $\ln(I_1/I_{1c}) - \ln(I_3/I_{3c})$. При выполнении условия

$$\chi' > \frac{7D}{12\pi^2 \alpha \hbar \nu^2} \quad (4)$$

происходит раскачка этого нормального колебания. Характеристические корни остальных нормальных колебаний можно найти непосредственным вычислением по теории возмущений (малый параметр $\chi' I_{ic} / \sqrt{\alpha \gamma \sigma}$). Можно убедиться, что χ' не влияет на скорость затухания остальных нормальных колебаний. Таким образом, нелинейность χ' приводит к пикам, связанным с чередованием «1» и «3» мод. «2» мода при этом стремится к стационарному значению [13].

Механизм пульсаций с $\chi'' > 0$ по сути дела является механизмом, связанным с насыщающимся поглощением, рассмотренным в уже упоминавшихся нами работах [10, 11].

В случае $\chi'' < 0$, как видно из (1а), добавка к коэффициенту усиления для слабой моды оказывается меньше, чем для сильной. Это приводит к подчеркиванию разности в интенсивностях мод и, как следствие, к незатухающим пикам, связанным с чередованием мод. Аналогичное явление по отношению к первой и третьей модам имеет место и в случае действительной части χ' [как видно из (3в) $\varphi \simeq -\pi/2$ и, следовательно, $\sin \varphi < 0$].

Рассмотрим примеры физических эффектов, приводящих к появлению таких нелинейностей. Действительная часть нелинейности связана с эффектом Керра. Для рубинового лазера ($\chi' = 4.1.14 \cdot 10^{-14}$ см³/эрг [14], $D = 1.9 \cdot 10^{-9}$ см³/с., $\nu = 2.7 \cdot 10^{15}$ Гц, $\alpha = 1$) критерий (4) выполняется (левая часть больше правой в три раза). Следовательно, параметрическое взаимодействие мод, связанное с кубической нелинейностью сапфира, может быть одной из причин пиковой генерации рубинового лазера. Для неодимового лазера ($\chi' = 4.2.18 \cdot 10^{-14}$ см³/эрг [14], $D = 3.2 \cdot 10^{-8}$ см³/с., $\nu = 1.7 \cdot 10^{15}$ Гц, $\alpha = 1$) условие (4) не выполняется.

Мнимая часть восприимчивости χ'' может быть связана с двухфотонным поглощением ($\chi'' < 0$); наличием в резонаторе второй активной среды с обратным временем жизни на верхнем уровне, сравнимым с межмодовой частотой (при этом, если вторая среда усиливающая, то $\chi'' < 0$, поглощающая — $\chi'' > 0$) или с наличием у активных центров дополнительных уровней, скорость обмена с которыми генерационных уровней сравнима с межмодовой частотой Δ .

Так, если в последнем случае имеет место быстрая релаксация с нижнего уровня генерации на дополнительный уровень или быстрый обмен

дополнительного уровня с верхним генерационным уровнем, то χ'' определяется выражением

$$\chi'' = -a \frac{cD}{\Gamma_p \bar{V}} \quad (5)$$

где $a=1/4$, а Γ_p — обратное время релаксации с нижнего уровня в первом случае; и $a=1/6$, а Γ_p — обратное время обмена населенности во втором случае. В (5) предполагается, что $\Gamma_p \gg \Delta$. Если Γ_p сравнима с Δ , то поправка к обычным балансным уравнениям в отличие от (1а) имеет вид

$$\chi'' \left[3I_{1,2}^2 + 2 \left(1 + \frac{\Gamma_p^2}{\Gamma_p^2 + \Delta^2} \right) I_1 I_2 \right]. \quad (6)$$

Как видно из (6), при $|\Delta| > \Gamma_p$ исчезает эффект подавления слабой моды в присутствии сильной и, следовательно, влияние нелинейного взаимодействия мод на раскочку пульсаций, связанную с чередованием генерирующих мод.

Отметим, что добавки в обычные балансные уравнения в рассмотренных выше случаях дополнительных негенерационных уровней и двухкомпонентной усиливающей среды имеют один и тот же вид ($\chi'' < 0$).

Для параметров лазерной системы, приведенных выше, генерация идет в пиковом режиме при $|\chi''| \geq 5 \cdot 10^{-15}$ см³/эрг для рубинового лазера и $|\chi''| \geq 5 \cdot 10^{-14}$ см³/эрг для неодимового.³

Рассмотренные механизмы пиковой генерации (за исключением связанного с $\chi'' > 0$) согласуются с упомянутыми выше экспериментальными фактами [4-7].

Действительно, незатухающие пульсации, связанные с этими механизмами, идут в режиме чередования мод. При одномодовой генерации и генерации достаточно большого числа мод эти механизмы не приводят к незатухающим пульсациям: в первом случае из-за отсутствия взаимодействия между модами; во втором случае — из-за слабости этого взаимодействия (последнее связано с тем, что с ростом числа генерирующих мод интенсивность каждой из них падает, что и приводит к уменьшению нелинейного взаимодействия). При принудительном сглаживании пространственной неоднородности инверсии эти механизмы также не работают, поскольку отсутствуют причины, приводящие к чередованию мод, и поле ведет себя как целое.

В заключение следует отметить, что описанные механизмы, по-видимому, не исчерпывают всех динамических причин пиковой генерации, не связанных с техническими возмущениями. Уточнить совокупность таких причин, реально влияющих на динамику генерации, могут соответствующие целенаправленные эксперименты. Существенным представляется теоретическое подтверждение возможности возникновения режима незатухающих пульсаций, обусловленного действием механизма, приводящего к подавлению слабой моды в присутствии сильной в условиях конкуренции мод при неоднородном снятии инверсии. Такая модель хорошо согласуется со всеми экспериментальными фактами, в том числе и с теми, которые ранее не находили объяснения.

Литература

- [1] Я. И. Ханин. Динамика квантовых генераторов, 155. «Советское радио», М., 1975.
- [2] V. V. Antsiferov, A. V. Gainer, N. M. Derjy, K. P. Komarov, K. G. Folin. Opt. Comm., 14, 388, 1975.
- [3] Б. Л. Лившиц. ДАН СССР, 194, 1298, 1970.

³ К сожалению, сложная структура уровней реальных активных сред и отсутствие данных по двухфотонному поглощению затрудняют оценку роли этих механизмов. Однако можно утверждать, что в случае рубинового лазера сильная связь между уровнями 2А и Е ($\Gamma_p \approx 10^9$ с⁻¹), а также между подуровнями ⁴А₂ [15] дает существенный вклад в величину χ'' .

- [4] В. В. Анциферов, В. С. Пивцов, В. Д. Угожаев, К. Г. Фолин. Квантовая электроника, № 3 (15), 57, 1973.
- [5] В. В. Анциферов, А. В. Гайнер, К. П. Комаров, В. С. Пивцов, К. Г. Фолин. Ж. прикл. спектр., 24, 18, 1976.
- [6] В. В. Анциферов, А. С. Кучьянов, В. С. Пивцов, В. Д. Угожаев, К. Г. Фолин. Опт. и спектр., 38, 599, 1975.
- [7] В. В. Анциферов, А. В. Гайнер, К. П. Комаров, К. Г. Фолин. Квантовая электроника, 2, 591, 1975.
- [8] A. V. Gainer, K. P. Komarov, K. G. Folin. Opt. Comm., 19, 350, 1976.
- [9] К. П. Комаров. Тез. XIII Всесоюзн. научн. студенч. конф. Новосиб. гос. унив., 1975.
- [10] K. Shimoda. Proc. Symp. Opt. Masers, p. 9, 1963.
- [11] В. И. Беспалов, Е. И. Якубович. Изв. вузов, радиофизика, 8, 903, 1965.
- [12] Б. Л. Желнов, В. С. Смирнов. ЖЭТФ, 55, 1332, 1968.
- [13] А. В. Гайнер, К. П. Комаров, К. Г. Фолин. Тез. докл. VIII Всесоюзн. конф. по когерентной и нелинейной оптике. 1, Тбилиси, 1976.
- [14] Marc D. Levenson. IEEE J. Quantum Electronics, QE-10, 110, 1974.
- [15] Методы расчета оптических квантовых генераторов, 2. «Наука и техника», Минск, 1968.

Поступило в Редакцию 10 августа 1977 г.
