

Бистабильность автомодуляционных колебаний в автономном твердотельном кольцевом лазере

В.Ю.Дудецкий

На основе численного моделирования исследованы бистабильные автомодуляционные режимы генерации кольцевого чип-лазера на YAG:Nd с несимметричной обратной связью встречных волн через обратное рассеяние. В области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями найдены две ветви бистабильных автомодуляционных режимов генерации. В проведенных ранее экспериментальных исследованиях наблюдались автомодуляционные режимы, относящиеся лишь к одной из этих ветвей. Обсуждаются возможные причины такого расхождения, связанные с влиянием технических и естественных шумов на динамику твердотельных кольцевых лазеров.

Ключевые слова: твердотельный кольцевой лазер, автомодуляционный режим генерации, динамический хаос, амплитудная и частотная невязанности кольцевого резонатора, бистабильность.

1. Введение

Для твердотельных кольцевых лазеров (ТКЛ) с одно-родно уширенной линией усиления характерна сложная динамика генерации. В таких лазерах наблюдаются разнообразные режимы генерации, различающиеся по временным, спектральным и поляризационным характеристикам излучения. Нелинейная динамика излучения ТКЛ исследовалась в большом числе работ (см., напр., обзоры [1–5] и цитированную в них литературу). Проведенные исследования показали, что в случае неавтономных ТКЛ [4] (в частности, ТКЛ с периодической модуляцией параметров) наблюдается значительно большее количество режимов генерации, чем в случае автономных ТКЛ [2, 3, 5].

Большой научный и практический интерес имеют монолитные (моноблочные) ТКЛ (кольцевые чип-лазеры). По сравнению с ТКЛ, состоящими из дискретных элементов, для чип-лазеров характерны более высокие временная, частотная и поляризационная стабильности выходного излучения, малая чувствительность к внешним помехам и высокая эффективность.

Режимами генерации кольцевого чип-лазера можно эффективно управлять с помощью внешнего постоянного магнитного поля, создающего оптическую невязанность кольцевого резонатора [3, 6–11]. В теоретических и экспериментальных исследованиях, выполненных ранее, было показано, что амплитудная и частотная невязанности кольцевого резонатора сильно влияют на динамику генерации кольцевого чип-лазера. Так, в частности, наложение внешнего магнитного поля на активный элемент позволяет реализовать режим однонаправленной генерации (режим бегущей волны) [8, 9] и целый ряд автомодуляционных режимов [7, 10, 11].

При исследовании нелинейной динамики автономных кольцевых чип-лазеров одной из важных задач является выявление условий, при которых возникает бистабильность генерации. Бистабильные состояния представляют интерес при изучении нелинейных стохастических процессов в ТКЛ [12] и, в частности, стохастического резонанса в кольцевых лазерах [13–15].

В работе [12] было обнаружено, что в кольцевом чип-лазере возникает бистабильность автомодуляционных колебаний в области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями. Бистабильными оказываются автомодуляционный режим первого рода и квазипериодический автомодуляционный режим. Однако в этой работе не было изучено влияние амплитудной невязанности резонатора на бистабильность и, кроме того, анализ был проведен не во всей области параметрического резонанса, а лишь в некоторой ее части.

В настоящей работе в рамках векторной модели ТКЛ [16, 17] с помощью численного моделирования выполнен детальный анализ бистабильных автомодуляционных режимов генерации, имеющих место в области параметрического резонанса. Найдены широкие области бистабильности, в которых существуют различные автомодуляционные режимы генерации (периодические и квазипериодические автомодуляционные режимы, а также режим динамического хаоса). Полученные результаты сравниваются с результатами проведенных ранее экспериментальных исследований. На основе этого сравнения обсуждается вопрос об адекватности использованной модели ТКЛ при описании динамики генерации кольцевого чип-лазера в области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями.

2. Теоретическая модель и параметры лазера

При исследовании динамики генерации кольцевого чип-лазера в настоящей работе использовалась векторная модель ТКЛ [16, 17]. В этой модели поляризация излучения встречных волн предполагается заданной и опре-

В.Ю.Дудецкий. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: vadim.dudetskiy@gmail.com

Поступила в редакцию 21 марта 2013 г., после доработки – 31 июля 2013 г.

деляется единичными векторами $e_{1,2}$ для встречных направлений. Исходная система уравнений векторной модели имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{E}_{1,2}}{dt} = & -\frac{\omega}{2Q_{1,2}}\tilde{E}_{1,2} \pm i\frac{\Omega}{2}\tilde{E}_{1,2} + \frac{i}{2}\tilde{m}_{1,2}\tilde{E}_{2,1} \\ & + \frac{\sigma l}{2T}(N_0\tilde{E}_{1,2} + N_{\pm}\tilde{E}_{2,1}), \\ T_1\frac{dN_0}{dt} = & N_{th}(1 + \eta) - N_0 - N_0a(|\tilde{E}_1|^2 + |\tilde{E}_2|^2) \\ & - N_+a\tilde{E}_1\tilde{E}_2^* - N_-a\tilde{E}_1^*\tilde{E}_2, \end{aligned} \quad (1)$$

$$T_1\frac{dN_{\pm}}{dt} = -N_{\pm} - N_{\pm}a(|\tilde{E}_1|^2 + |\tilde{E}_2|^2) - \beta N_0a\tilde{E}_1^*\tilde{E}_2.$$

Здесь $\tilde{E}_{1,2}(t) = E_{1,2}\exp(i\varphi_{1,2})$ – комплексные амплитуды встречных волн; N_0, N_{\pm} – пространственные гармоники инверсной населенности N , определяемые выражениями

$$N_0 = \frac{1}{L}\int_0^L N dz, \quad N_{\pm} = \frac{1}{L}\int_0^L e_1^* e_2 N \exp(\pm i2kz) dz. \quad (2)$$

Система уравнений (1) отличается от уравнений стандартной модели [1] лишь присутствием в последнем уравнении поляризационного фактора

$$\beta = (e_1 e_2)^2 = \cos^2 \gamma, \quad (3)$$

где γ – угол между единичными векторами $e_{1,2}$. В уравнениях (1) использовались следующие обозначения: $\omega_c/Q_{1,2}$ – ширины полос резонатора; $Q_{1,2}$ – добротности резонатора для встречных волн; $T = L/c$ – время обхода светом резонатора длиной L ; T_1 – время продольной релаксации; l – длина активного элемента; $a = T_1 c \sigma / (8 \hbar \omega_c \pi)$ – параметр насыщения; σ – сечение лазерного перехода; $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ – частотная невязанность резонатора; ω_1, ω_2 – собственные частоты резонатора для встречных волн. Скорость накачки представлена в виде $N_{th}(1 + \eta)/T_1$, где N_{th} – пороговая инверсная населенность; $\eta = P/P_{th} - 1$ – превышение мощностью накачки пороговой мощности. Линейная связь встречных волн определяется феноменологически вводимыми комплексными коэффициентами связи

$$\tilde{m}_1 = m_1 \exp(i\vartheta_1), \quad \tilde{m}_2 = m_2 \exp(-i\vartheta_2), \quad (4)$$

где $m_{1,2}$ – модули коэффициентов связи, а $\vartheta_{1,2}$ – их фазы.

При вычислениях часть параметров полагалась равной экспериментально измеренным параметрам исследуемого лазера. Для чип-лазера на YAG: Nd время релаксации $T_1 = 240$ мкс. Ширина полосы резонатора определялась по релаксационной частоте $\omega_r = \sqrt{\eta \omega_c / (QT)}$ ($Q \approx Q_1 \approx Q_2$). При превышении $\eta = 0.218$ в исследуемом лазере основная релаксационная частота $\omega_r/2\pi = 98.5$ кГц, что дает $\omega_c/Q = 4.37 \times 10^8$ с⁻¹. Значение поляризационного параметра $\beta = 0.75$ было определено (так же, как и в [17]) по экспериментально измеренной зависимости дополнительной релаксационной частоты ω_{r1} от частотной невязанности резонатора Ω .

Как было показано в работе [18], в кольцевом чип-лазере можно изменять отношение модулей коэффициентов связи m_1/m_2 при регулировке температуры моноблока. В настоящей работе полагалось, что модуль одного из

коэффициентов связи $m_1/2\pi = 129.4$ кГц, а отношение $m_1/m_2 = 0.41$. Разность фаз комплексных коэффициентов связи $\tilde{m}_{1,2}$ трудно оценить по характеристикам автомодуляционных колебаний. Для простоты разность фаз коэффициентов связи $\vartheta_1 - \vartheta_2$ считалась равной нулю. Амплитудная невязанность кольцевого резонатора $\Delta = \omega_c/Q_2 - \omega_c/Q_1$ варьировалась при численном моделировании, а частотная невязанность резонатора полагалась равной нулю.

3. Результаты исследований

В автономном кольцевом чип-лазере в широкой области изменения лазерных параметров возникает автомодуляционный режим первого рода, для которого характерна противофазная синусоидальная модуляция интенсивностей встречных волн. Если частота автомодуляции ω_m близка к удвоенному значению основной релаксационной частоты, появляется ряд нелинейных эффектов, связанных с параметрическим взаимодействием автомодуляционных и релаксационных колебаний (параметрический резонанс). В этой области возникает неустойчивость автомодуляционного режима генерации первого рода и возбуждаются более сложные автомодуляционные режимы генерации (в том числе и режим динамического хаоса) [12, 19–23]. При наличии амплитудной невязанности кольцевого резонатора, связанной с неравенством модулей коэффициентов связи m_1, m_2 и неравенством добротностей резонатора Q_1, Q_2 для встречных волн, как было впервые показано в работе [12], в рассматриваемой области может возникать бистабильность автомодуляционных режимов генерации.

3.1. Первая ветвь бистабильных автомодуляционных режимов

При изменении превышения η от 0.17 до 0.44 в зависимости от начальных условий наблюдались две ветви автомодуляционных режимов генерации. Обозначим их как ветвь 1 и ветвь 2. Рассмотрим вначале ветвь 1. В этом случае при $\eta = 0.17$ и $\Delta = 0$ кольцевой чип-лазер работал в автомодуляционном режиме первого рода. Значения η далее последовательно увеличивались с шагом $\delta\eta = 0.01$. При прохождении всего интервала значений η изменялась амплитудная невязанность, и расчет повторялся снова при изменении η в указанных выше пределах. Амплитудная невязанность варьировалась от -500 до 3000 с⁻¹ с шагом 250 с⁻¹.

На ветви 1 при $0.17 < \eta < 0.22$ наблюдается автомодуляционный режим первого рода (ПР). На рис. 1 показаны временная зависимость интенсивности излучения волны I_1 , а также спектр автомодуляционных колебаний.

В области $0.22 < \eta < 0.33$ возникает периодический режим с удвоенным периодом автомодуляционных колебаний (ПР2) (рис. 2, а). Для этого режима характерно появление в спектре выходного излучения дополнительной спектральной компоненты на частоте, равной половине автомодуляционной частоты (рис. 2, б).

В области $0.33 < \eta < 0.39$ периодический автомодуляционный режим с удвоенным периодом автомодуляционных колебаний сменяется квазипериодическим режимом с удвоенным периодом автомодуляции (КПР2). В этом режиме появляется огибающая амплитуды автомодуляционных колебаний (рис. 3, а), а в спектре выходного излучения, помимо спектральных компонент на автомоду-

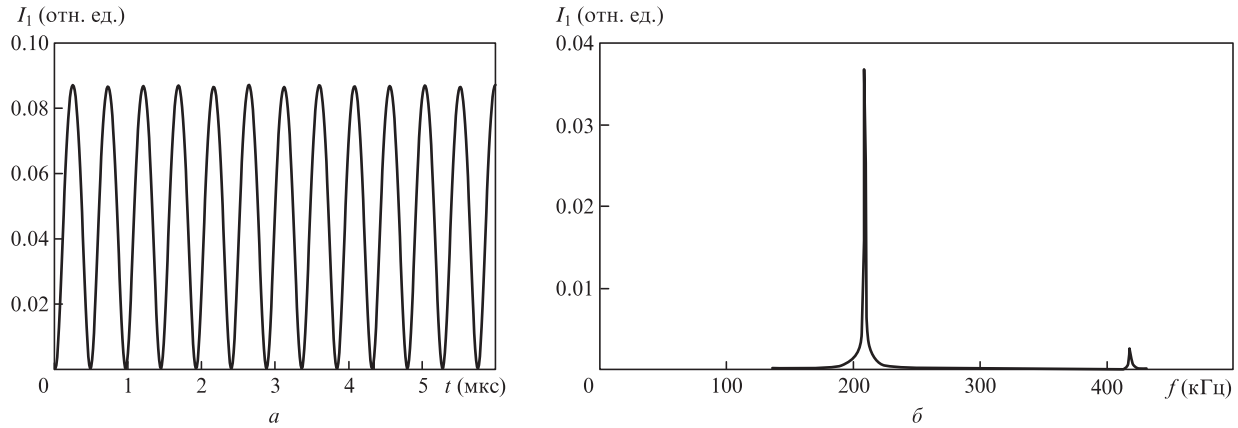


Рис.1. Временная зависимость интенсивности волны $I_1 = aE_1^2$ в автомодуляционном режиме первого рода (а) и спектр интенсивности (б) при $\eta = 0.19$ и $\Delta = 500 \text{ с}^{-1}$.

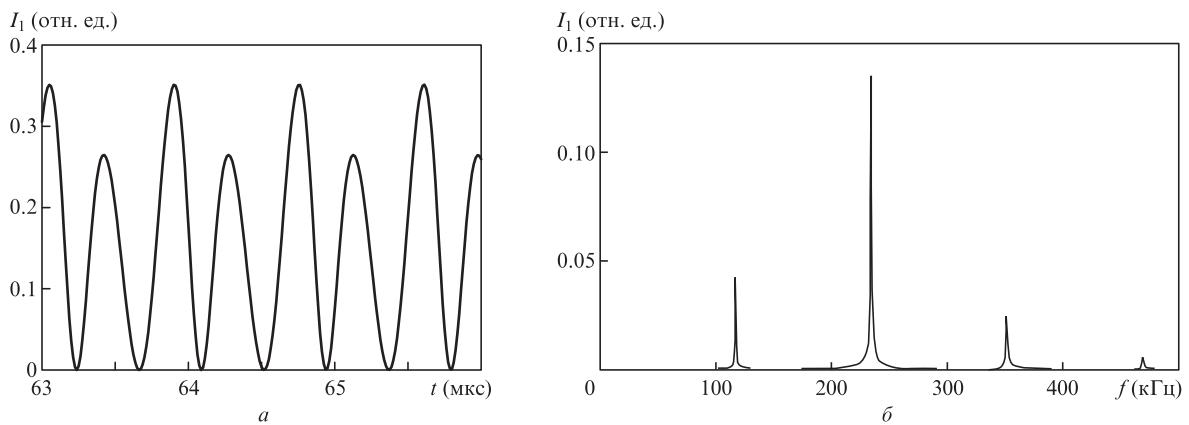


Рис.2. Временная зависимость интенсивности волны $I_1 = aE_1^2$ в периодическом режиме с удвоенным периодом автомодуляционных колебаний (а) и спектр интенсивности (б) при $\eta = 0.28$ и $\Delta = 500 \text{ с}^{-1}$.

ляционной и релаксационной частотах, возникают также компоненты на частоте, равной половине автомодуляционной частоты. Характерная зависимость интенсивности выходного излучения от времени и спектр автомодуляционных колебаний для этого режима показаны на рис.3. При $\eta > 0.39$ данный режим вновь сменяется автомодуляционным режимом первого рода.

На рис.4,а в плоскости лазерных параметров η , Δ показаны области существования автомодуляционных режимов генерации на ветви 1.

3.2. Вторая ветвь бистабильных автомодуляционных режимов

Для ветви 2 эволюция автомодуляционных режимов генерации при изменении параметров η и Δ представлена на рис.4,б. Как было ранее установлено в [12, 18], в исследуемом кольцевом чип-лазере с несимметричной связью ($m_1/m_2 = 0.4$) при $\eta > 0.19$ помимо периодического автомодуляционного режима первого рода (ПР) возникает квазипериодический автомодуляционный режим (КПР). Учитывая это, на ветви 2 при $\eta = 0.19$ и $\Delta = 0$ задавались

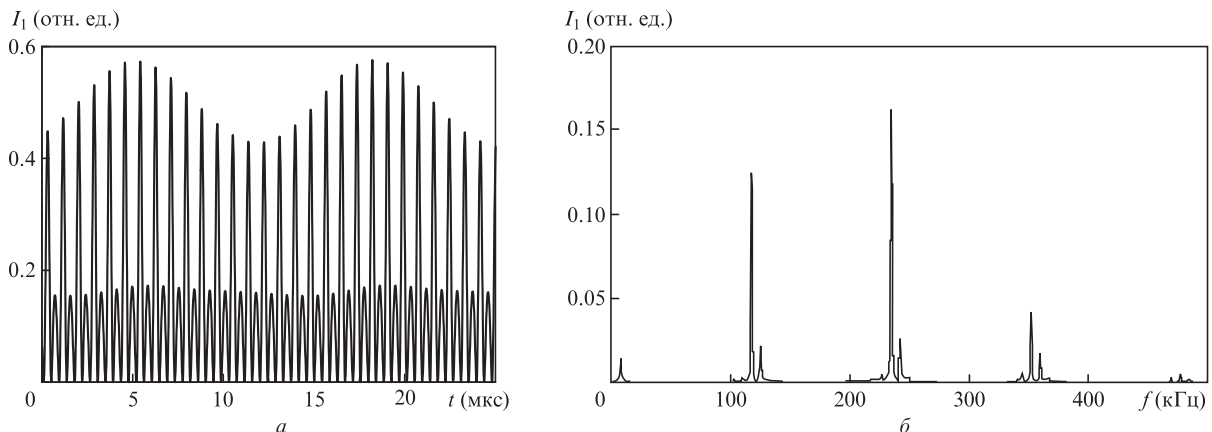


Рис.3. Временная зависимость интенсивности волны $I_1 = aE_1^2$ в квазипериодическом режиме с удвоенным периодом автомодуляции (а) и спектр интенсивности (б) при $\eta = 0.35$ и $\Delta = 500 \text{ с}^{-1}$.

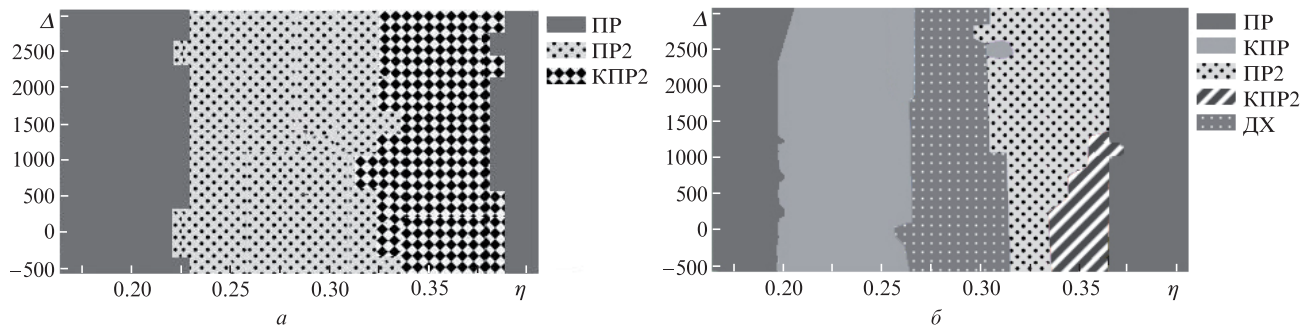


Рис.4. Области существования автомодуляционных режимов генерации на ветвях 1 (а) и 2 (б) в плоскости лазерных параметров η и Δ .

начальные условия, при которых возникает режим КПР. Значения η далее последовательно увеличивались с шагом $\delta\eta = 0.01$. После прохождения всего интервала значений η , как и для ветви 1, изменялась амплитудная невязанность, и расчет повторялся при новом значении Δ .

Из рис.4,б видно, что квазипериодический режим КПР при $\Delta = 0$ существует в области $0.19 < \eta < 0.26$. При увеличении амплитудной невязанности Δ происходит сужение области существования этого режима. На рис.5 показаны характерная форма автомодуляционных колебаний интенсивности излучения одной из волн и спектр интенсивности. В этом режиме помимо частоты автомодуляционных колебаний f_m возбуждается основная релаксационная частота f_r , остальные компоненты спектра являются комбинационными частотами двух этих основных частот.

С увеличением параметра η на ветви 2 режим КПР переходит в режим динамического хаоса (ДХ), который при $\Delta = 0$ существует в диапазоне $0.26 < \eta < 0.32$. Из рис.4,б видно, что амплитудная невязанность слабо влияет на ширину области существования режима хаоса. На рис.6,а,б показаны временные зависимости интенсивностей встречных волн в режиме хаоса для двух отрезков времени (короткого и длинного). На рис.6,в показан спектр интенсивности одной из волн. Видно, что в этом режиме имеется характерная для режимов динамического хаоса область непрерывного спектра, в которой выделяется ряд дискретных частот, соответствующих автомодуляционным и релаксационным колебаниям.

На ветви 2 в диапазоне $0.32 < \eta < 0.37$ возникают периодический автомодуляционный режим с удвоенным периодом (ПР2) и квазипериодический автомодуляцион-

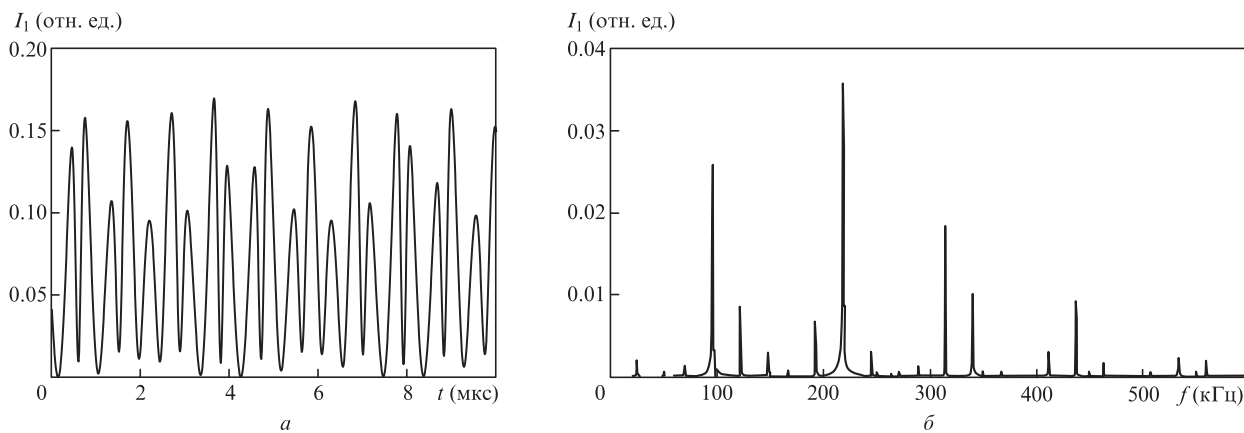


Рис.5. Временная зависимость интенсивности волны $I_1 = aE_1^2$ в квазипериодическом автомодуляционном режиме (а) и спектр интенсивности (б) при $\eta = 0.22$ и $\Delta = 250 \text{ c}^{-1}$.

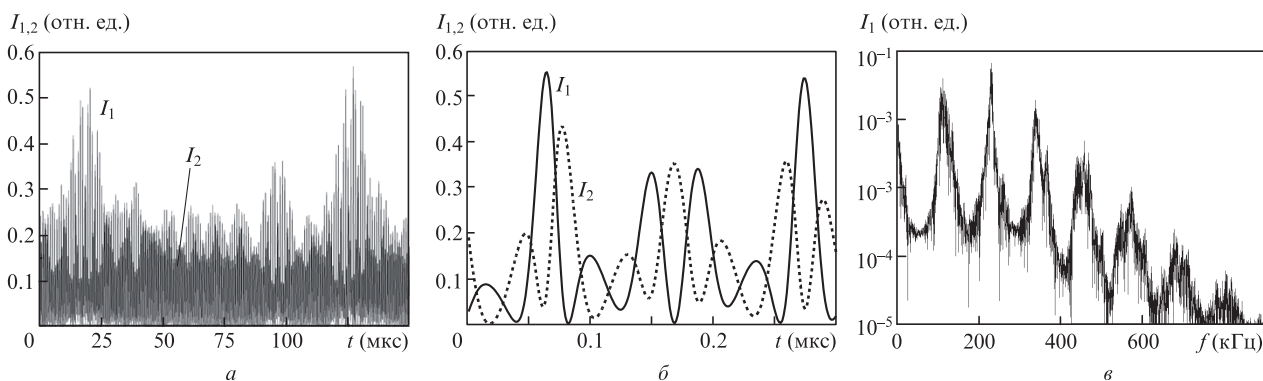


Рис.6. Временные зависимости интенсивностей встречных волн $I_{1,2} = aE_{1,2}^2$ в режиме динамического хаоса на длинном (а) и коротком (б) отрезках времени, а также спектр интенсивности волны I_1 в этом режиме (в) при $\eta = 0.28$ и $\Delta = 250 \text{ c}^{-1}$.

ный режим (КПР2). Эти режимы аналогичны режимам, возникающим на ветви 1. В области $\eta > 0.37$ бистабильность исчезает и наблюдается автомодуляционный режим первого рода (ПР).

4. Сравнение с экспериментом

Автомодуляционные режимы, возникающие в области параметрического резонанса, были исследованы ранее экспериментально в работах [22, 23]. В этих работах были обнаружены лишь режимы автомодуляционных колебаний, возникающие на ветви 1: периодический режим с удвоенным периодом автомодуляционных колебаний и квазипериодический режим с удвоенным периодом автомодуляции. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с результатами численного моделирования для ветви 1. Ветвь 2, исследованная в настоящей работе, не наблюдалась ранее экспериментально. Исключение представляет лишь квазипериодический автомодуляционный режим, который удалось наблюдать косвенно при наличии шумовой модуляции накачки [12]. Исследования, проведенные в работах [12, 18], показали, что на бистабильность автомодуляционных колебаний, возникающую при несимметричной связи встречных волн, оказывают сильное влияние флуктуации мощности накачки. При наличии даже слабого шума накачки квазипериодический автомодуляционный режим, как показано в [12], перестает наблюдаться. Учитывая результаты этих исследований, можно высказать предположение о том, что автомодуляционные режимы, относящиеся к ветви 2, не удастся наблюдать экспериментально из-за технических флуктуаций мощности накачки. Для наблюдения бистабильности в этом случае необходимо провести экспериментальные исследования при тщательной стабилизации излучения накачки и контроле уровня технических шумов.

Другой причиной отмеченных расхождений результатов численного моделирования и эксперимента может являться несовершенство модели ТКЛ, использованной в настоящей работе. Дело в том, что в уравнениях (1) векторной модели, как обычно при описании динамики генерации, пренебрегается шумами спонтанного излучения. Возможно, что в рамках более точной модели выводы, касающиеся бистабильности автомодуляционных колебаний в области параметрического резонанса, могут измениться при учете естественных флуктуаций параметров лазерного излучения.

Таким образом, для выяснения причин расхождения результатов численного моделирования, полученных в настоящей работе, и результатов экспериментов необходимы дополнительные теоретические и экспериментальные исследования.

5. Заключение

Численное моделирование динамики генерации кольцевого чип-лазера на основе векторной модели ТКЛ предсказывает существование двух бистабильных ветвей автомодуляционных колебаний. В экспериментальных исследованиях, проведенных в работах [22, 23], наблюдались лишь режимы генерации, относящиеся к ветви 1 настоящей работы (режимы ПР2 и КПР2). Возможно, такое расхождение связано с влиянием технических и естественных шумов на динамику генерации ТКЛ в области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 11-02-00080).

1. Kravtsov N.V., Lariontsev E.G., Shelaev A.N. *Laser Phys.*, **3**, 21 (1993).
2. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **21**, 903 (1994).
3. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **30**, 105 (2000).
4. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **34**, 487 (2004).
5. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **36**, 192 (2006).
6. Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н. *Квантовая электроника*, **27**, 98 (1999).
7. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Наумкин Н.И., Сидоров С.С., Фирсов В.В., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **31**, 649 (2001).
8. Arie A., Schiller S., Gustafson E.K., Byer R.L. *Opt. Lett.*, **17**, 1205 (1992).
9. Trutna W.R., Donald D.K., Nazarathy M. *Opt. Lett.*, **12**, 248 (1987).
10. Аулова Т.В., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **41**, 13 (2011).
11. Аулова Т.В., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Чекина С.Н., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **43**, 477 (2013).
12. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **39**, 515 (2009).
13. McNamara B., Wiesenfeld K., Roy R. *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 2626 (1988).
14. Vemuri G., Roy R. *Phys. Rev. A*, **39**, 4668 (1989).
15. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **39**, 853 (2009).
16. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **36**, 192 (2006).
17. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **37**, 1011 (2007).
18. Аулова Т.В., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **41**, 504 (2011).
19. Золотоверх И.И., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **22**, 1171 (1995).
20. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Макаров А.А., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **22**, 213 (1995).
21. Kravtsov N.V., Lariontsev E.G. *Laser Phys.*, **7**, 196 (1997).
22. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н., Ларионцев Е.Г., Макаров А.А. *Квантовая электроника*, **24**, 638 (1997).
23. Золотоверх И.И., Камышева А.А., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В., Чекина С.Н. *Квантовая электроника*, **38**, 956 (2008).