

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИКИ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА В РЕЖИМЕ ГИГАНТСКОГО ИМПУЛЬСА, РАЗВИВАЮЩЕГОСЯ ИЗ СВОБОДНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

С.М. Бабенко, В.А. Бахорин, В.В. Коробкин, А.С. Маркин

УДК 621.373.001

В рамках балансного приближения проведен численный анализ динамики неодимового лазера в режимах свободной генерации и гигантского импульса. Установлена зависимость временных характеристик гигантского импульса от начальных условий и параметров лазера.

Для управления частотными и временными характеристиками излучения неодимового лазера в режиме гигантского импульса (ГИ) в работе /1/ был экспериментально реализован и исследован режим ГИ в кольцевом лазере с активной модуляцией добротности для случая, когда начальное поле излучения формируется в условиях свободной генерации. Измеренные времена задержки развития ГИ относительно момента модуляции добротности оказались ограниченными интервалом 50-80 нс и группировались преимущественно вблизи его граничных точек. В основу выполненных в последующей работе /2/ теоретических оценок времени развития ГИ и других его параметров были положены экспериментально определяемые величины: длительность пиков свободной генерации t_p и расстояние между пиками t_b , а также отношение интенсивности в максимуме пика к минимальной интенсивности. Однако экспериментально регистрируемые значения последней величины $\geq 3 \cdot 10^{-3}$, т. е. существенно больше значений, определяемых относительно уровня спонтанного шума. В связи с этим для детального сопоставления с результатами эксперимента нами проведен численный анализ режима ГИ, развивающегося из свободной генерации.

Для теоретического исследования закономерностей динамики неодимового лазера рассмотрена задача одномодовой генерации в условиях пространственно однородной инверсии. Такая ситуация для однородной активной среды и накачки реализуется, в частности, при генерации чисто бегущей волны в лазере с кольцевым резонатором /3/ и, следовательно, вполне соответствует

схеме эксперимента /1/. В этих же условиях для описания динамики применимо балансное приближение /3,4/.

Вводя объемную плотность фотонов (интенсивность излучения) M и инверсную заселенность рабочего перехода N , отнесенную к единице объема, балансные уравнения представим в виде:

$$dM/dt = [DN - \sigma(t)]M + (D/2)(N + N_{\Sigma}), \quad (1)$$

$$dN/dt = \gamma(N_e - N) + DMN. \quad (2)$$

Здесь D — коэффициент Эйнштейна; $\sigma(t) = 2\pi\nu/Q(t)$ — потери в резонаторе, где ν собственная частота резонатора, совпадающая с центральной частотой спектральной линии, $Q(t)$ — добротность резонатора; $\gamma = \gamma' + w$ — эффективная скорость продольной релаксации излучения, где $\gamma' = 1/T_1$ — обратное время жизни верхнего рабочего уровня; w — скорость накачки; N_{Σ} — число активных центров в единице объема; N_e — инверсная населенность, которая устанавливается в условиях равновесия процессов накачки и спонтанного излучения в отсутствие генерации, определяемая для четырехуровневой схемы выражением $N_e = (1 + \gamma'/w)^{-1} N_{\Sigma}$.

В балансных уравнениях учитывается спонтанное излучение (последний член в (1)), а потери $\sigma(t)$ и, следовательно, добротность $Q(t)$ предполагаются функцией времени. Таким образом, уравнения (1), (2) описывают все интересующие нас режимы: начало и развитие свободной генерации и режим ГИ, осуществляющийся модуляцией добротности, приводящей к резкому уменьшению потерь, что моделируется функцией

$$Q(t) = Q_0 + (Q_1 - Q_0)f(t); \quad Q_1 > Q_0; \quad f(t) = \begin{cases} 0 & t < t_Q \\ 1 & t \geq t_Q \end{cases}$$

где t_Q — момент "включения" добротности.

Качественно верные закономерности динамики твердотельных лазеров получены путем дальнейшего упрощения балансных уравнений с учетом особенностей того или иного режима /3,4/. В количественном отношении ценность полученных результатов снижает тот факт, что в выборе значений ряда параметров, используемых при оценках (таких как минимальная интенсивность излучения при свободной генерации, превышение инверсии над порогом в режиме ГИ и др.), имеется определенный произвол.

Таким образом, для получения количественных результатов необходимо решать полную систему балансных уравнений. Только такой подход позволя-

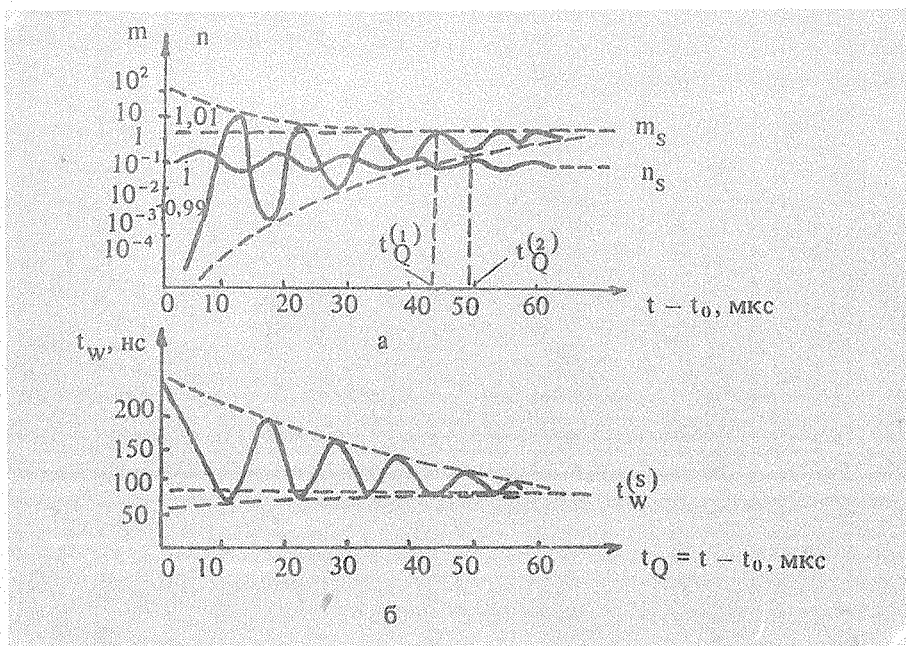
ет рассмотреть режимы генерации в их взаимосвязи. При этом совершенно устраняется неопределенность в начальных условиях при рассмотрении как свободной генерации, так и развития ГИ из предшествующей свободной генерации.

Используя безразмерные переменные $\tau = \gamma t$, $m = DM/\gamma$, $n = DN/\sigma_0$, $n_e = DN_e/\sigma_0$, $a = (n_e - 1)$, $n_\Sigma = DN_\Sigma/\sigma_0$, $G = 2\pi\nu/Q_0$, $\epsilon = D/2\gamma$, $\delta = (Q_1 - Q_0)/Q_0$ уравнения (1), (2) запишем в виде

$$\frac{dm}{d\tau} = G \left\{ n - [1 + \delta f(\tau)]^{-1} \right\} m + G\epsilon(n + n_\Sigma), \quad (3)$$

$$\frac{dn}{d\tau} = (a + 1) - (m + 1)n. \quad (4)$$

Система (3), (4) нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) относится к "жестким" системам ОДУ [5]. Для ее численного ин-



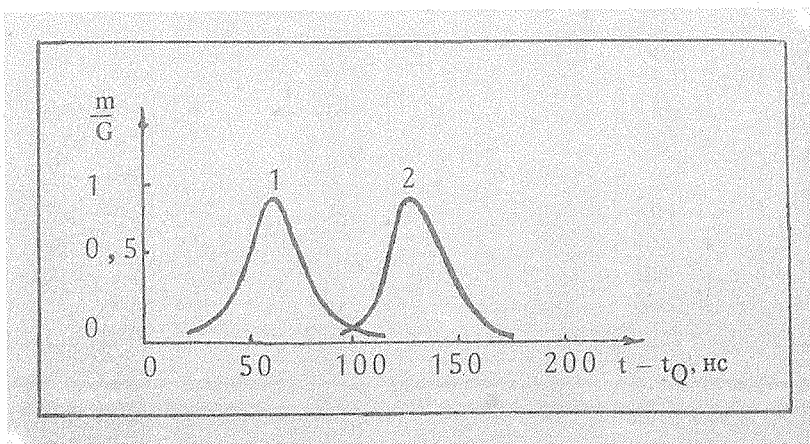
Р и с. 1. а) динамика интенсивности излучения и инверсной населенности в режиме свободной генерации (t_0 - время развития свободной генерации); б) зависимость времени t_w развития ГИ из свободной генерации от момента t_Q изменения добротности.

тегрирования в настоящей работе использован алгоритм /6/, который является, по-видимому, наиболее эффективным для указанного класса задач /5/.

Исследовалась зависимость динамики генерации неодимового лазера на рабочем переходе с $\lambda = 1,06$ мкм ($\nu = 2,8 \cdot 10^{14}$ с $^{-1}$) от уровня накачки и величины потерь в резонаторе. Диапазоны изменения соответствующих параметров составляли: $a = 1 - 4$, $G = 3,4 \cdot 10^2 - 3,4 \cdot 10^4$ ($Q = 10^9 - 10^7$). Остальные параметры имели значения $T_1 = 2 \cdot 10^{-4}$ с, $n_{\Sigma} = 1$, $\epsilon = 10^{-15}$.

Динамику интенсивности излучения и инверсной заселенности в режиме свободной генерации иллюстрирует рис. 1 а.

Типичная зависимость времени развития ГИ из свободной генерации от момента изменения добротности приведена на рис. 1б. При этом интенсивность излучения и инверсная заселенность в момент "включения" добротности могут быть определены из рис. 1а. Время развития ГИ изменяется в противофазе с интенсивностью свободной генерации. При изменении затравочной интенсивности от уровня спонтанного шума $m_{\min} = 10^{-13}$ до $m_{\max} = 50$ время развития ГИ изменяется в пределах от 250 до 50 нс. С выходом свободной генерации на стационарный режим время развития ГИ стремится к постоянному значению 80 нс.



Р и с. 2. Динамика развития ГИ при совпадении момента изменения добротности с максимумом (1) и минимумом (2) пика свободной генерации.

На рис. 2 показана динамика ГИ для случаев, когда момент модуляции добротности совпадает с максимумом пика свободной генерации и минимумом интенсивности между пиками.

Сопоставление полученных результатов с экспериментальными данными позволяет сделать вывод, что в условиях эксперимента /1/ развитие ГИ происходило из режима свободной генерации, близкого к стационарному.

Поступила в редакцию 15 октября 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бахорин В. А. и др. Письма в ЖЭТФ, 19, 558 (1974).
2. Бахорин В. А., Епифанов Ю. Н., Маркин А. С. Изв. ВУЗов "Радиофизика", 23, 542 (1980).
3. Фолин К. Г., Гайнер А. В. Динамика свободной генерации твердотельных лазеров. Новосибирск, Наука, 1979.
4. Ханин Я. И. Динамика квантовых генераторов. М., Советское радио, 1975.
5. Гольберг С. М., Захаров А. Ю., Филиппов С. С. Препринт ИПМ АН СССР, М., 1976.
6. Gear C. W. Comm. ACM, 14, 176 (1971).