

Возникновение спектральной невязимости в нестационарных режимах генерации твердотельного кольцевого лазера при наложении магнитного поля

Н.В.Кравцов, Е.Г.Ларионцев, П.П.Пашинин, С.С.Сидоров, С.Н.Чекина

Экспериментально установлено, что в кольцевом монолитном Nd: YAG-чип-лазере в нестационарных режимах генерации при наложении магнитного поля на активный элемент может возникать неидентичность спектральных характеристик излучения встречных волн (спектральная невязимости) в квазипериодических и хаотических режимах генерации. Величина спектральной невязимости зависит от коэффициентов связи встречных волн, превышения порогового уровня накачки и оптической невязимости кольцевого резонатора. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с результатами численного моделирования.

Ключевые слова: твердотельный кольцевой лазер, спектральная невязимости, нелинейная динамика, динамический хаос.

1. Введение

Твердотельный кольцевой лазер представляет собой автоколебательную систему, которая даже в условиях одномодовой генерации в каждом из встречных направлений может характеризоваться сложной динамикой излучения. Существенным является то, что встречные волны в кольцевом лазере не являются независимыми: их взаимодействие обусловлено наличием линейной и нелинейной связи между ними. Причиной линейной связи является неустраняемое обратное рассеяние на неоднородностях отражающих поверхностей кольцевого резонатора и самой активной среды. Нелинейная связь встречных волн вызвана их самодифракцией на наведенных ими же в активной среде решетках инверсной населенности. Факторами, влияющими на взаимодействие встречных волн, являются также амплитудная и частотная невязимости кольцевого резонатора [1, 2]. В результате этого взаимодействия в автономном кольцевом твердотельном лазере в широком диапазоне параметров возникает автомодуляционный режим генерации первого рода, для которого спектры автоколебаний интенсивностей встречных волн являются идентичными.

Иная ситуация имеет место в неавтономном твердотельном кольцевом лазере: в этом случае при модуляции его параметров возможно возникновение и таких режимов генерации, в которых временные характеристики и спектры интенсивностей встречных волн оказываются различными. Представляет интерес исследование неидентичности спектральных характеристик этих волн в нестационарных режимах генерации, в том числе в режиме динамического хаоса, изучению которого в последнее время уделяется достаточно большое внимание (см., напр.,

[3–9]). Интерес к этой проблеме обусловлен также возможностями практического использования режима динамического хаоса в оптической связи и измерительной технике [10, 11].

В нестационарных режимах генерации в каждом направлении возникают колебания интенсивностей и оптических фаз встречных волн, которые могут быть как коррелированными, так и некоррелированными между собой. Обычно изучается поведение интенсивностей встречных волн, хотя в ряде случаев удается получить информацию и о фазовой динамике излучения (см., напр., [6, 7]). Следует отметить, что в режимах динамического хаоса, в принципе, может полностью отсутствовать корреляция интенсивностей встречных волн и тем не менее существовать фазовая синхронизация их колебаний, которая проявляется в том, что разность фаз встречных волн изменяется в конечном интервале (отсутствует линейный рост разности фаз во времени) [12]. Для получения более полной информации о динамике встречных волн в нестационарных режимах генерации целесообразно исследовать корреляцию спектральных характеристик интенсивностей этих волн.

При анализе различия спектральных характеристик встречных волн в кольцевом лазере можно воспользоваться понятиями, принятыми в оптике при исследовании оптических невязимых эффектов. Различие спектральных характеристик встречных волн будем называть спектральной невязимостью [13]. Отметим, что возможность ее возникновения в твердотельных кольцевых лазерах при гармонической модуляции периметра (длины) резонатора была отмечена уже в ранних работах [14, 15]. Так, в [14] при модуляции периметра лазерного резонатора с частотами $\omega_p/2\pi \sim 100$ Гц были обнаружены режимы генерации с различным характером модуляции интенсивностей встречных волн.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований как условий возникновения, так и некоторых характеристик, определяющих спектральную невязимости встречных волн в высокостабильном неавтономном кольцевом чип-лазере

Н.В.Кравцов, Е.Г.Ларионцев, С.Н.Чекина. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына при МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы
П.П.Пашинин, С.С.Сидоров. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

при модуляции его параметров (механических напряжений в активном элементе). При модуляции механических напряжений изменяются оптическая длина резонатора, двулучепреломление (что ведет к потерям внутри поляризационно-анизотропного кольцевого резонатора), а также отстройка частоты генерации от центра линии усиления. Как следует из результатов численного моделирования (см. ниже), наиболее сильное влияние на динамику излучения оказывает модуляция двулучепреломления.

2. Экспериментальная установка

Исследования проводились на установке, аналогичной описанной в [16], где модуляция параметров проводилась путем деформации оптического контура резонатора с помощью пьезоэлемента. Исследовался монолитный кольцевой Nd:YAG-чип-лазер с неплоским резонатором (угол неплоскостности $\sim 80^\circ$), работающий в одночастотном режиме. Периметр резонатора составлял 2.6 см. Накачка чип-лазера осуществлялась полупроводниковым лазерным диодом ($\lambda = 0.810$ мкм) с мощностью излучения до 0.5 Вт. Пьезоэлемент создавал периодические механические напряжения в активном элементе чип-лазера. Частота модуляции $\omega_p/2\pi$ этих напряжений могла изменяться от 20 до 200 кГц, а подаваемое на пьезоэлемент напряжение U , определяющее глубину модуляции h механических напряжений, варьировалось от 5 до 30 В. Магнитное поле создавалось с помощью постоянного микромагнита. Его напряженность H и ориентация относительно плоскости симметрии активного элемента изменялись при перемещении микромагнита. Напряженность H определялась по изменению частоты автомодуляции $\omega_m/2\pi$.

Экспериментальная установка позволяла одновременно регистрировать интенсивности встречных волн I_1 и I_2 и их спектры с помощью цифрового осциллографа АСК-3151. В результате обработки экспериментальных результатов были найдены коэффициенты корреляции Пирсона [17], позволяющие оценить неидентичность временных и спектральных характеристик встречных волн:

$$K(I_1, I_2) = \frac{\sum_{i=1}^n (I_{1i} - \bar{I}_1)(I_{2i} - \bar{I}_2)}{\left[\sum_{i=1}^n (I_{1i} - \bar{I}_1)^2 (I_{2i} - \bar{I}_2)^2 \right]^{1/2}},$$

где $\bar{I}_{1,2}$ – средние значения переменных I_1 и I_2 .

3. Результаты эксперимента

В отсутствие модуляции и магнитного поля в лазере существовал одночастотный автомодуляционный режим генерации первого рода. Частота автомодуляции $\omega_m/2\pi = 145$ кГц, а частота релаксационных колебаний $\omega_r/2\pi = 79$ кГц при превышении мощности накачки над порогом $\eta = 0.3$.

В результате проведенных исследований было установлено, что в широком диапазоне параметров модуляции ($\omega_p/2\pi$ и h) появляются, как правило, периодические, квазипериодические и хаотические режимы генерации, аналогичные режимам, возникающим при модуляции мощности накачки [18–20]. Стоит отметить, что несмотря на некоторое различие временных характеристик,

спектральные характеристики таких режимов практически одинаковы. Например, при частоте модуляции $\omega_p/2\pi = 89$ кГц, глубине модуляции, соответствующей переменному напряжению $U = 20$ В, и $\eta = 0.32$ в лазере возникает хаотический режим генерации, когда излучение встречных волн представляет собой последовательность импульсов, амплитуда и частота следования которых имеют случайный характер. Это хорошо видно из осциллограмм излучения встречных волн и проекции фазового портрета в плоскости I_1, I_2 (рис.1,а,б). Спектры интенсивностей встречных волн (рис.1,в), состоящие из значительного числа компонент, в этом режиме остаются практически идентичными (т. е. спектральная невязанность отсутствует).

При частоте модуляции механических напряжений, лежащей вблизи релаксационной частоты ($\omega_p/2\pi = 72$ кГц), и небольшой глубине модуляции h , соответствующей $U = 8$ В, возникают квазипериодические режимы генерации, которые также характеризуются неравными интенсивностями встречных волн и практически одинаковыми спектрами. Ситуация существенно меняется при наличии невязанности кольцевого оптического резонатора, возникающей при наложении на активный элемент постоянного магнитного поля H . При $H = 52$ Э (ось микромагнита была параллельна одной из сторон кольце-

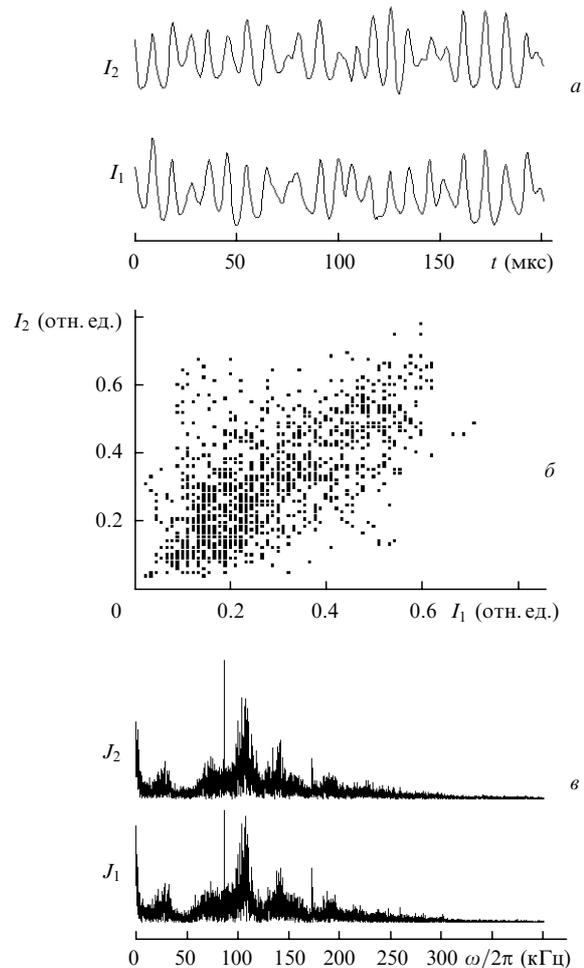


Рис.1. Режим несинхронного динамического хаоса для встречных волн при модуляции механических напряжений: интенсивности I_1, I_2 (а), фазовый портрет в плоскости I_1, I_2 (б) и спектры встречных волн J_1, J_2 (в).

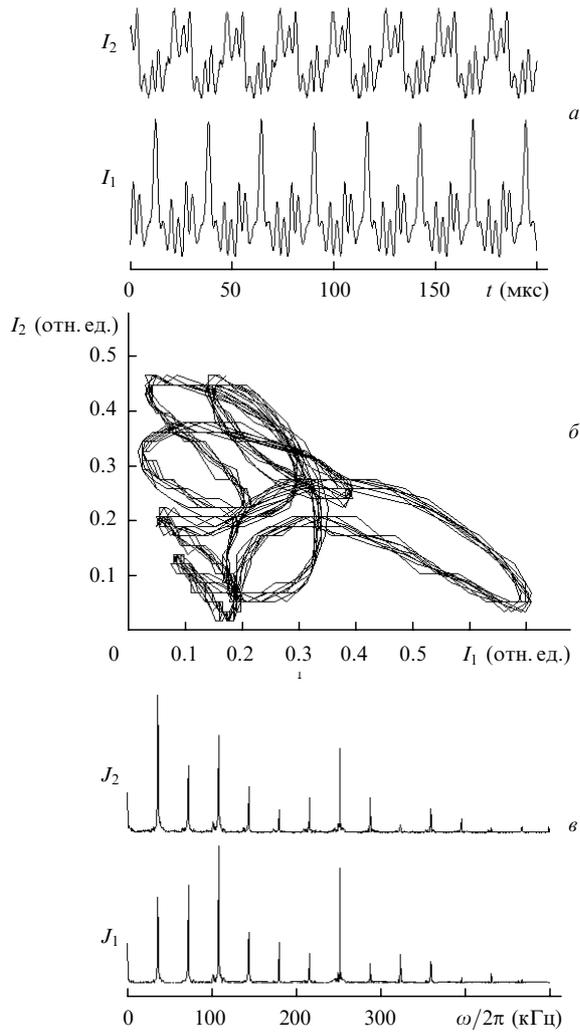


Рис.2. Квазипериодический режим с неравными интенсивностями и спектрами встречных волн (эксперимент) при модуляции механических напряжений: интенсивности I_1, I_2 (а), фазовый портрет в плоскости I_1, I_2 (б), спектры встречных волн J_1, J_2 (в).

вого резонатора, а его центр находился вне плоскости симметрии активного элемента) появляется квазипериодический режим генерации (рис.2,а,б), при котором не только интенсивности, но и спектры встречных волн (рис.2,в) становятся неидентичными. Видно, что переход от хаотического режима генерации к квазипериодическому сопровождается возникновением спектральной невязимости: структуры спектров встречных волн в этом случае оказываются различными.

Заметим, что для появления спектральной невязимости необходимы как модуляция механических напряжений, так и внешнее постоянное магнитное поле, приводящее к возникновению частотной (фазовой) и амплитудной невязимостей резонатора. В отсутствие любого из этих условий наблюдаются или квазипериодический режим с практически идентичными спектрами встречных волн, или автомодуляционный режим первого рода с $\omega_m/2\pi = 208$ кГц.

Как показали исследования, режимы генерации, характеризующиеся наличием спектральной невязимости, существуют в достаточно узкой области параметров $\omega_p/2\pi, h$ и H , что, по-видимому, свидетельствует о параметрическом механизме их возникновения [21, 22]. Так, для превышения мощности накачки над порогом

$\eta = 0.48$ и частоты модуляции $\omega_p/2\pi = 77$ кГц режим со спектральной невязимостью сохраняется при изменении глубины модуляции h ($U = 16.5 - 30$ В). При фиксированном h ($U = 17$ В) частота модуляции внутрирезонаторных потерь может изменяться в пределах 76–80 кГц.

Для количественной характеристики спектральной невязимости в нестационарных режимах использовались коэффициенты корреляции Пирсона $K(I_1(t), I_2(t))$ и $K(J_1(\omega), J_2(\omega))$ для интенсивностей встречных волн и для их спектров соответственно [17]. Было установлено, что в отсутствие спектральной невязимости коэффициент корреляции $K(J_1(\omega), J_2(\omega))$ близок к единице, в то время как для режимов со спектральной невязимостью он существенно отличается от единицы. Заметим, что коэффициенты корреляции интенсивностей $K(I_1(t), I_2(t))$ как в одном, так и в другом режиме близки друг другу и заметно отличаются от единицы.

Следует отметить, что похожие результаты были получены нами в чип-лазере ($\omega_m/2\pi = 230$ кГц) и при модуляции мощности накачки.

4. Результаты численного моделирования

Нами было также проведено численное моделирование нелинейной динамики излучения кольцевого чип-лазера с использованием стандартной модели кольцевого твердотельного лазера [1, 2]. При этом параметры мо-

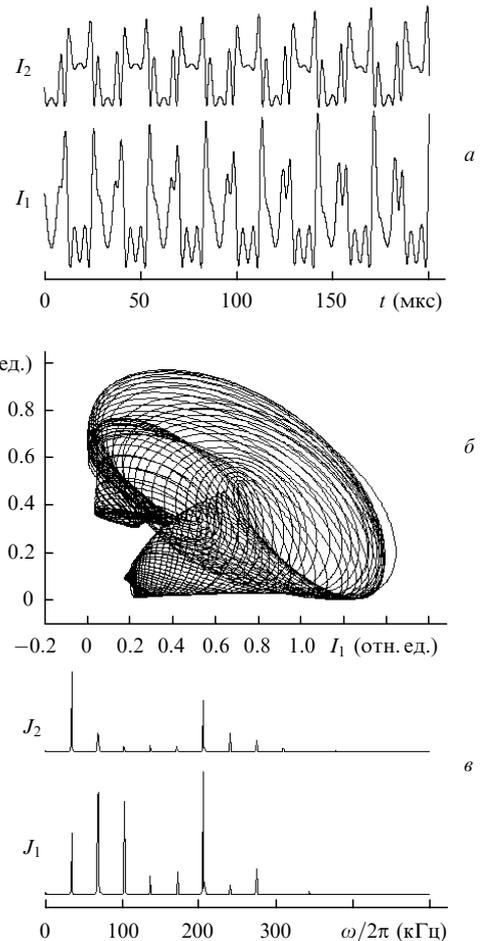


Рис.3. Квазипериодический режим с неравными интенсивностями и спектрами встречных волн (численное моделирование) при модуляции потерь: интенсивности I_1, I_2 (а), фазовый портрет в плоскости I_1, I_2 (б), спектры встречных волн J_1, J_2 (в).

дели (за исключением глубины модуляции h) были близки к параметрам исследуемого лазера, а глубина модуляции потерь варьировалась от 0.01 % до 0.1 %. Согласно с экспериментом имело место при $h = 0.04$ %. Предполагалось, что при модуляции механических напряжений в активной среде чип-лазера происходит модуляция потерь встречных волн в результате возникновения в этой среде двулучепреломления и наличия поляризационной анизотропии кольцевого резонатора.

Итак, в результате численного моделирования было установлено, что в кольцевом лазере при $H = 53$ Э, $\eta = 0.38$, $\omega_p/2\pi = 79$ кГц и $h = 0.04$ % появляются нестационарные режимы генерации со спектральной невязимностью, аналогичные экспериментально наблюдаемому режиму. Характерные временные и спектральные реализации, полученные при численном моделировании, показаны на рис.3. Были найдены также коэффициенты корреляции Пирсона, и их значения сопоставлены с измеренными экспериментально. Эти результаты приведены в табл.1.

Табл.1. Коэффициенты корреляции интенсивностей встречных волн и их спектров в отсутствие спектральной невязимности и при ее наличии.

Режим генерации	$K(I_1(t), I_2(t))$	$K(J_1(\omega), J_2(\omega))$
Без спектральной невязимности (рис.1)	0.56	0.98
Со спектральной невязимностью (рис.2)	0.30	0.509
Со спектральной невязимностью (численное моделирование; рис.3)	0.308	0.686

5. Заключение

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования и численное моделирование динамики твердотельного кольцевого лазера с периодической модуляцией механических напряжений в активном элементе показали, что в этом лазере могут возникать нестационарные режимы генерации со спектральной невязимностью излучения встречных волн. Установлено, что такие режимы в лазере с периодической модуляцией параметров появляются лишь при наличии оптической невязимности кольцевого резонатора. Для их идентификации (т. е. нахождения количественных различий в характеристиках

встречных волн) полезным является использование коэффициентов корреляции интенсивностей встречных волн и их спектров.

Дальнейшие исследования в этом направлении интересны с точки зрения как изучения нелинейной динамики кольцевых лазеров, так и измерения оптических невязимностей.

Авторы благодарны В.В.Фирсову за помощь в проведении экспериментов.

Работа поддержана РФФИ (грант № 02-02-16391, а также молодежные гранты № 03-02-060090 и 03-02-06091).

1. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **30**, 105 (2000).
2. Kravtsov N.V., Lariiontsev E.G., Shelaev A.N. *Laser Phys.*, **3**, 21 (1993).
3. Roy R., Thornburg K.S. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 2009 (1994).
4. Thornburg K.S., Moller M., Roy R. *Phys. Rev. E*, **55**, 3865 (1997).
5. Uchida A., Sato N., Takeoka M., Kannari F. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36**, 912 (1997).
6. Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **25**, 405 (1998).
7. Котомцева Л.А., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **32**, 654 (2002).
8. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Наумкин Н.И., Чекина С.Н., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **32**, 251 (2002).
9. De Shazer D.J., Breban R., Ott E., Roy R. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 044101 (2001).
10. VanWiggeren G., Roy R. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 3547 (1998).
11. VanWiggeren G.D., Roy R. *Science*, **279**, 1198 (1998).
12. Palus M. *Phys. Lett. A*, **235**, 341 (1997).
13. Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н. *Квантовая электроника*, **27**, 95 (1999).
14. Корниенко Л.С., Кравцов Н.В., Шелаев А.Н. *Квантовая электроника*, **8**, 83 (1981).
15. Наний О.Е., Шелаев А.Н. *Квантовая электроника*, **11**, 943 (1984).
16. Золотоверх И.И., Клименко Д.Н., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **23**, 938 (1996).
17. Боровиков В. *Statistica – искусство анализа данных на компьютере* (С.-Пб.: Изд-во Питер, 2003).
18. Золотоверх И.И., Клименко Д.Н., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **23**, 938 (1996).
19. Золотоверх И.И., Клименко Д.Н., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **23**, 625 (1996).
20. Клименко Д.Н., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **24**, 649 (1997).
21. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Изв. АН. Сер. физич.*, **60** (6), 188 (1996).
22. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н., Ларионцев Е.Г., Макаров А.А. *Квантовая электроника*, **24**, 638 (1997). +