



## ОПТИЧЕСКИЙ ХАОС В ОДНОМОДОВОМ ЧАСТОТНО-СТАБИЛИЗИРОВАННОМ ЛАЗЕРЕ

*Г.Г. Акчурин, А.Г. Акчурин*

Исследованы сценарии перехода от стационарного состояния в режим генерации нерегулярных пульсаций выходной оптической мощности, которые могут возникать в одномодовом лазере с активной системой стабилизации частоты. В зависимости от таких управляющих параметров как коэффициент усиления обратной связи, превышение лазерного усиления над потерями, отношение однородной ширины линии к доплеровской, исследованы особенности перехода в режим динамического хаоса. Показана возможность возникновения хаотических режимов в лазерах с нелинейно поглощающей ячейкой, на основе которых реализуются международные эталоны длины.

### Введение

Известно, что частота излучения одночастотного лазера, генерирующего на низшей поперечной моде определяется, в основном, частотой продольной моды «холодного» резонатора, так как эффекты «затягивания» и «выгаликивания» частоты, обусловленные линейной и нелинейной дисперсией активной среды, вызывают частотные сдвиги, достигающие  $\delta\nu = 10^{-6} \div 10^{-8} \nu$  [1]. При изменении длины резонатора в пределах половины длины волны излучения  $\lambda/2$  происходит частотная перестройка с  $\nu_n$ -моды на  $\nu_{n+1}$ , составляющая величину  $\Delta\nu = c/2L$  ( $L$  – длина резонатора). Типичная величина частотной перестройки для газоразрядных лазеров может достигать сотен мегагерц и единиц гигагерц, зависит от ширины линии излучения и добротности резонатора и определяется уровнем превышения усиления над потерями. Вследствие дрейфа длины резонатора и соответствующей перестройки частоты генерации выходная мощность одночастотных лазеров может практически изменяться от максимума до нуля, поэтому в одночастотных лазерах для стабилизации частоты и, соответственно, мощности применяют активные системы с обратной связью. В таких системах обычно в качестве частотного дискриминатора используется провал Лэмба, возникающий в центре кривой зависимости выходной мощности от частоты генерации. Типичный вид зависимости выходной мощности от частоты генерации для доплеровски уширенной линии излучения и соответствующая функциональная схема стабилизации частоты одномодового лазера показаны на рис. 1, а. Ширина провала Лэмба, обусловленного взаимодействием встречных когерентных оптических волн в резонаторе с активными движущимися атомами, определяется временами жизни на лазерных уровнях, а также процессами столкновений атомов и достигает величин от десятков до сотен мегагерц. Характерное значение нестабильности

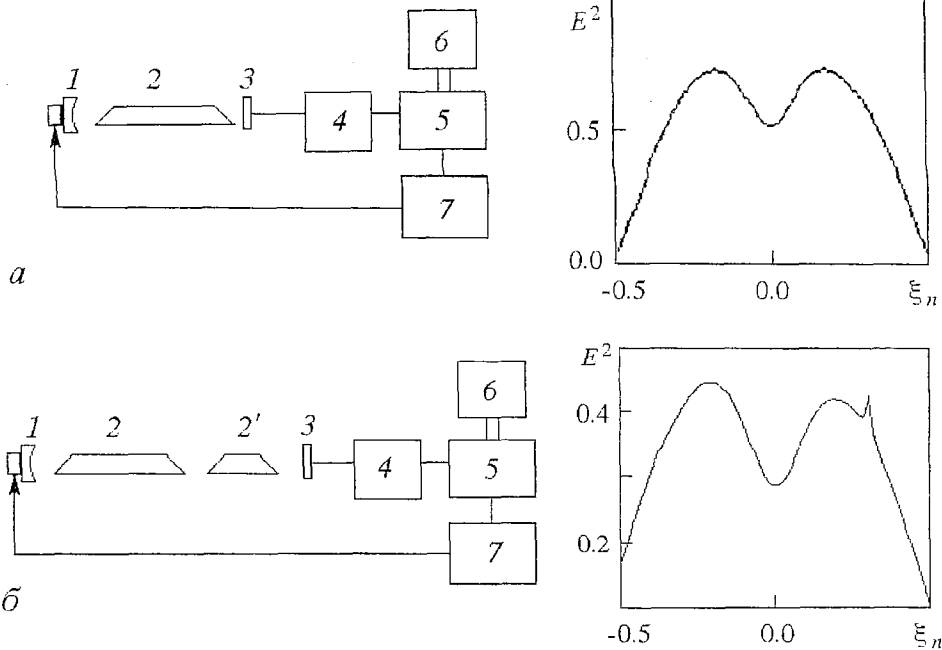


Рис. 1. Блок-схема одномодового частотно-стабилизированного лазера, в которой в качестве частотного репера используется провал Лэмба (а) и инвертированный провал Лэмба (б), а также соответствующие зависимости выходной оптической мощности лазера  $E^2$  от нормированной частотной расстройки  $\xi_n$ ; 1 – лазерное зеркало на пьезокорректоре, 2 – активный элемент, 2' – нелинейно поглощающая ячейка  $J_2$ , 3 – выходное зеркало резонатора, 4 – фотодетектор, 5 – цифро-аналоговый и аналогово-цифровой преобразователь, 6 – персональный компьютер, 7 – усилитель

частоты, например, в He-Ne-лазере с  $\lambda=632.8$  нм ( $\nu=473.61254$  ТГц) достигает единиц мегагерц для систем стабилизации, использующих провал Лэмба [1,2].

В настоящее время международный эталон длины реализован на He<sup>3</sup>-Ne<sup>20</sup>-лазере ( $\lambda=632.991399$  нм) с внутренней йодной ( $J_2^{127}$ ) нелинейно поглощающей ячейкой (рис. 1, б). Кратковременная нестабильность частоты в такой системе может достигать  $10^{-11} \div 10^{-13}$  [1].

Для активного управления частотой генерации используются компьютеры с цифро-аналоговыми преобразователями, в которых в зависимости от их быстродействия происходит определенная временная задержка сигнала обратной связи. Кроме того, для повышения уровня стабильности частоты в таких системах стараются увеличить величину сигнала обратной связи, подаваемого на корректор зеркала лазерного резонатора. При этом в описании ряда экспериментов указывалось на возникновение при определенных условиях нестационарных режимов, когда в системе возбуждались хаотические пульсации выходной мощности и соответственно возникала шумовая девиация частоты.

Известно, что нелинейные уравнения Максвелла – Блоха для когерентного оптического поля, поляризации и населенности, описывающие динамические процессы генерации в одномодовых лазерах в автономном режиме для медленно меняющихся амплитуд, формально совпадают с уравнениями Э. Лоренца, посвященными анализу процессов термоконвекции в атмосфере [3]. В этих работах впервые методами численного анализа удалось обнаружить хаотические режимы в нелинейных детерминированных системах [4–6]. Однако, как показали численные и аналитические исследования лазерных нелинейных динамических уравнений, для экспериментального наблюдения режимов динамического хаоса в одномодовых лазерах необходимо, чтобы ширина моды резонатора превосходила ширину линии люминесценции активной среды (низкодобротный резонатор), и при

этом превышение усиления над потерями должно быть очень значительным [7,8]. В традиционно используемых газоразрядных или твердотельных лазерах эти условия практически трудновыполнимы. Лишь целенаправленный поиск активных сред и резонатора, удовлетворяющих необходимым условиям возникновения сложных непериодических колебаний интенсивности излучения, предсказанных динамической теорией одномодового лазера, позволил наблюдать хаотические пульсации мощности излучения в He–Xe газоразрядном лазере с неоднородно уширенной линией и в молекулярном лазере на  $\text{NH}_3$  с однородно уширенной линией с лазерной оптической накачкой [9,10]. Особенности возникновения автомодуляционных и хаотических явлений в лазерах с нелинейно поглощающей ячейкой исследовались в [11–13]. Менее жесткие требования к активной среде и резонатору, определяющие условия возникновения динамического хаоса в лазерах, реализуются при модуляции параметров (неавтономный режим). В частности, экспериментально наблюдались режимы перехода от регулярных колебаний к хаотическим через последовательность бифуркаций удвоения периода при изменении таких управляющих параметров, как частота модуляции в области релаксационного резонанса, глубина модуляции и частотная расстройка резонатора в  $\text{CO}_2$ -лазере с длиной волны 10.6 мкм [14,15]. Достаточно детально условия возникновения динамического хаоса в одномодовых лазерах обсуждаются в обзоре [16].

Для используемых в экспериментальных установках и измерительных комплексах одномодовых частотно–стабилизированных лазеров видимого или инфракрасного диапазона указанные механизмы возникновения нерегулярных пульсаций мощности не реализуются. (Лазеры оптимизируются для получения максимальной выходной мощности, при этом ширина полосы резонатора, определяемая, в основном, коэффициентом отражения зеркал, существенно меньше ширины линии усиления.)

По–видимому, механизм возникновения таких нерегулярных пульсаций выходной мощности в одномодовых частотно–стабилизированных лазерах связан с проявлением нелинейных динамических процессов в оптических системах с запаздывающей обратной связью.

### **Особенности динамических режимов в частотно–стабилизированных лазерах**

Известно, что в нелинейных оптических системах с обратной связью возможно возникновение сложных динамических режимов, таких как периодические осцилляции, самопульсации и оптический хаос [17,18].

Один из механизмов неустойчивости обнаружен Икедой и проанализирован в [19] в приближении, когда характерное время отклика активной среды значительно короче, чем время обхода светом дисперсионного кольцевого резонатора. В настоящее время существует достаточно много конкретных оптоэлектронных устройств, демонстрирующих этот тип неустойчивости и характерный сценарий перехода в оптический хаос. Например, гибридное устройство, в котором излучение лазера проходит через оптическую систему, состоящую из поляризатора, анализатора и электрооптического кристалла между ними. На кристалл подается сигнал обратной связи, пропорциональный выходной оптической мощности [20]. В зависимости от уровня обратной связи наблюдается сценарий перехода в режим динамического хаоса через последовательность удвоения периода, определяемого временем задержки сигнала, экспериментально осуществляемой с помощью компьютера.

Оптические неустойчивости могут возникать и в лазерных системах с запаздывающей обратной связью [21–25]. Бистабильность и хаотические режимы были обнаружены при исследовании динамики полупроводниковых лазеров с быстрой оптической обратной связью, когда временные задержки меньше времени установления поля в резонаторе или времени жизни носителей [22,23]. Для анализа

использовались уравнения Максвелла – Блоха в приближении безинерционности поляризации и с учетом временного запаздывания. Особенности в динамическом поведении возникают, когда время задержки сравнимо с периодом релаксационных колебаний, природа которых обусловлена процессом взаимодействия поля и инверсной среды, обладающих различными временами релаксации. Следует отметить, что механизмы динамических неустойчивостей в лазерных системах с запаздывающей обратной связью определяются соотношениями между временем задержки в цепи обратной связи и характерными временами релаксационных процессов в активной лазерной среде и резонаторе [21,24]. Характерное время релаксации оптического поля в лазерном резонаторе определяется его добротностью и коэффициентом усиления. Типичное значение времени релаксации – от единиц микросекунд до сотен наносекунд для газовых и твердотельных лазеров и единицы пикосекунд для полупроводниковых лазеров. Возникновение неустойчивостей в лазерах с отрицательной обратной связью исследовалось в работах группы Самсона [21]. Анализировались скоростные уравнения для плотности излучения и инверсной населенности в модели лазера с модулятором потерь в резонаторе, на который поступает сигнал обратной связи, пропорциональный выходной мощности лазера. Динамические режимы протекали в масштабах времени, много больших времени двойного обхода резонатора, но меньших времени установления инверсной населенности. Возможность возникновения режимов динамического хаоса в такой реальной схеме на основе одномодового молекулярного CO<sub>2</sub>-лазера с электрооптическим модулятором потерь в резонаторе была экспериментально установлена в работе [25].

Нами исследовалась модель одномодового лазера с запаздывающей обратной связью, когда сигнал, пропорциональный продетектированному выходному лазерному излучению, перестраивал частоту генерации лазера через изменение длины резонатора. Для анализа использовались нелинейные одномодовые динамические уравнения Лэмба, описывающие дипольное взаимодействие оптического поля в резонаторе с ансамблем двухуровневых атомов и имеющие следующий вид [26]:

$$dE/dt = \alpha E - \beta E^3, \quad (1)$$

где  $E$  – амплитуда электрической компоненты лазерного поля в резонаторе,  $\alpha$  – разность ненасыщенного коэффициента усиления и потерь,  $\beta$  – коэффициент насыщения собственным полем.

Когда время задержки в цепи обратной связи много больше времени установления поля в активном резонаторе, определяемого величиной  $2\alpha$  (что может быть в реальной компьютерно-управляемой лазерной системе связано с временами оцифровки в АЦП и ЦАП), а оптоэлектронная обратная связь использует дисперсионную зависимость лазерной мощности от настройки резонатора, то в зависимости от степени нелинейности в такой системе возможно возникновение режима нерегулярных пульсаций и динамического хаоса. При указанных условиях, когда переходные процессы, связанные с временем установления поля в активном резонаторе закончились, динамические уравнения (1) могут быть приведены к разностным уравнениям с дискретным временем, масштаб которого задается величиной задержки. В случае неоднородно уширенной линии (движущиеся атомы), например в газоразрядном лазере, явный вид одномерного разностного уравнения может быть представлен следующим образом:

$$\xi_{n+1} = K\alpha(\xi_n)/\beta(\xi_n) = [\chi \exp(-\xi_n^2) - 1]K/\{B\chi[1+L(\xi_n)]\}, \quad (2)$$

где  $\xi_n = 2(\ln 2)^{1/2}(\nu_n - \nu_0)/\Delta\nu_D$  – нормированная частотная расстройка,  $\nu_n$  – частота генерации,  $\nu_0$  – частота, соответствующая центру линии атомного перехода,  $\Delta\nu_D$  – доплеровская ширина линии излучения;  $\alpha(\xi_n) = \Delta\nu_R(\chi \exp(-\xi_n^2) - 1)/2$  – разность ненасыщенного коэффициента усиления и потерь в резонаторе;  $\beta(\xi_n) = B \Delta\nu_R \chi (1 + L(\xi_n))/2$

– коэффициент насыщения собственным полем излучения;  $L(\xi_n)=[1+(\xi_n/\eta)^2]^{-1}$  – лоренцевская функция;  $\Delta\nu_R$  – ширина полосы резонатора;  $\chi$  – относительное возбуждение (параметр превышения усиления над потерями);  $\eta=2\gamma(\ln 2)^{1/2}/\Delta\nu_D$  – нормированная лоренцевская ширина спектральной линии;  $B=\wp^2/(8\gamma_a\gamma_b h^2)$  – параметр, определяющий насыщение рабочего перехода,  $\wp^2$  – квадрат матричного элемента дипольного момента перехода,  $\gamma_a, \gamma_b$  – ширина верхнего и нижнего лазерных уровней, соответственно;  $K$  – коэффициент обратной связи (лазерное излучение детектируется фотоприемником и сигнал, пропорциональный выходной оптической мощности  $(E_n)^2=\alpha(\xi_n)/\beta(\xi_n)$ , подается на пьезокорректор зеркала резонатора, изменяющий его длину). Уравнения (2) решались итерационным методом для дискретных моментов времени  $t_n=n\tau$  ( $\tau$  – время запаздывания).

Уравнения (2) получены в так называемом доплеровском пределе, когда лоренцевская ширина линии, обусловленная спонтанным излучением и столкновениями атомов, значительно меньше, чем доплеровская (типичный случай для He–Ne–лазера, генерирующего на красной линии с  $\lambda=633$  нм или инфракрасной с  $\lambda=1.15$  мкм).

Результаты исследования динамических режимов генерации в одномодовом лазере с неоднородной линией излучения (движущиеся атомы) при наличии запаздывающей обратной связи, изменяющей длину резонатора, представлены на рис. 2. Показаны временная реализация, фазовый портрет и спектр мощности.

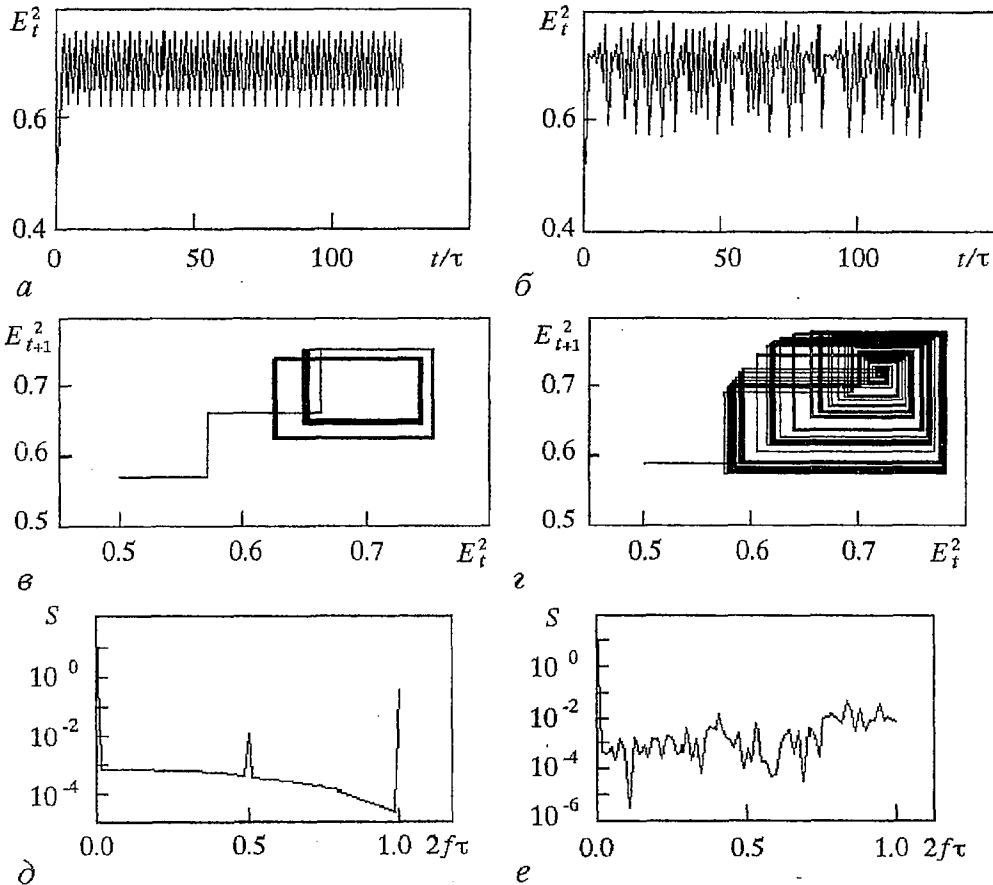


Рис. 2. Сценарии перехода в режим динамического хаоса через последовательность бифуркаций удвоения периода для неоднородно уширенного одночастотного лазера при изменении коэффициента обратной связи:  $K=1.14$  (а, в, д – режим удвоения периода);  $K=1.18$  (б, г, е – режим хаотических колебаний излучения лазера);  $\chi=1.2$ ,  $\eta=0.1$ ; а, б – временная реализация (ось абсцисс нормирована на время задержки в цепи обратной связи  $\tau$ ); в, г – фазовый портрет; д, е – спектр мощности

Управляющими параметрами в таких системах являются усиление в лазере или потери в резонаторе, давление газа в активном элементе и величина обратной связи. Численные эксперименты показали, что типичный переход от устойчивого режима в режим динамического хаоса осуществляется через последовательность бифуркаций удвоения периода Фейгенбаума [26]. При этом период определяется временем задержки в цепи обратной связи. Расчеты корреляционной размерности, основанные на алгоритме Грассбергера – Прокаччия, показали, что в режиме развитого динамического хаоса размерность может составлять 1.23.

Карта динамических режимов на плоскости управляющих параметров ( $\chi$ ,  $K$ ) показана на рис. 3, а. В области малых значений превышения усиления над потерями наблюдаются особенности, связанные с сильным изменением формы кривой зависимости мощности от частоты генерации при исчезновении провала Лэмба. Динамические режимы чувствительны также к величине давления, определяющего частотную ширину провала Лэмба и, соответственно, степень нелинейности, что нетрудно видеть из рис. 3, б.

Следует отметить, что при экспериментальной реализации систем стабилизации частоты излучения одноимодовых газовых лазеров применяются также модуляционные методы, когда в качестве частотного репера используется не провал Лэмба, а его производная по частоте. Как показали проведенные нами расчеты, и в этом случае могут реализоваться хаотические режимы, причем при меньших значениях коэффициента обратной связи.

Для твердотельных или полупроводниковых лазеров с внешним резонатором с однородной линией излучения также могут наблюдаться режимы динамического хаоса в системах с запаздывающей обратной связью. При этом разностные уравнения имеют вид

$$\xi_{n+1} = [L(\xi_n)\chi - 1]K/[BL^2(\xi_n)\chi]. \quad (3)$$

Результаты расчета в соответствии с отображением (3) показаны на рис. 4. Хотя сценарий перехода в режим динамического хаоса при изменении усиления или величины обратной связи также осуществляется через последовательность бифуркаций удвоения периода, степень нелинейности для зависимости мощности от частоты генерации в данном случае существенно меньше, чем при провале Лэмба, и хаотические режимы наблюдаются при больших значениях параметра превышения усиления над потерями и коэффициента обратной связи.

Особый практический интерес представляет случай лазера с нелинейно поглощающей ячейкой. Детально проанализированы динамические режимы для частотно-стабилизированного гелий-неонового лазера с йодной ячейкой поглощения. В настоящее время в таких эталонах получена максимальная кратковременная стабильность частоты. Параметры для расчета удовлетворяют

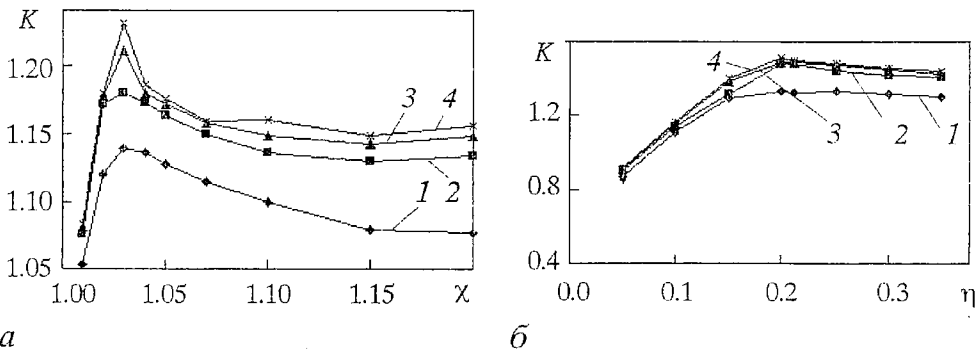


Рис. 3. Бифуркационные диаграммы, характеризующие переход в режим динамического хаоса через последовательность удвоения периода для неоднородно уширенного одночастотного лазера на плоскости параметров ( $\chi$ ,  $K$ ) при  $\eta=0.1$  (а); ( $\eta$ ,  $K$ ) при  $\chi=1.2$  (б). 1 – порог возникновения периодических колебаний, 2 – порог режима удвоения периода, 3 – порог режима учетверения периода, 4 – возникновение хаотических колебаний

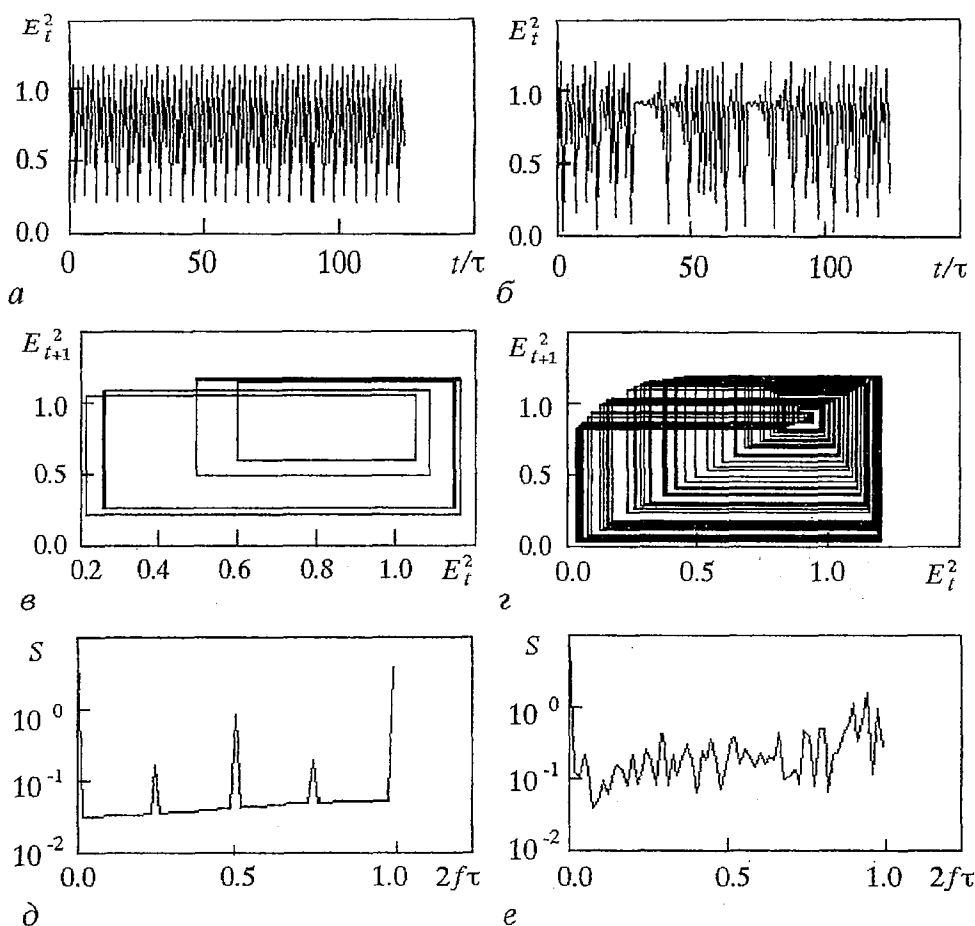


Рис. 4. Сценарий перехода в режим динамического хаоса через последовательность бифуркаций удвоения периода для однородно уширенного одночастотного лазера при изменении коэффициента усиления обратной связи:  $K=1.16$  ( $a, в, д$  – режим учетверения периода);  $K=1.2$  ( $б, г, е$  – режим хаотических колебаний);  $\chi=1.5, \eta=1$ ;  $a, б$  – временная реализация;  $в, г$  – фазовый портрет;  $д, е$  – спектр мощности

условиям эксперимента, при этом контрастность резонансного пика поглощения не превышает нескольких процентов, а ширина меньше мегагерца. Разностное уравнение для лазера с неоднородной линией усиления с нелинейно поглощающей ячейкой имеет следующий вид

$$\xi_{n+1} = \frac{\chi_L \exp[-(\xi_n)^2] - \chi_a \exp[-(\xi_n - 0.3)^2] - 1}{\chi_L B_L [1 + \eta_L^2 / (\eta_L^2 + \xi_n^2)] - \chi_a B_a [1 + \eta_a^2 / (\eta_a^2 + (\xi_n - 0.3)^2)]} K, \quad (4)$$

где  $\chi_L, \chi_a$  – относительное возбуждение в активной и поглощающей ячейке;  $\eta_L, \eta_a$  – нормированная лоренцевская ширина линии усиления и поглощения;  $B_L, B_a$  – параметр насыщения усиливающего и поглощающего перехода.

Вследствие очень сильной нелинейности частота генерации захватывается на склоне резонансного пика, и происходит жесткий скачкообразный переход в хаотический режим. На рис. 5 показана зависимость мощности от частоты генерации, временная реализация, фазовый портрет, спектр мощности.

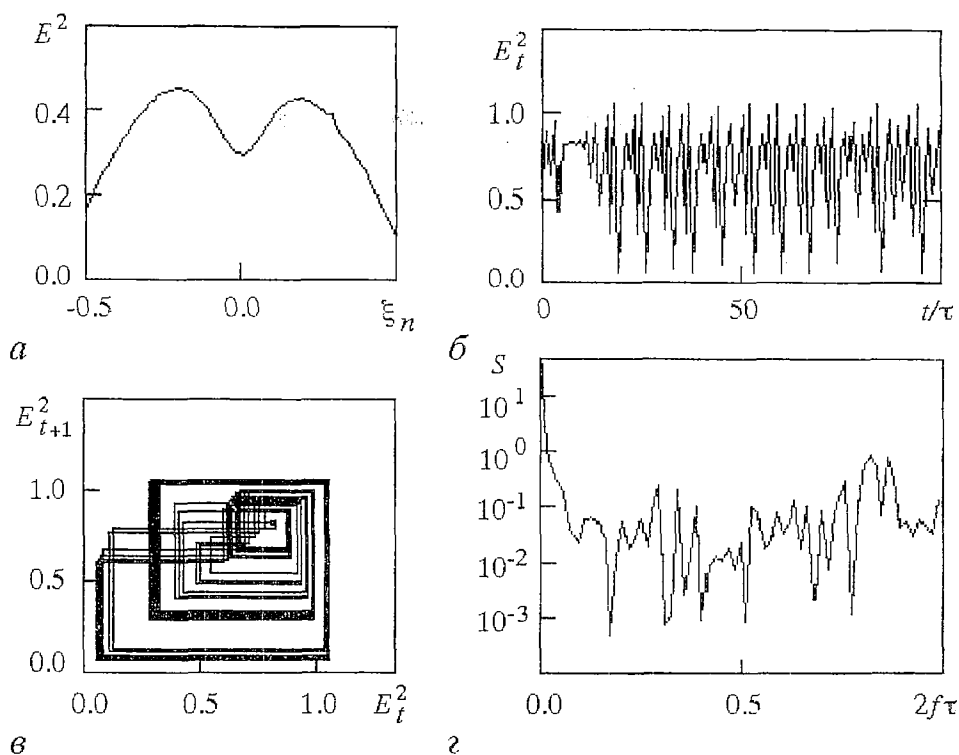


Рис. 5. Зависимость выходной оптической мощности от частоты генерации для одномодового He-Ne-лазера с нелинейно поглощающей  $J_2$ -ячейкой (а), и режим хаотических пульсаций мощности при следующих значениях управляющих параметров:  $K=0.7$ ,  $\chi_L=1.5$ ,  $\chi_a=0.1$ ,  $\eta_L=0.1$ ,  $\eta_a=0.02$ ; б – временная реализация; в – фазовый портрет; г – спектр мощности

### Заключение

Таким образом проведенные численные эксперименты позволили установить, что в одномодовых лазерах с активной системой стабилизации частоты необходимо тщательно следить за такими управляющими параметрами, как усиление в системе цепи обратной связи и степень нелинейности в частотном дискриминаторе активного или пассивного элемента лазера, иначе частотно-стабилизированный лазер может превратиться в оптический генератор шума.

*Работа поддержана программой РФФИ Ведущие научные школы (проект № 96-15-96389).*

### Библиографический список

1. Летохов В.С., Чеботаев В.П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М.: Наука, 1975; Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения. М.: Наука, 1989.
2. Optics and Optical Instruments. Catalog of Edmund Scientific Co. 1998. P. 202.
3. Haken H. Analogy between higher instabilities in fluids and laser // Phys. Lett. A. 1975. Vol. 53, №1. P. 77.
4. Grasiuk A.Z., Oraevsky A.N. Transient processes in a molecular-beam maser // Proc. IV Int. Cong. of Microwave Tubes. 1962. September. Scheveningen. Holland. P. 446.
5. Грасюк А.З., Ораевский А.Н. Переходные процессы в молекулярном генераторе // РЭ. 1964. Т.9, №3. С. 524.



6. Лоренц Э. Детерминированное неперiodическое течение // Странные аттракторы / Пер.с англ. под ред. Я.Г. Синая, Л.П. Шильникова. М.: Мир, 1981. 88 с.

7. Ораевский А.Н. Мазеры, лазеры и странные аттракторы // Квантовая электроника. 1981. Т. 8, № 1. С. 130.

8. Самсон А.М., Котомцева Л.А., Лойко Н.А., Григорьева Е.В. Регулярная и хаотическая динамика лазеров // Изв. АН СССР. Сер. физическая. 1987. Т. 53, № 6. С. 1076.

9. Gioggia R.S., Abraham N.B. Routes to chaotic output from a single-mode dc-excited laser // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51, № 8. P. 650.

10. Abraham N.B., Dangoisse D., Glorieux P., Mandel P. Observation of un-damped pulsation in a low-pressure far-infrared laser and comparison with a simple theoretical model // JOSA-B. 1985. Vol. 2. P. 23.

11. Arimondo E., Casagrande F., Lugiato L.A., Glorieux P. // Appl. Phys. B. 1983. Vol. 30, № 2. P. 57.

12. Самсон А.М., Котомцева Л.А., Григорьева Е.В. Динамический хаос в лазере с просветляющим фильтром и его размерность // Квантовая электроника. 1989. Т. 16, № 2. С. 222.

13. Tatarkova S.A., Tuchin V.V. Multistability and chaos in laser with saturable absorber // Laser Physics. 1992. Vol. 2, № 4. P. 482.

14. Arecchi F.T., Meucci R., Puccioni G.P., Tredicce J.R. Experimental evidence of subharmonic bifurcations, multistability and turbulence in a Q-switched gas laser // Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49, № 17. P. 1217.

15. Акчурун Г.Г. Экспериментальное исследование перехода в хаос в CO<sub>2</sub>-лазере при модуляции добротности и в He-Ne (0.63, 1.15, 3.39 мкм) в автономном режиме // Тезисы докладов X Всесоюзной конференции по нелинейной и когерентной оптике. Москва, 1985. С. 304.

16. Ораевский А.Н. Динамика одномодовых лазеров и динамический хаос // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 1996. Т. 4, № 1. С. 3.

17. Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988.

18. Розанов Н.Н. Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных системах. М.: Наука, 1997.

19. Ikeda K., Dsibo H. Optical turbulence: Chaotic behavior of transmitted light from a ring cavity // Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45, P. 709.

20. Gibbs H.M., Hopf F.A., Kaplan D.L., Shoemaker R.L. Observation of chaos in optical bistability // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 46, P. 474.

21. Самсон А.М., Котомцева Л.А., Лойко Н.А. Автоколебания в лазерах. Минск, 1990.

22. Lang R., Kabayshi K. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties // IEEE J. Quantum Electronics. 1980. Vol. 16. P. 347.

23. Mork J., Tromborg B., Christiansen P. Bistability and low-frequency fluctuations in semiconductor laser with optical feedback // IEEE J. Quantum Electronics. 1988. Vol. 24, № 2. P. 123.

24. Акчурун Г.Г., Мельников Л.А. Лазерный генератор шума. А.С. № 1441215 СССР. 1988.

25. Arecchi F.T., Gadomski W., Meucci R. Generation of chaotic dynamics by feedback on a laser // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 4, № 2. P. 1617.

26. Lamb Jr. W.E. Theory of an optical maser // Phys. Rev. A. 1964. Vol. 134, № 6. P. 1429.

27. Фейгенбаум М. Универсальность в поведении нелинейных систем // УФН. 1983. Т. 141, № 2. С. 343.

Саратовский государственный  
университет

Поступила в редакцию 3.02.2000  
после доработки 17.03.2000

## OPTICAL CHAOS IN A SINGLE-MODE FREQUENCY-STABILIZED LASER

*G.G. Akchurin, A.G. Akchurin*

Scenario of transition from stationary state to regime of generation with irregular pulsations of output optical power is explored, which can arise in a single-mode laser with active system of frequency stabilization. Particularities of transition to dynamic chaos mode are explored, depending on such control parameters as a feedback gain factor, ratio of laser gain to loss, ratio of homogeneous line width to Doppler's one. Possibility of chaotic behaviour arising in lasers with nonlinear-absorbing cell is shown, on the basis of which international standards of length are realized.



*Акчу́рин Гари́ф Гази́зович* – родился в Бресте (1949). Окончил Саратовский государственный университет (1971). Работал в НИИ механики и физики СГУ. Защитил кандидатскую диссертацию по исследованию динамических и флуктуационных процессов в многоволновых газоразрядных лазерах (1979). В настоящее время – доцент кафедры оптики СГУ, докторант. Область научных интересов: динамические и нелинейные процессы в полупроводниковых, твердотельных и газоразрядных лазерах; пикосекундная оптоэлектроника и когерентные оптические методы диагностики в микроэлектронике и медицине. Автор (соавтор) более 50-ти публикаций и 10-ти авторских свидетельств и патентов. Член международного оптического общества SPIE и BIOS.



*Акчу́рин Алекса́ндр Гари́фович* – родился в Саратове (1982). Студент факультета нелинейных процессов СГУ. Область научных интересов: нелинейная динамика и пространственно-временной хаос в оптических и биологических системах. Соавтор 2-х публикаций в SPIE Proceedings и 4-х докладов на международных конференциях.