

# Влияние постоянного магнитного поля на квазипериодические и хаотические режимы генерации твердотельных кольцевых лазеров

Д.А.Алешин, Н.В.Кравцов, Е.Г.Ларионцев, С.Н.Чекина

*Экспериментально исследованы особенности нелинейной динамики твердотельных кольцевых лазеров в квазипериодических и хаотических режимах генерации при наложении магнитного поля. Впервые экспериментально обнаружены окна периодических и квазипериодических режимов внутри области динамического хаоса в монолитном кольцевом лазере с периодической модуляцией накачки. Показано, что наложение магнитного поля изменяет границы существования различных нестационарных режимов. Установлено, что при определенных условиях переключение режимов генерации может происходить в магнитных полях напряженностью порядка одного эрстеда.*

**Ключевые слова:** твердотельный кольцевой лазер, нелинейная динамика, динамический хаос, амплитудная и частотная невязанности.

## 1. Введение

Интерес к детальному исследованию нелинейной динамики излучения твердотельных кольцевых лазеров связан с тем, что монолитные кольцевые лазеры (кольцевые чип-лазеры) с накачкой лазерными диодами широко используются в современной фундаментальной лазерной физике и лазерной технике. В последние годы большое внимание уделяется исследованиям нестационарных режимов генерации кольцевых лазеров (как автономных, так и неавтономных). Исследование таких режимов и их эволюции при изменении управляющих параметров позволяет глубже понять физику взаимодействия световых волн в кольцевых лазерах.

Одним из важнейших достижений в области нелинейной динамики лазеров является открытие и исследование такого интересного явления, как динамический (детерминированный) хаос [1–3]. Парадоксальность режимов динамического хаоса заключается в том, что хаотические колебания в лазерах возникают в отсутствие каких-либо внешних случайных факторов, а их характеристики полностью определяются начальными условиями.

Несмотря на многочисленные теоретические и экспериментальные исследования в этой области, нелинейная динамика кольцевых лазеров в режимах динамического хаоса и квазипериодических режимах исследована в настоящее время недостаточно полно (см., напр., обзоры [4, 5] и ссылки в них). Это связано со значительно более сложной динамикой и большим числом управляющих параметров кольцевых лазеров по сравнению с линейными. Отметим, что исследования динамического хаоса аналитическими методами практически невозможны, а численными методами можно исследовать только конкретные частные случаи, что ограничивает возможности проведения обобщений и предсказаний особенностей не-

линейной динамики при других значениях лазерных параметров. Немаловажное значение имеет и то, что проведение детальных исследований является довольно сложным и требует создания высокостабильных экспериментальных установок, свободных от влияния внешних возмущений.

Детальные теоретические исследования нелинейной динамики и их сравнение с экспериментальными исследованиями являются основой для развития и совершенствования математической модели самих твердотельных кольцевых лазеров. Именно тщательно поставленный физический эксперимент позволяет решить вопрос об адекватности математической модели реальной нелинейной системе и установить на опыте границы ее применения.

Одним из актуальных вопросов является и изучение различных механизмов и условий возникновения динамического хаоса в твердотельных кольцевых лазерах. Отметим, что детерминированные хаотические режимы генерации в автономных одномодовых кольцевых твердотельных лазерах долгое время не удавалось обнаружить. Впервые динамический хаос в твердотельном однонаправленном кольцевом лазере экспериментально наблюдался в работе [6], где было показано, что при наличии частотной невязанности резонатора существует область параметров лазера, в которой возникает резонанс между двумя ветвями релаксационных колебаний, приводящий к их неустойчивости и возникновению детерминированного хаоса. В работах [7, 8] был найден еще один механизм возникновения динамического хаоса в двунаправленном твердотельном кольцевом лазере, связанный с параметрическим резонансом между автомодуляционными и релаксационными колебаниями.

Как показали исследования (см., напр., обзор [5]), области лазерных параметров, при которых возникают хаотические режимы генерации, в кольцевых твердотельных лазерах оказываются значительно более широкими при модуляции их параметров: в этом случае облегчаются возможности реализации параметрических резонансов и условий, обеспечивающих раскачку релаксационных колебаний.

Д.А.Алешин, Н.В.Кравцов, Е.Г.Ларионцев, С.Н.Чекина. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

Наиболее простой способ получения нестационарных и хаотических режимов в твердотельных кольцевых лазерах – это модуляция мощности накачки. Выходные характеристики излучения в этом случае зависят от целого ряда управляющих параметров (частот автомодуляционных и релаксационных колебаний, превышения накачки над пороговым уровнем, амплитудной и частотной невязанности резонатора, глубины и частоты модуляции накачки).

Целью настоящей работы является исследование особенностей нелинейной динамики кольцевых лазеров, возникающих в хаотических и квазипериодических режимах генерации твердотельных кольцевых лазеров при изменении управляющих параметров. Значительное внимание уделено исследованию влияния внешнего магнитного поля на динамику генерации.

## 2. Экспериментальная установка

Исследования проводились на твердотельном моноблочном кольцевом лазере на кристалле YAG:Nd с диодной накачкой. Моноблок имел сферическую входную грань и три грани полного внутреннего отражения. Геометрический периметр резонатора составлял 2.6 см, а угол неплоскостности резонатора –  $80^\circ$ . Возбуждение лазера осуществлялось лазерным диодом мощностью до 500 мВт. Температура активного элемента чип-лазера поддерживалась с точностью 0.1  $^\circ\text{C}$ . Более подробно его конструкция описана в [9, 10].

Модуляция мощности накачки осуществлялась с помощью трансформатора, вторичная обмотка которого была включена в цепь питания лазерного диода, а первичная была подключена к генератору переменного напряжения. При этом величина напряжения на первичной обмотке трансформатора определяла значения управляющего параметра (глубину модуляции мощности накачки  $h$ ). В процессе экспериментов мощность накачки модулировалась в диапазоне частот  $\omega_p/2\pi$  от 17 до 50 кГц, а глубина модуляции могла варьироваться от нуля до 50 %.

Внешнее магнитное поле создавалось с помощью микроэлектромагнита, расположенного вблизи чип-лазера. Напряженность магнитного поля  $H$  могла достигать 500 Э. Излучение встречных волн кольцевого лазера поступало на фотоприемники ЛФД-2, а затем на цифровой осциллограф АСК-3151 и обрабатывалось с помощью компьютера. В ходе экспериментов одновременно регистрировались интенсивности встречных волн  $I_1$  и  $I_2$  и их спектры  $J_1$  и  $J_2$ .

## 3. Экспериментальные результаты

При исследовании нелинейной динамики генерации кольцевых чип-лазеров с периодической модуляцией накачки в квазипериодических и хаотических режимах впервые установлено наличие внутри области динамического хаоса ряда окон периодических и квазипериодических режимов. Такие окна могут иметь место как при наличии, так и в отсутствие внешнего магнитного поля. При наложении магнитного поля структура окон изменяется и, кроме того, возможно возникновение новых окон.

В ходе экспериментов исследовались зависимости временных и спектральных характеристик выходного излучения двунаправленного кольцевого чип-лазера от час-

тоты  $\omega_p/2\pi$  и глубины  $h$  модуляции накачки, относительного превышения накачки над порогом генерации  $\eta$  и напряженности магнитного поля  $H$ . При нулевом магнитном поле ( $H = 0$ ) и в отсутствие модуляции накачки ( $h = 0$ ) в кольцевом чип-лазере имел место автомодуляционный режим первого рода [11]. Спектр интенсивности излучения состоял из одной спектральной компоненты, соответствующей биениям между двумя оптическими компонентами с частотой  $\omega_m/2\pi = 210$  кГц. При относительном превышении пороговой мощности накачки  $\eta = 0.07$  основная релаксационная частота  $\omega_r/2\pi$  составляла 65 кГц.

Экспериментально было установлено, что характер генерации лазера при  $H = 0$  существенным образом зависит от частоты  $\omega_p/2\pi$ , глубины модуляции  $h$  и превышения порога генерации  $\eta$ . В исследованной области частот модуляции накачки при очень малых глубинах модуляции ( $h \approx 0.01$  %) в чип-лазере имеет место режим квазисинусоидальной генерации QS-1. Здесь и далее используется классификация нестационарных режимов генерации кольцевых лазеров, предложенная в [5]. Временные и спектральные характеристики в режиме QS-1 показаны на рис.1. Для этого режима характерны автомодуляционные колебания с периодической огибающей на частоте  $\omega_p/2\pi$ . В спектре излучения наиболее интенсивными оказываются компоненты с частотой автомодуляции ( $\omega_m/2\pi = 210$  кГц) и частотой модуляции накачки.

При увеличении глубины модуляции до некоторого критического значения  $h_{cr}^{(1)}$  в лазере возникает режим динамического хаоса. Характерными признаками, позволяющими идентифицировать режим динамического хаоса, являются возникновение нерегулярных пульсаций интенсивности излучения и наличие практически сплошного спектра колебаний. Нерегулярные пульсации интенсивности излучения проявляются также в структуре сечений Пуанкаре [3]. В ряде случаев идентификация хаоса проводилась с использованием ляпуновских показателей, которые определялись на основе численного моделирования динамики излучения лазера. Типичные характеристики выходного излучения в хаотическом режиме показаны на рис.2. Временная структура интенсивности излучения в этом режиме представляет собой последовательность импульсов с хаотически изменяющимися амплитудами и интервалом следования, близким к периоду модуляции накачки. В спектре колебаний, который является практически сплошным, выделяется интенсивная компонента на частоте  $\omega_p/2\pi$ . Значение  $h_{cr}^{(1)}$  сильно зависит от  $\omega_p/2\pi$  и  $\eta$ , в частности,  $h_{cr}^{(1)} = 0.5$  % на частоте модуляции  $\omega_p/2\pi = 33$  кГц при  $\eta \leq 0.1$ .

На рис.3 приведены области существования различных режимов генерации при  $\eta = 0.07$  в плоскости пара-

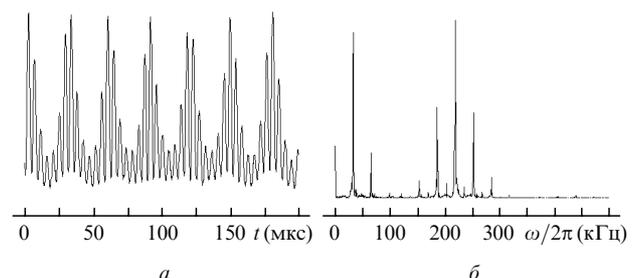


Рис.1. Временные (а) и спектральные (б) характеристики излучения чип-лазера в режиме QS-1 при  $\omega_p/2\pi = 33$  кГц,  $h = 0.01$  %.

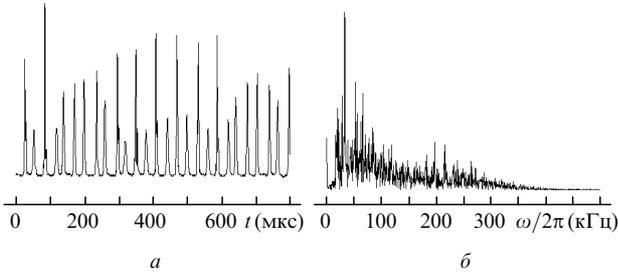


Рис.2. Временные (а) и спектральные (б) характеристики излучения чип-лазера в режиме динамического хаоса при  $\omega_p/2\pi = 33$  кГц,  $h = 0.05\%$ .

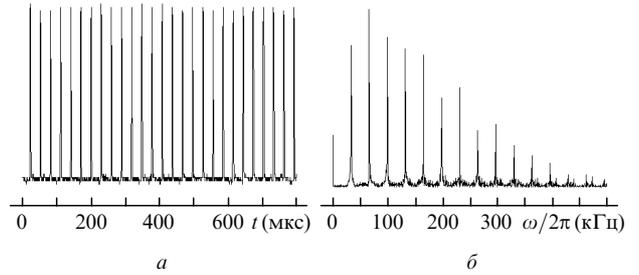


Рис.5. Временная структура (а) и спектр (б) излучения чип-лазера в окне периодичности 2 (режим QPI-1Т) при  $\omega_p/2\pi = 33$  кГц и  $h = 13\%$ .

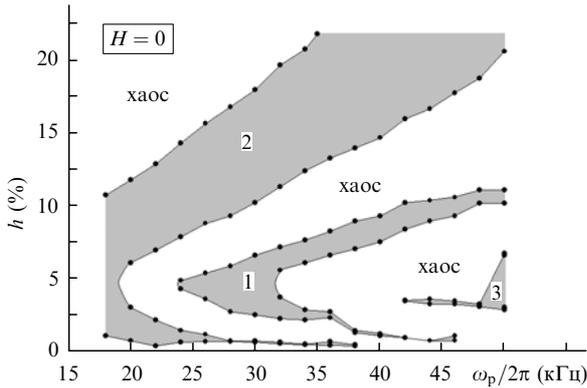


Рис.3. Области существования различных режимов генерации при  $\eta = 0.07$  в плоскости параметров  $(\omega_p/2\pi, h)$  в отсутствие магнитного поля. Окна периодичности (области 1, 2 и 3) показаны серым цветом.

метров ( $\omega_p/2\pi, h$ ). Область существования квазисинусоидального режима QS-1 на этом рисунке не показана, поскольку она практически сливается с осью частот. Как видно из рис.3, в области существования динамического хаоса при увеличении  $h$  возникает ряд окон, в которых хаос отсутствует и имеют место различные нестационарные периодические и квазипериодические режимы генерации. Отметим, что взаимное расположение окон и их ширина существенным образом зависят от превышения порогового уровня накачки  $\eta$ . Так, при  $\eta > 0.25$  окна периодичности внутри области хаотических колебаний исчезают.

На рис.4 показаны временная структура и спектр излучения в окнах существования периодического импульсного режима QPI-2Т (область 1 на рис.3), для которого период следования лазерных импульсов равен удвоенному периоду модуляции накачки. Этот режим отличается от наблюдавшегося ранее [12] режима периодических импульсов, возникающего при наличии магнитного поля. В наблюдавшемся ранее режиме на периоде существуют два импульса с различными пиковыми интенсивностями,

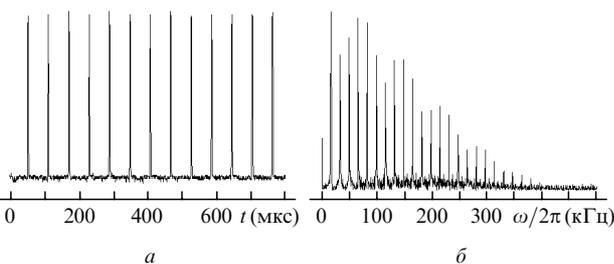


Рис.4. Временная структура (а) и спектр (б) излучения чип-лазера в окне периодичности 1 (режим QPI-2Т) при  $\omega_p/2\pi = 33$  кГц и  $h = 6\%$ ,  $\eta = 0.07$ .

причем различие пиковых интенсивностей монотонно увеличивается с ростом магнитного поля. В настоящей работе наблюдался режим периодических импульсов с одним импульсом на периоде, который равен удвоенному периоду модуляции накачки. Кроме этого окна существует также другое окно (область 2), в котором имеет место режим периодических импульсов с периодом, равным периоду накачки (режим QPI-1Т [5]). Характерные временные и спектральные характеристики излучения, соответствующие этому режиму, показаны на рис.5. В области частот  $\omega_p/2\pi \approx 45$  кГц кроме указанных окон в достаточно узком интервале имеется окно (область 3), в котором период следования импульсов равен утроенному периоду модуляции.

Наложение на активный элемент магнитных полей с напряженностью до 500 Э приводит к заметным изменениям границ областей существования различных режимов генерации. Это хорошо видно из сопоставления рис.3 с рис.6, на котором приведены области существования различных режимов при  $H \approx 100$  Э. В частности, окна существования режимов QPI-2Т и 1Т сдвигаются в сторону меньших частот модуляции накачки и становятся несколько шире. Если при  $H = 0$  окна с режимом QPI-2Т возникают при  $\omega_p/2\pi \leq 25$  кГц, то при  $H = 100$  Э они наблюдаются уже при  $\omega_p/2\pi \leq 20$  кГц. Что же касается окна, в котором имеет место периодический режим с утроением периода, то оно сдвигается в сторону больших частот модуляции.

Установлено, что структура и положение окон в области динамического хаоса существенно зависят от превышения накачки над порогом генерации. При  $\eta \geq 0.25$  и  $H = 0$  окна периодичности отсутствуют, наложение же магнитного поля приводит к их возникновению. Возникновение окна периодического режима QPI-2Т при нало-

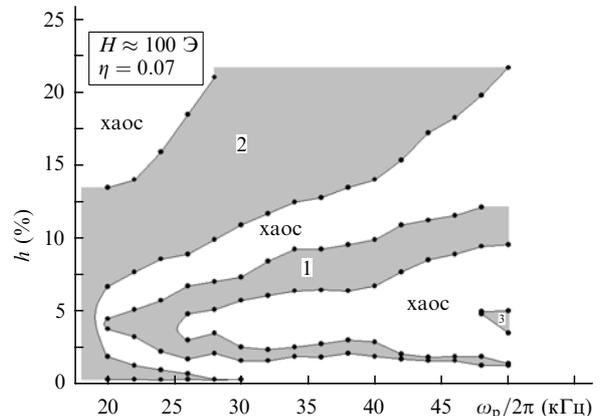


Рис.6. Области существования различных режимов в плоскости параметров  $(\omega_p/2\pi, h)$  при  $H \approx 100$  Э и  $\eta = 0.07$ .

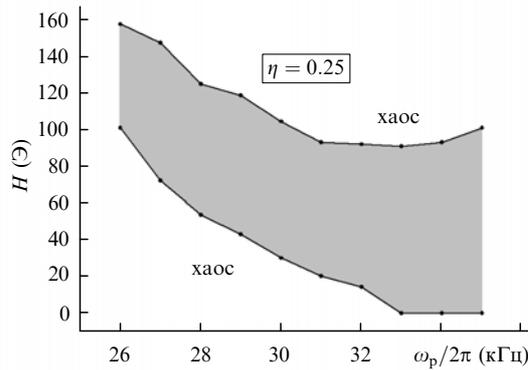


Рис. 7. Область существования различных режимов при наличии постоянного магнитного поля  $H$  в плоскости параметров  $(\omega_p/2\pi, H)$  при  $\eta = 0.25$ .

жении магнитного поля  $H$  показано на рис. 7 в плоскости параметров  $(\omega_p/2\pi, H)$  при  $\eta = 0.25$ . С увеличением напряженности магнитного поля режим динамического хаоса переходит в периодический импульсный режим QPI-2T, который при последующем увеличении  $H$  сменяется вновь режимом динамического хаоса.

Таким образом, из полученных результатов следует, что взаимное положение областей существования различных режимов генерации и их размеры существенно образом зависят как от напряженности магнитного поля, так и от превышения порогового уровня накачки. Из полученных результатов следует, что существуют значения параметров лазера, при которых характеристики излучения весьма чувствительны к напряженности магнитного поля. Переход от одного режима к другому возникает при определенных критических значениях  $H$ , и если начальная точка выбрана вблизи границы перехода, то даже очень малое изменение магнитного поля (менее одного эрстеда) может существенным образом изменить характер генерации.

Была исследована зависимость глубины модуляции пульсаций излучения от напряженности магнитного поля в квазипериодическом режиме генерации QPI-2T. В отсутствие магнитного поля излучение в каждом направлении представляет собой последовательность импульсов (с практически равными амплитудами), следующих с интервалом  $T_p = (\omega_p/2\pi)^{-1}$ . Наложение магнитного поля на активный элемент приводит к удвоению периода следования импульсов. В этом случае в излучении на пе-

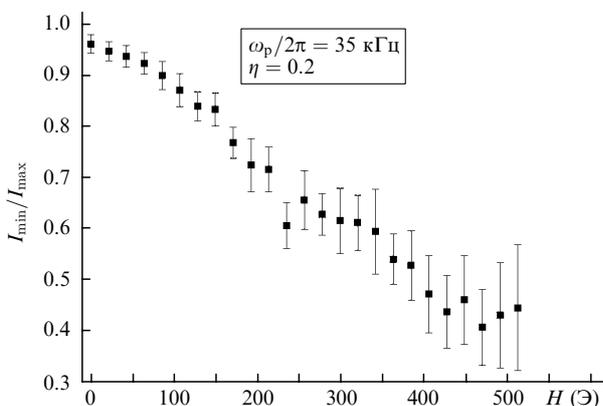


Рис. 8. Зависимость отношения  $I_{\min}/I_{\max}$  в режиме QPI-2T от напряженности постоянного магнитного поля при  $\omega_p/2\pi = 35$  кГц и  $\eta = 0.2$ .

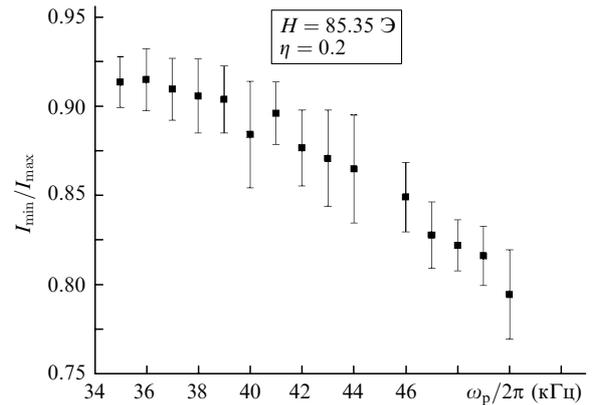


Рис. 9. Зависимость отношения  $I_{\min}/I_{\max}$  в режиме QPI-2T от частоты модуляции накачки  $\omega_p/2\pi$  при  $H = 85.35$  Э и  $\eta = 0.2$ .

риоде модуляции присутствуют два импульса с амплитудами  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$ . Зависимость отношения  $I_{\min}/I_{\max}$  от напряженности магнитного поля  $H$  при  $\omega_p/2\pi = 35$  кГц представлена на рис. 8. Видно, что с ростом  $H$  отношение  $I_{\min}/I_{\max}$  монотонно уменьшается от 1 до нуля. Отношение  $I_{\min}/I_{\max}$  зависит и от частоты модуляции накачки (рис. 9). Наложение магнитного поля на активный элемент кольцевого чип-лазера приводит также к возникновению неравенства средних значений интенсивностей встречных волн.

#### 4. Обсуждение результатов

Наложение постоянного магнитного поля на активный элемент монолитного кольцевого чип-лазера, как известно, сопровождается возникновением частотной и амплитудной невязимостей кольцевого резонатора (см., напр., [13]).

Влияние частотной невязимости на режимы генерации кольцевых лазеров определяется двумя физическими механизмами. Одним из них является изменение частоты автомодуляционных колебаний при  $H \neq 0$ , что может приводить к выполнению или нарушению условий параметрических резонансов как в автономных, так и в неавтономных кольцевых лазерах. Второй механизм связан со снятием частотного вырождения встречных волн в лазере и появлением еще одной степени свободы (или управляющего параметра). В частности, можно осуществить модуляцию этого дополнительного параметра с целью управления режимами генерации.

Использование амплитудной невязимости для управления характеристиками кольцевого лазера основано, главным образом, на создании асимметрии условий генерации встречных волн кольцевого лазера (такая асимметрия, в частности, является необходимым условием возникновения динамического хаоса при параметрических резонансах в автономном лазере). Амплитудная невязимости резонатора ведет также к возникновению неравенства полей встречных волн и, следовательно, к изменению его динамики. Изменение амплитудной невязимости резонатора может быть использовано, в частности, и для управления частотой автомодуляционных колебаний лазера с целью реализации условий параметрического резонанса.

Среди эффектов, возникающих при наложении магнитного поля, можно еще отметить возникновение разности фаз автомодуляционных колебаний встречных

волн, изменение как линейной (за счет обратного рассеяния), так и нелинейной (на решетках инверсной населенности, наводимых в активной среде) связи встречных волн в результате изменения их поляризации.

Частотную  $\Omega$  и амплитудную  $A$  невязимости резонатора, возникающие при наложении магнитного поля в исследуемом чип-лазере, можно оценить с помощью следующих выражений:

$$\Omega = \omega_1 - \omega_2 = k_1 H, \quad (1)$$

$$A = \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_1}{Q_1} - \frac{\omega_2}{Q_2} \right) = k_2 H + A_0, \quad (2)$$

где  $k_1$  и  $k_2$  – коэффициенты, зависящие от ориентации магнитного поля относительно контура резонатора, его неплоскостности и других параметров;  $A_0$  – амплитудная невязимости при  $H = 0$ ;  $Q_1$  и  $Q_2$  – добротности резонатора на частотах  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Коэффициенты  $k_1$ ,  $k_2$  и  $A_0$  могут быть вычислены для конкретного резонатора на основе использования формализма матриц Джонса.

При наложении магнитного поля частотная и амплитудная невязимости возникают одновременно, и поэтому определить влияние каждой из них в отдельности на нелинейную динамику лазера весьма сложно. Для этого целесообразно использовать, кроме экспериментальных результатов, также данные численного моделирования.

Численное моделирование нелинейной динамики излучения твердотельных кольцевых лазеров проводилось на основе стандартной модели, описываемой следующей системой уравнений для комплексных амплитуд встречных волн  $\tilde{E}_{1,2}$  и пространственных гармоник инверсной населенности  $N_0$  и  $N_{\pm}$  [5]:

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{E}_{1,2}}{dt} = & -\frac{\omega}{2Q_{1,2}} \tilde{E}_{1,2} \pm i \frac{\Omega}{2} \tilde{E}_{1,2} + \frac{i}{2} \tilde{m}_{1,2} \tilde{E}_{2,1} \\ & + \frac{\sigma l_a}{2T} (1 - i\delta) [N_0 \tilde{E}_{1,2} + N_{\pm} \tilde{E}_{2,1}], \\ T_1 \frac{dN_0}{dt} = & N_{th} [1 + \eta + h \cos(\omega_p t)] \end{aligned} \quad (3)$$

$$- N_0 [1 + a(|E_1|^2 + |E_2|^2)] - N_+ a E_1 E_2^* + N_- a E_2 E_1^*,$$

$$T_1 \frac{dN_{\pm}}{dt} = - N_{\pm} [1 + a(|E_1|^2 + |E_2|^2)] - N_0 a E_2 E_1^*.$$

Здесь  $\omega/Q_{1,2}$  – ширины полос резонатора для встречных волн;  $L$  – длина периметра кольцевого резонатора;  $T = L/c$  – время обхода резонатора светом;  $T_1$  – время продольной релаксации;  $l_a$  – длина активного элемента;  $a = T_1 \sigma / (8\hbar \omega \pi)$  – параметр насыщения;  $\sigma = \sigma_0 / (1 + \delta^2)$  – сечение лазерного перехода;  $\delta = (\omega - \omega_0) \Delta \omega_g$  – относительная отстройка частоты генерации от центра линии усиления;  $\Delta \omega_g$  – ширина линии усиления;  $\tilde{m}_{1,2} = m_{1,2} \times \exp(\pm i\theta_{1,2})$  – комплексные коэффициенты связи встречных волн через обратное рассеяние ( $m_{1,2}$  и  $\theta_{1,2}$  – модули и фазы коэффициентов связи);  $N_{th}(1 + \eta)/T_1$  – скорость накачки;  $N_{th}$  – пороговая инверсная населенность;

$$N_0 = \frac{1}{l_a} \int_0^{l_a} N dz, \quad N_{\pm} = \frac{1}{l_a} \int_0^{l_a} N \exp(\pm i2kz) dz$$

– комплексные амплитуды пространственных гармоник инверсной населенности  $N$ . При проведении расчетов предполагалось, что отстройка частоты генерации от центра линии усиления мала по сравнению с шириной линии.

Результаты численного моделирования показали, что зависимость глубины модуляции пульсаций излучения от напряженности магнитного поля в квазипериодическом режиме генерации QPI-2Т качественно согласуется с результатами экспериментальных исследований, показанными на рис.8 и 9. Расчеты показали, что наблюдаемое экспериментально неравенство средних значений интенсивностей встречных волн в режиме QPI-2Т в магнитных полях напряженностью до 500 Э объясняется возникновением амплитудной невязимости кольцевого резонатора. В таких магнитных полях влияние частотной невязимости на средние значения интенсивностей пренебрежимо мало.

На основе численного моделирования была исследована возможность возникновения окон периодичности в области динамического хаоса при наложении магнитного поля на активный элемент. В качестве примера на рис.10 показаны области динамического хаоса и окна периодичности в плоскости параметров  $(\omega_p/2\pi, H)$  при  $\eta = 0.21$  и глубине модуляции накачки  $h = 0.27\%$ . При расчетах предполагалось, что частота автомодуляционных колебаний  $\omega_m/2\pi$  в отсутствие магнитного поля равнялась 170 кГц, а частота релаксационных колебаний  $\omega_r/2\pi = 65$  кГц. Найденная при численном моделировании структура областей динамических режимов качественно согласуется с наблюдаемой экспериментально (см. рис.7), однако в области малых магнитных полей ( $H \leq 1$  Э) результаты расчетов отличаются от экспериментальных, поскольку здесь при численном моделировании наблюдается возникновение дополнительного окна периодичности в области частот модуляции  $\omega_p/2\pi \leq 48$  кГц. Это расхождение с экспериментом может быть обусловлено недостаточной однородностью используемых в эксперименте магнитных полей, а также наличием магнитного поля Земли и паразитных магнитных полей в лаборатории.

Результаты численного моделирования показали, что стандартная модель твердотельного кольцевого лазера не позволяет адекватно описать хаотическую динамику в

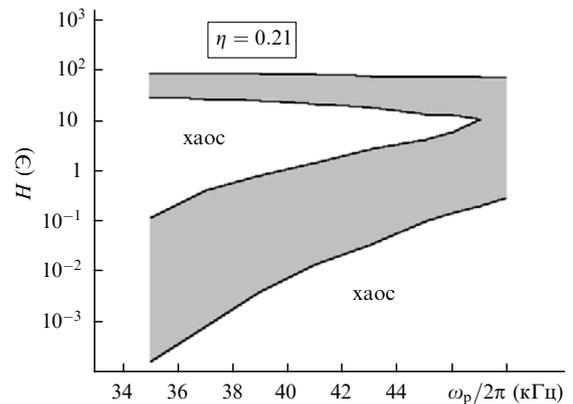


Рис.10. Области динамического хаоса и окна периодичности в плоскости параметров  $(\omega_p/2\pi, H)$  при  $\eta = 0.21$ .

области низких частот модуляции ( $\omega_p/2\pi \leq 30$  кГц) и при малых превышениях накачки над порогом ( $\eta \leq 0.1$ ). В этой области весьма существенным является учет влияния шумов спонтанного излучения [14].

## 5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе впервые экспериментально обнаружены окна периодических и квазипериодических режимов внутри области динамического хаоса в кольцевом чип-лазере с периодической модуляцией накачки. Исследовано влияние постоянного магнитного поля на структуру областей существования различных режимов генерации. Обнаружен новый периодический импульсный режим QPI-2T, отличный от ранее изученных.

Из проведенных исследований следует, что наличие магнитооптических свойств активных элементов кольцевых лазеров на YAG: Nd приводит к возникновению ряда интересных особенностей в динамике их излучения. Показано, что использование частотной и/или амплитудной невязанности, возникающей в монолитном кольцевом лазере при наложении магнитного поля, является одним из эффективных путей управления нелинейной динамикой кольцевых лазеров. Характеристики излучения в нестационарных режимах генерации твердотельных монолитных кольцевых лазеров весьма чувствительны к параметрам лазера, и использование магнитных полей обеспечивает их эффективное изменение. Особенно

эффективным является использование магнитных полей для управления режимами динамического хаоса.

Авторы благодарны Н.И.Наумкину и В.В.Фирсову за помощь в проведении экспериментов.

Работа поддержана РФФИ (гранты № 05-02-16008 и № 04-02-16532).

1. Шустер Г. *Детерминированный хаос. Введение* (М.: Мир, 1988).
2. Хакен Г. *Лазерная светодинамика* (М.: Мир, 1988).
3. Анищенко В.С. *Сложные колебания в простых системах* (М.: Наука, 1990).
4. Ораевский А.Н. *Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика*, **4**, 3 (1996).
5. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **34**, 487 (2004).
6. Хандохин П.А., Ханин Я.И. *Квантовая электроника*, **15**, 1993 (1988).
7. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Макаров А.А., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **22**, 213 (1995).
8. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н., Ларионцев Е.Г., Макаров А.А. *Квантовая электроника*, **24**, 638 (1997).
9. Гарбузов Д.З., Дедыш В.В., Кочергин А.В., Кравцов Н.В. и др. *Квантовая электроника*, **16**, 2423 (1989).
10. Кравцов Н.В. *Квантовая электроника*, **31**, 661 (2001).
11. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **21**, 903 (1994).
12. Клименко Д.Н., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **25**, 369 (1998).
13. Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н. *Квантовая электроника*, **27**, 98 (1999).
14. Kotomtseva L.A., Kravtsov N.V., Lariontsev E.G., Chekina S.N. *Chaos*, **13**, 279 (2003).