

М. И. ДЖИБЛАДЗЕ, Е. М. ЗОЛотов, Т. М. МУРИНА,
А. С. ТВЕРДОХЛЕБОВ, Г. П. ШИПУЛО

ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРА $\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$
ПРИ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ НАКАЧКЕ

(Представлено академиком А. М. Прохоровым 3 IV 1970)

Настоящая работа посвящена исследованию переходных процессов оптической генерации, возникающих при селекции типов колебаний в кристаллах $\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$.

Как было показано в (1), в коротких кристаллах ($l \leq 40$ мм) $\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$ при селекции поперечных типов колебаний, соответствующей числам Френеля $F \leq 4$, реализуется квазистационарный беспичковый режим, которому предшествует переходный процесс. По оценкам, сделанным в (1), при указанной селекции возбуждается менее десяти поперечных мод. Представляет интерес сравнение экспериментально полученных и расчетных параметров переходных процессов при различных уровнях накачки и разной степени селекции.

В наших экспериментах в качестве источника накачки использовался рубиновый лазер (2). Использование лазера давало возможность получать большие превышения над порогом, чем в случае газоразрядных ламп, при этом излучение $\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$ легко было отделить от монохроматической накачки. Рубиновый лазер имел концентрический резонатор и работал в беспичковом режиме. Длительность импульса составляла около 500 мсек., энергия 6—8 дж. Образцы $\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$ имели форму пластин $15 \times 6 \times 2$ мм. На плоские торцы (6×2 мм) были нанесены серебряные покрытия с коэффициентами отражения 100 и 98%. Боковые поверхности кристалла матировались, чтобы исключить возбуждение неаксиальных мод под большими углами. Луч рубинового лазера попадал на боковую поверхность (15×6 мм) исследуемого образца, находящегося в жидком азоте, через матовую стеклянную пластинку и кварцевый светопровод, притертый вплотную к кристаллу $\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$. Это позволяло более равномерно освещать образец и исключить прохождение света накачки через жидкий азот. Энергия рубинового лазера контролировалась с помощью ответвителя и менялась нейтральными фильтрами. Селекция типов колебаний лазера $\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$ осуществлялась изменением размеров зеркал. Излучение фиксировалось с помощью фотодиода InSb.

Результаты измерений

Ширина линии люминесценции лазерного перехода в $\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$ составляет $\sim 0,25\text{--}0,3$ см⁻¹, поэтому при длине образца 15 мм условия генерации практически выполняются для одной продольной моды. Селекция мод по поперечным индексам осуществлялась уменьшением размеров зеркал. Мы наблюдали генерацию $\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$ при различных диаметрах зеркал и разных уровнях накачки. Переходные процессы имели место при диаметрах зеркал резонатора меньше 2 мм. Причем если размеры зеркал составляли около 1 мм, то после переходного процесса наблюдался хаотический пиковый режим с постоянной составляющей. При диаметрах зеркал $\sim 0,4$ мм за переходным процессом следовал стационарный режим (рис. 1). В зависимости от мощности импульса накачки менялись период (T) и время затухания (t_0) переходных пульсаций. (Наблюдаемая на быстрых развертках рис. 1 низкочастотная модуляция переходного

го процесса в $\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$ является повторением модуляции импульса рубина.) При размерах зеркал меньше 0,4 мм генерация как правило срывалась. Следует заметить, что переходные процессы наблюдались при превышениях энергии накачки над пороговой более чем на 10%. Если превышение было меньше, то, как и в (1), наблюдались нерегулярные пички.

Мы сравнили экспериментально полученные значения периода (T) и времени затухания (t_0) переходных процессов с расчетными величинами.

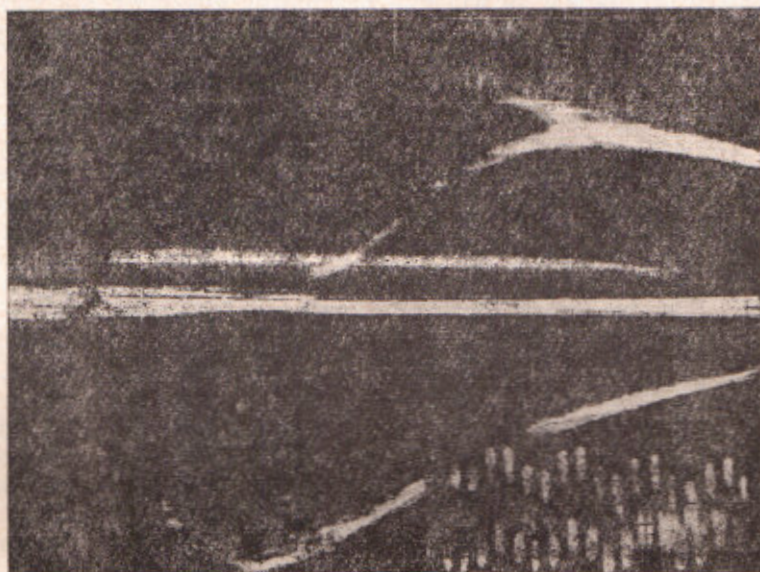


Рис. 1. Генерация лазера $\text{CaF}_2:\text{Dy}^{2+}$ (верхний луч) с зеркалами $\sim 0,4$ мм при превышении накачки над порогом $E/E_{\text{пор}} = 2,8$ (100 мсек/дел); вставка изображает пульсации на быстрых развертках (10 мсек/дел)

Существующая теория, количественно объясняющая пульсации лазеров, базируется на скоростных уравнениях для населенности и поля (2). В одностороннем случае для равномерного пространственного распределения инверсии населенности по объему кристалла (для трехуровневых систем) приближенное решение для уравнений поля и населенности (4) дает следующие выражения периода пульсаций и времени затухания переходного процесса:

$$T = 2\pi \sqrt{B_{12}n_0 \left[(p_{13} - p_{21}) - \frac{\Delta_{\text{пор}}}{n_0} (p_{13} - p_{21}) \right] h\nu}, \quad (1)$$

$$t_0 = 2 \frac{\Delta_{\text{пор}}}{n_0} / (p_{13}(t) - p_{21}). \quad (2)$$

Здесь p_{13} — вероятность индуцированного перехода в полосу поглощения, p_{21} — полная вероятность перехода с метастабильного уровня на основной, n_0 — число активных ионов в единице объема, Δ — инверсия населенности лазерного перехода, B_{12} — коэффициент Эйнштейна индуцированного перехода между лазерными уровнями.

Использование указанных формул для нестационарного режима встречает трудность, которая связана с изменением величины p_{13} со временем. Однако в нестационарном случае можно найти максимальное p_{13}^{max} p_{13}^0 по времени запаздывания генерации относительно накачки (5). Накопление частиц на метастабильном уровне определяется следующим соотно-

пением:

$$\Delta/n_0 = 1 - 2 \exp \left(-p_{21}t - \int_0^t p_{13}(t') dt' \right) \times \\ \times \left[1 + p_{21} \int_0^t \exp \left(p_{21}t'' + \int_0^{t''} p_{13}(t') dt' \right) dt'' \right]. \quad (3)$$

Если известна форма импульса накачки, величина p_{21} , а также время запаздывания генерации, то задавая различные значения p_{13}^0 путем гра-

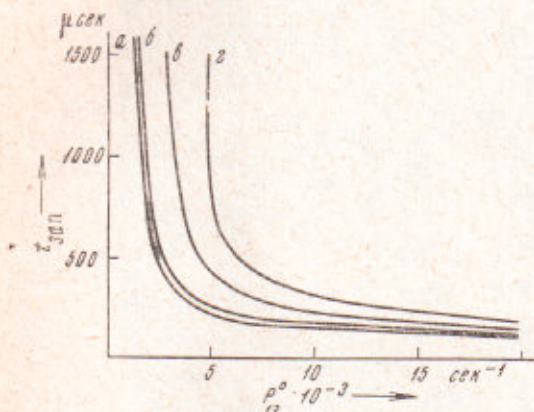


Рис. 2. Зависимость $t_{\text{зап}}$ от p_{13}^0 при различных значениях $\Delta_{\text{пор}}/n_0$. а—0,1; б—0,2; в—0,6; г—0,8

фического интегрирования можно вычислить правую часть формулы (3). На рис. 2 представлены полученные кривые (соответствующие нашему импульсу накачки), выражающие зависимость времени запаздывания ($t_{\text{зап}}$) от p_{13}^0 при разных значениях $\Delta_{\text{пор}}/n_0$. С помощью кривых рис. 2 определяются значения p_{13}^0 , соответствующие найденным из опыта временам запаздывания генерации. Затем находятся величины $p_{13}(t')$, соответствующие моментам времени, в которые определяются значения периода и времени затухания пульсаций ($T_{\text{зат}}$,

t_0). В расчетах мы использовали следующие величины: $B_{12} \simeq 6 \cdot 10^{-5}$ см/сек·эрг ($^{\circ}$), $p_{21} \simeq 25$ сек $^{-1}$, $n_0 \simeq 10^{18}$ см $^{-3}$ *. Экспериментальные и расчетные значения временных характеристик (T , t_0) для различных уровней накачки и $\Delta_{\text{пор}}/n_0$ представлены в табл. 1. Отношение $E/E_{\text{пор}}$ представляет превышение энергии над пороговой. Приведенные в таблице значения $\Delta_{\text{пор}}/n_0 \simeq 0,1-0,2$; 0,8 были оценены для размеров зеркал ~ 1 и 0,4 мм соответственно. При оценке первой величины мы исходили из того факта, что с уменьшением зеркал до 1 мм порог генерации практически не менялся.

Размер зеркал $\sim 0,4$ мм (в нашем случае) был предельным, т. е. дальнейшее уменьшение приводило к срыву генерации. Поэтому мы считали, что генерация в этом случае реализуется, когда на возбужденный уровень переводится $\sim 80-100\%$ ионов Dy^{2+} , т. е. $\Delta_{\text{пор}}/n_0 \sim 0,8$.

Таблица 1

Экспериментальные и расчетные значения временных характеристик (T , t_0) для различных уровней накачки и $\Delta_{\text{пор}}/n_0$

$\Delta_{\text{пор}}/n_0$	$E/E_{\text{пор}}$	$t_{\text{зап}}, \text{сек.}$	$p_{13}(t'), \text{сек}^{-1}$	мсек.			
				$T_{\text{затп}}$	$T_{\text{расч}}$	$t_0^{\text{затп}}$	$t_0^{\text{расч}}$
0,1—0,2	1,1	1300	60	20	15	—	—
	1,8	440	1000	3	3	200	300
	3,2	200	3000	1,7	1,5	100	100
0,8	1,4	560	1200	4	5	400	1300
	2,8	260	8000	1,8	2	140	200
	11,2	170	20000	1,3	1,3	60	80

* Механизм генерации $\text{CaF}_2 : \text{Dy}^{2+}$ не является точно трехуровневым, мы учитывали этот факт, используя в расчетах эффективную концентрацию активных ионов.

Как видно из табл. 1, при больших уровнях накачки получилось удовлетворительное совпадение экспериментальных и расчетных значений T и t_0 . Таким образом, многомодовая система хорошо описывается скоростными уравнениями, выведенными для одномодового случая. Отсюда можно заключить, что в нашем случае имеет место связывание мод и их совокупность ведет себя как единое целое ⁽⁷⁾. Это согласуется с выводами работы ⁽¹⁾ о связывании мод при селекции в коротких кристаллах.

При малых накачках типы колебаний связаны слабее, чем объясняется большее расхождение экспериментальных и расчетных параметров в этом случае.

В заключение авторы выражают благодарность А. М. Прохорову за интерес к данной работе и обсуждение ее результатов.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР
Москва

Поступило
21 II 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ М. И. Джибладзе, Е. М. Золотов и др., Краткие сообщения по физике, 1, № 3 (1970). ² Е. М. Золотов, А. М. Прохоров, Г. П. Шинуло, ЖЭТФ, 49, 720 (1965). ³ H. Statz, G. de Mars, Quantum Electronics, N.Y., 1960, p. 650. ⁴ А. Л. Микаэлян, М. Л. Тер-Микаэлян, Ю. Г. Турков, Оптические генераторы на твердом теле, М., 1967. ⁵ Р. И. Гинтофт, А. М. Самсон, А. М. Саржевский, Журн. прикл. спектроскоп., 2, 142 (1965). ⁶ Е. М. Золотов, А. М. Прохоров, Г. П. Шинуло, Препринт Физ. инст. им. П. Н. Лебедева АН СССР, № 99 (1969). ⁷ А. К. Соколов, Т. Н. Зубарев, ФТТ, 6, 2590 (1964).