

Н. В. КРАВЦОВ, В. А. СИДОРОВ, А. М. СУСОВ

КИНЕМАТИЧЕСКАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД В  
ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРЕ НА  $YAG:Nd^{3+}$ 

Экспериментальному и теоретическому исследованию оптических квантовых генераторов с нестационарным резонатором посвящено достаточно большое число работ.

В настоящей работе исследовались некоторые особенности возникновения синхронизации аксиальных мод импульсного твердотельного лазера с нестационарным резонатором.

Использовалась экспериментальная установка, аналогичная описанной в [1].

Для исследования кинетики генерации излучение лазера подавалось на широкополосный приемник, а затем на осциллографы С7-10А и С1-31. Для измерения длительности возникающих при синхронизации ультракоротких импульсов излучения (УКИ) использовался фотоэлектронный регистратор. Динамика спектра излучения исследовалась с помощью интерферометра Фабри—Перо с базой 1,2 см и скоростного фоторегистратора, работающего в режиме шелевой развертки.

Характерная осциллограмма излучения лазера с неподвижным зеркалом показана на рис. 1, а. Соответствующая этому случаю спектрограмма излучения показана на рис. 1, б. На спектрограмме наблюдается

характерная для твердотельных лазеров [2] с однородно-уширенной линией люминесценции неустойчивость спектра во времени. Наряду с общей тенденцией смещения спектра в длинноволновую область, связанной с тепловыми эффектами, видна типичная «лестничная» структура спектра излучения.

При переходе к нестационарному резонатору кинетика генерации и динамика спектра излучения существенно изменялись. Начиная со скорости движения зеркала  $v=2$  см/с (при величине диафрагмы 1,5 мм) глубина модуляции на межмодовой частоте после некоторого времени задержки  $t_1$  от начала генерации стано-

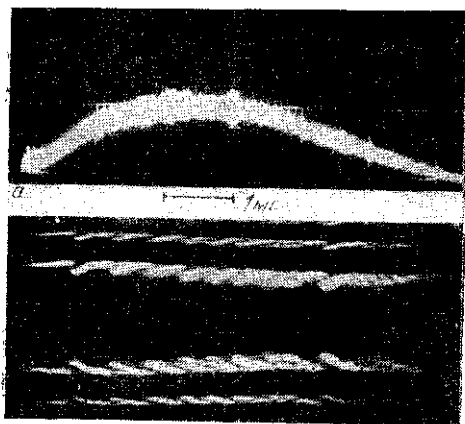


Рис. 1. Характеристики импульса излучения при  $v=0$  (развертка 1 мс/дел,  $\eta=5,4$ ): а — осциллограмма импульса генерации, б — развертка спектра (интерферометр Фабри—Перо, база 1,2 см)

вится стабильной на всем протяжении импульса генерации. Излучение приобретает вид квазипериодической последовательности коротких (2—5 нс) импульсов. Значение скорости, при которой излучение приобретает вид последовательности коротких импульсов, зависит от превыше-

ния пороговой мощности начатки  $\eta$  и увеличивается с ее ростом. Спектр при этом, хотя и становится более регулярным во времени, остается разбитым по частоте на отдельные генерирующие области.

Увеличение скорости изменения длины резонатора приводит к значительному укорочению импульсов излучения и расширению спектра генерации (спектр при этом становится «гладким»). При скорости перемещения зеркала большей 10 см/с длительность импульсов излучения достигает значений порядка сотен пикосекунд.

Характерные временные и спектральные характеристики, соответствующие  $v=50$  см/с, показаны на рис. 2. Исследования кинетики генерации показали, что после некоторого времени задержки  $t_1$  от начала генерации за время  $t_2$  возникает и сохраняется до конца импульса генерации последовательность ультракоротких импульсов (УКИ) излучения, т. е. устанавливается режим кинематической синхронизации мод (КСМ). Отметим, что если время развития кинематической синхронизации мод, отсчитываемое от конца времени задержки до момента установления квазистационарной амплитуды УКИ, является хорошо воспроизводимым, то само время задержки изменяется от вспышки к вспышке в широких ( $\sim$ сотен мкс) пределах и зависит от настройки резонатора. Минимальное значение  $t_1$  составляло в наших экспериментах величину порядка 1 мс. Длительность процесса установления кинематической синхронизации зависит от скорости движения зеркала и изменяется от  $t_2=0,2$  мс при больших скоростях движения зеркала до  $t_2=0,5$  мс при малых (порядка нескольких см/с), что согласуется с результатами, полученными на непрерывном лазере [1].

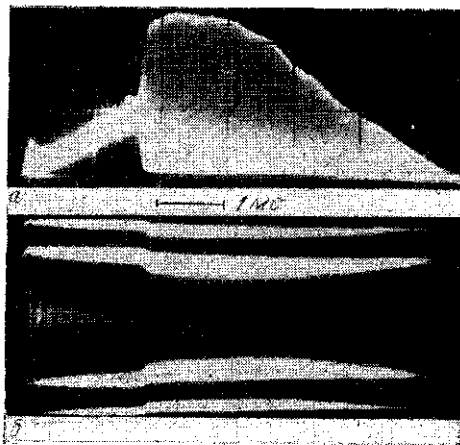


Рис. 2. Характеристики импульса излучения при  $v=50$  см/с (развертка 1 мс/дел,  $\eta=5,4$ ): а — осциллограмма импульса генерации, б — развертка спектра

На рис. 2, б показана развертка спектра излучения исследованного лазера. Сопоставление временной развертки спектра (рис. 2, б) и кинетики генерации (рис. 2, а) показывает, что в течение времени задержки, равного в данном случае 1,7 мс, спектр излучения лазера совершает колебательные (по частоте) движения с периодом  $T_1 \sim 0,15$  мс, постепенно обогащаясь новыми спектральными компонентами. В течение времени установления  $t_2$  происходит смещение центра спектра излучения к центру линии усиления, после чего положение и форма спектра стабилизируются, т. е. режим становится квазистационарным.

На рис. 2, б показана развертка спектра излучения исследованного лазера. Сопоставление временной развертки спектра (рис. 2, б) и кинетики генерации (рис. 2, а) показывает, что в течение времени задержки, равного в данном случае 1,7 мс, спектр излучения лазера совершает колебательные (по частоте) движения с периодом  $T_1 \sim 0,15$  мс, постепенно обогащаясь новыми спектральными компонентами. В течение времени установления  $t_2$  происходит смещение центра спектра излучения к центру линии усиления, после чего положение и форма спектра стабилизируются, т. е. режим становится квазистационарным.

В диапазоне скоростей  $v=25-50$  см/с ширина спектра и временные характеристики слабо зависят от скорости изменения длины резонатора. Измерения формы и длительности УКИ показали, что при больших скоростях изменения длины резонатора (порядка нескольких десятков см/с) длительность УКИ в середине цуга по полувысоте составляет  $\tau \sim 160$  пс. Форма отдельного УКИ показана на рис. 3, на

этом же рисунке показана соответствующая форма спектра излучения, полученная при фотометрировании кадра, показанного на рис. 2, б. Ширина спектра (на полувысоте) составляет  $\Delta\nu \approx 0,145 \text{ см}^{-1}$ . Отметим, что произведение длительности импульса на ширину спектра дает величину  $\tau \Delta\nu c \sim 0,67$ , что указывает на достаточно высокую степень синхронизации генерирующих мод. Для справки укажем, что для импульса гауссовой формы без частотной модуляции это произведение равно 0,44. Высокой степени синхронизации генерирующих мод должен соответствовать высокий контраст излучения, т. е. большое значение отношения пиковой мощности УКИ к мощности максимальных флукуационных выбросов на аксиальном периоде.

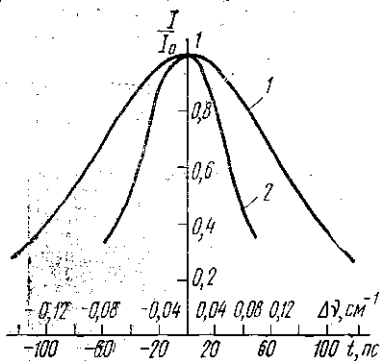


Рис. 3. Характеристики УКИ: 1 — форма ультракороткого импульса, 2 — его спектр

Таким образом, в ходе проведенных экспериментов было установлено, что возникновение устойчивого режима кинематической синхронизации мод становится возможным при превышении некоторого минимального значения скорости изменения длины резонатора. Сравнение этих минимальных скоростей для исследованного импульсного лазера на  $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$  и для непрерывного лазера [1] показало, что эти значения в случае импульсного лазера значительно выше, ( $v_{\text{min}} = 2\text{—}8 \text{ см/с}$ ), чем для непрерывного ( $v_{\text{min}} = 0,05\text{—}0,2 \text{ см/с}$ ).

Это связано с тем, что в импульсном лазере реализуемые превышения пороговой мощности накачки  $\eta$  оказываются выше. В данных экспериментах значения  $\eta$  были порядка 4—10 в зависимости от коэффициента отражения выходного зеркала ( $R = 50\text{—}93\%$ ).

Остановимся коротко на некоторых спектральных особенностях режима кинематической синхронизации мод. Сопоставление и обработка спектров излучения показали, что положение центра спектра (усредненное по длине «ступеньки») при  $v = 0$  отличается от положения спектра в случае движущегося зеркала. Как и в [3], спектр смещается по частоте в сторону, определяемую доплеровским смещением частоты на подвижном зеркале, и величина смещения зависит от скорости движения зеркала. Положение спектра при  $v \neq 0$  зависит от того, есть ли КСМ или нет. Так, в течение времени  $t_1 = 1,7 \text{ мс}$ , когда КСМ отсутствует, смещение спектра при  $v \neq 0$  и при  $v = 0$  происходит с одинаковой скоростью (определяемой температурным дрейфом линии люминесценции). В процессе установления КСМ за время  $t_2$  происходит смещение спектра генерации к центру линии усиления и дальнейшее положение спектра определяется шириной спектра при КСМ (или длительностью УКИ), которая изменяется в процессе генерации (рис. 2, б) вслед за изменением мощности накачки. Таким образом, положение центра спектра генерации в режиме КСМ определяется не только скоростью движения зеркала [3], но и зависит от ширины спектра, которая в квазистационарном режиме определяется мощностью накачки.

Авторы благодарны Л. С. Корниенко за внимание к работе и Ю. П. Яценко за помощь в проведении экспериментов.

1. Кравцов Н. В., Сидоров В. А., Сусов А. М. Письма в ЖТФ, 1977, 3, 126.
2. Турсунов А. Т. Квантовая электроника, 1975, 2, 114.
3. Danielmeier H. G. J. Appl. Phys., 1970, 41, 4014.

Поступила в редакцию  
29.06.78

УДК 532.51

В. И. ПАВЛОВ, П. М. ТРЕБЛЕР

### ГАМИЛЬТОНОВА ФОРМУЛИРОВКА УРАВНЕНИЙ ГИДРОДИНАМИКИ СЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ В РАВНОМЕРНО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СИСТЕМЕ ОТСЧЕТА

Известно, что системы отсчета, жестко связанные с реальными астрофизическими объектами, являются неинерциальными. Особый интерес с этой точки зрения представляют равномерно вращающиеся системы координат. В этом случае изучение волновых взаимодействий в системах гидродинамического типа осложняется действием сил инерции и представляет трудную задачу. Наиболее перспективным подходом представляется метод гамильтоновского формализма для неинерциальных систем отсчета, ранее неизвестный.

Изучение движения безграничной среды во вращающейся с постоянной угловой скоростью  $\Omega$  системе координат (относительно инерциальной) основывается на системе уравнений идеальной небаротронной жидкости, которую удобно записать в « $\pi$ -представлении», где  $\pi/\rho$  — плотность импульса среды, величина, инвариантная в нашей задаче относительно преобразования координат:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\pi}{\rho} \right) + \frac{1}{2} \text{grad} \left\{ \left( \frac{\pi}{\rho} \right)^2 - 2 \frac{\pi}{\rho} [\mathbf{\Omega}, \mathbf{r}] \right\} - \left[ \frac{\pi}{\rho}, \text{rot} \frac{\pi}{\rho} \right] + \left[ [\mathbf{\Omega}, \mathbf{r}], \text{rot} \frac{\pi}{\rho} \right] = - \frac{1}{\rho} \text{grad } p - \text{grad } \chi; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho \left\{ \frac{\pi}{\rho} - [\mathbf{\Omega}, \mathbf{r}] \right\} = 0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \left\{ \frac{\pi}{\rho} - [\mathbf{\Omega}, \mathbf{r}] \right\} \text{grad } s = 0. \quad (3)$$

Для замыкания системы уравнений дополним ее уравнением состояния

$$U = U(\rho, s) \quad (4)$$

и основным соотношением термодинамики

$$T ds = dU + p d \left( \frac{1}{\rho} \right), \quad (5)$$

где  $\chi$  — потенциал внешних сил; все остальные обозначения являются общепринятыми.

Анализ системы (1)–(5) показывает, что во вращающейся системе отсчета среда является неоднородной, за исключением того случая, когда поле сил инерции гасится полем внешних сил.