

- [9] М и к л а ш е в и ч И.А., С е л я в к о В.В. // Журнал прикладной механики и технической физики. 1989. № 6. С. 59-62.
- [10] Д р е м и н А.Н., Б р е у с о в О.Н. Успехи химии. 1968. Т. 37. № 5. С. 898-916.
- [11] Р а й н х а р т Дж., П и р с о н Дж. Взрывная обработка металлов. М.: Мир, 1966. 392 с.
- [12] А л ь - Х а с с а н и С., С и л ь в а Г о м е с Дж. В кн.: Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов. / Под ред. Мейерс М., Мурр Л. М.: Metallurgia, 1984. С. 412-422.
- [13] С о к о л ь с к и й Д.В., Г у д е л е в а Н.Н., Н о г е р б е к о в Б.Ю. // Электрохимия. 1986. Т. 22. № 9. С. 1227-1229.
- [14] В а r a n o w s k i В., L e w i s F. // Ber. Bunsenges. Phys. Chem. 1989. V.93. P. 1225-1227.

Поступило в Редакцию
1 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 20

26 октября 1990 г.

07

© 1990

ХАОТИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ В КОЛЬЦЕВОМ He-Ne ЛАЗЕРЕ ПРИ МОДУЛЯЦИИ ЧАСТОТНОЙ ПОДСТАВКИ

И.Е. З у й к о в, П.Г. К р и в и ц к и й,
А.М. С а м с о н, С.И. Т у р о в е ц

Кольцевой газовый лазер (КЛ) как чувствительный элемент измерительных приборов может находиться в условиях, где имеются интенсивные узкополосные вибрационные или электромагнитные помехи. Вызванные ими периодические возмущения параметров приводят к эффекту вынужденной синхронизации частоты биений встречных волн и появлению на выходной характеристике лазера „полочек“ нечувствительности [1, 2]. В настоящей работе экспериментально показано, что наряду с эффектами синхронизации в таких лазерах могут наблюдаться процессы типа динамического хаоса, когда сигнал биений изменяется во времени нерегулярным образом и имеет сплошной Фурье-спектр.

В рамках полуклассической теории при небольших превышениях над порогом генерации динамика одномодового кольцевого газового лазера подчиняется известной системе лэмбовских амплитудно-фазовых уравнений [3]. Будем для простоты считать, что внешние

возмущения приводят лишь к периодическим колебаниям частотой подставки (иногда режим модуляции подставки используется для линеаризации частотной характеристики). Тогда в приближении слабой связи через обратное рассеяние для разности фаз встречных волн можно получить дифференциальное уравнение второго порядка [2]:

$$\frac{1}{T} \cdot \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + \nu_3 \cdot \sin \varphi = \Omega_0 + \Omega_1 \cdot \sin \omega_H t, \quad (1)$$

где ν_3 - ширина зоны захвата, Γ - коэффициент фазовой релаксации, $\Omega_0 + \Omega_1 \cdot \sin \omega_H t$ - разность резонаторных частот для встречных волн. Введя безразмерные величины $\tau = \sqrt{T} \nu_3 t$, $\beta_c = \nu_3 / \Gamma$, $\nu_0 = \Omega_0 / \nu_3$, $\nu_1 = \Omega_1 / \nu_3$, уравнение (1) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{d^2 \varphi}{d\tau^2} + \frac{1}{\sqrt{\beta_c}} \cdot \frac{d\varphi}{d\tau} + \sin \varphi = \nu_0 + \nu_1 \cdot \sin \omega_H \tau / \sqrt{\nu_3}. \quad (2)$$

В этой записи динамика разности фаз встречных волн в КЛ аналогична динамике математического маятника с эффективным вязким трением $1/\sqrt{\beta_c}$ и внешним периодическим возмущением, для которого в ряде работ [4-7] была показана возможность возникновения динамического хаоса. Суммируя известные данные, можно выделить в пространстве параметров зоны с наибольшей вероятностью обнаружения хаоса: $\beta_c > 0.25$, $\omega_H \ll \sqrt{\nu_3}$, $\nu_0 \leq 1$, $\nu_1 \sim 1-10$. В известной степени эти ограничения на параметры являются инверсией условий применимости аналитических методов решения уравнения (2).

Следует отметить, что требование $\beta_c = \nu_3 / \Gamma > 1/4$, вообще говоря, противоречит условию слабой связи, при котором было получено уравнение (1). Тем не менее ряд КЛ имеет частотную характеристику со значительным гистерезисом и плавным переходом от режима биений к синхронизации и феноменологически может быть описан в рамках модели (2).

Эксперименты проводились на моноблочном четырехзеркальном He-Ne лазере с длиной волны 0,63 мкм и равноизотопным составом Ne. Вблизи центра контура усиления зона захвата ν_3 составляла 700-800 Гц при величине гистерезиса 40-50%, что соответствует $\nu_3 / \Gamma \approx 6$. Рабочая точка устанавливалась с помощью фарадеевского невзаимного элемента на нелинейном участке частотной характеристики ($\nu_0 \leq \nu_3$), частота модуляции - порядка половины зоны захвата.

При сканировании одного из управляемых параметров (амплитуды возмущения, постоянной подставки, отстройки от центра линии усиления) наблюдался переход от периодического во времени сигнала биений к хаосу. При этом фазовый портрет системы принимал характерный для странного аттрактора „размазанный“ вид, а шумовой пьедестал в спектре сигнала скачком возрастал на 30 дБ (рис.1).

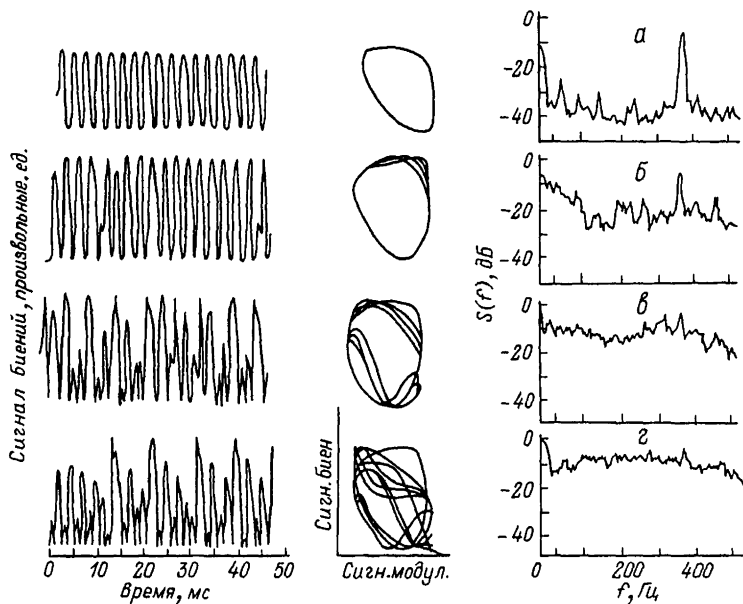


Рис. 1. Временные зависимости, фазовые портреты и спектры сигнала биений для четырех последовательных значений постоянной подставки, начиная с нуля частотной характеристики (а). Пик на частоте 380 Гц соответствует частоте знакопеременной подставки.

Наряду с вышеизложенным проведено прямое экспериментальное доказательство динамической природы наблюдаемых нерегулярных пульсаций на основе алгоритма Грассбергера–Прокачи [8].

Для оптимизации частоты стробирования аналогово-цифрового преобразователя (АЦП) при конечной длине выборки была проведена серия численных расчетов в рамках теоретической модели (1) [9]. Для параметров, соответствующих эксперименту, корреляционная размерность D_2 насыщалась при частотах опроса, в 8–16 раз превышающих частоту модуляции, и равнялась в зависимости от типа аттрактора 2.4 ± 0.1 (перемежаемость) и 2.1 ± 0.1 (аттрактор Фейгенбаума).

В эксперименте был использован 12-битный АЦП, сопряженный с ДВК-3. При частоте модуляции 380 Гц, что составляло 1/2 зоны захвата, тактовая частота равнялась 3125 Гц. Общая длина опорной экспериментальной выборки составила 8000 отсчетов для хаоса с минимальным порогом. Кроме того была записана и обработана серия более коротких выборок. Основные результаты можно суммировать следующим образом (см. также рис. 2).

Нерегулярные колебания сигнала биений КЛ имеют динамическую природу, движение происходит на низкоразмерном странном аттракторе с $D_2 = 2.6 \pm 0.1$. Динамику таких лазеров можно описывать

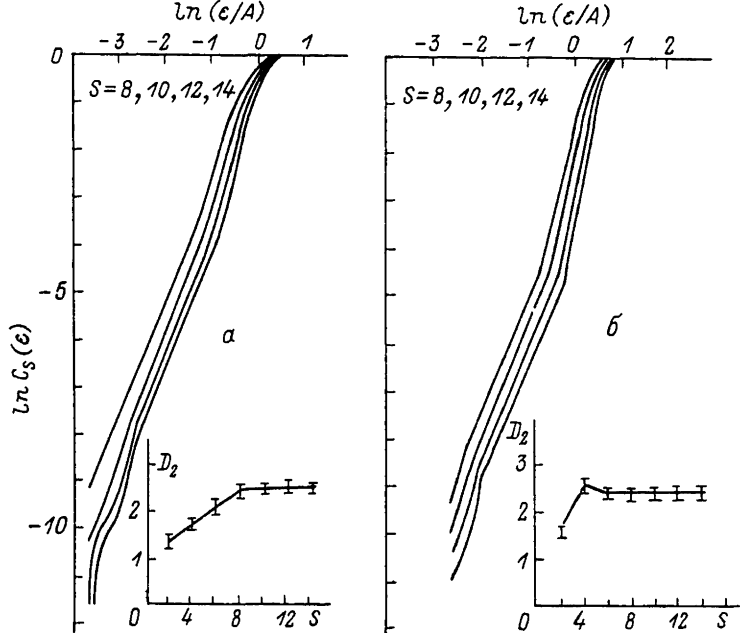


Рис. 2. Зависимости корреляционного интеграла $C_S(\mathcal{E})$ от радиуса корреляции \mathcal{E} в логарифмическом масштабе: а - эксперимент, б - феноменологическая модель ($\beta_c=6$; $\nu_0=0$; $\nu_1=1, 2$; $\omega_M=0.3 \cdot \beta_c^{1/2}$). На вставках изображены соответствующие зависимости корреляционного показателя D_2 от размерности пространства вложения S . А - размах выборки. Тактовая частота 8 отсчетов на период модуляции, длина выборки $N=1200$ значений в обоих случаях.

системой не более 3-х автономных дифференциальных уравнений 1-го порядка ($D_2 < 3$). Таким образом, правомерен переход от лэмбовских уравнений к более простой феноменологической модели (1). В пределах ошибки экспериментальное значение D_2 совпадает с полученным в феноменологической модели, что позволяет классифицировать наблюдаемые хаотические режимы как перемежаемость.

Уровень шума в выходном сигнале, определенный по положению „колена“ в $\ln C(\mathcal{E}) - \ln \mathcal{E}$ зависимостях, составил 2% от полезного сигнала. Вычисление случайной ошибки измерения D_2 с помощью линейной регрессии не вполне корректно. Более надежную оценку погрешности можно сделать на основании анализа ансамбля независимых выборок.

Для малых длин выборок (1000 отсчетов и менее) определение размерности еще возможно, однако результат при этом зависит от частоты стробирования, что вносит в измерения дополнительную систематическую ошибку. Наиболее оптимальным является шаг выборки, при котором на средний период возвращения в сечение

Пуанкаре приходится 8-16 отсчетов. При выходе из этого диапазона в сторону уменьшения шага $D_2 \rightarrow 1$, в обратном случае принимает завышенные значения. Похожая закономерность наблюдалась и в численных расчетах, только с тем отличием, что при низких тактовых частотах и небольших длинах выборок корреляционный показатель монотонно возрастал с ростом размерности пространства вложения.

Для обработки данных создана программа, имеющая некоторые преимущества перед стандартными реализациями алгоритма [8], в частности, применен метод скользящих сумм [9], что позволило практически без дополнительных затрат времени производить расчет корреляционного интеграла в пространствах вложения с высокой размерностью.

Авторы выражают благодарность А.А. Куцаку за полезные дискуссии.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Курятов В.Н., Ланда П.С., Ларионцев Е.Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11. № 12. С. 1839-1847.
- [2] Круглик Г.С., Пестов Э.Г., Покровский В.Р., Куцак А.А. // ЖПС. 1970. Т. 12. № 3. С. 432-440.
- [3] Волновые и флуктуационные процессы в лазерах. / Под ред. Ю.Л. Климонтовича. М.: Наука, 1974. 416 с.
- [4] Самсон А.М., Туровец С.И. // Лазеры и оптическая нелинейность. / Под ред. П.А. Апанасевича, А.С. Рубанова. Минск, 1989. С. 36-40.
- [5] Kautz R.L., Monasor R. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 3. P. 875-889.
- [6] D'Humieres D., Beasley M.R., Huberman B.A., Libchaber A. // Phys. Rev. 1982. V. 26A. N 6. P. 3483-3496.
- [7] Лихарев К.К. Введение в динамику джозефсоновских переходов. М.: Наука, 1985. 320 с.
- [8] Grassberger P., Procaccia I. // Physica D. 1983. V. 9D, N 1. P. 198-208.
- [9] Зуйков И.Е., Кривицкий П.Г., Самсон А.М., Туровец С.И. // Тез. докл. 6 Всесоюз. конф. „Оптика лазеров“. Л., 1990. С. 11.

Институт физики
АН БССР,
Минск

Поступило в Редакцию
19 июня 1990 г.