

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373.8

**АСИММЕТРИЧНЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ГЕНЕРАЦИИ
В СИММЕТРИЧНОМ ТРЕХМОДОВОМ ТВЕРДОТЕЛЬНОМ ЛАЗЕРЕ
С ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ ГЕНЕРАЦИЕЙ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ****К. Г. Леонтьев, О. Е. Наний, И. А. Пундалева***(кафедра оптики и спектроскопии)*

В численных экспериментах с моделью симметричного трехмодового лазера, характеризующегося эквивалентностью мод, впервые обнаружены динамические режимы генерации с нарушенной симметрией мод: временная динамика одной из мод существенно отличается от временной динамики двух других мод. Установлено, что при определенных параметрах в исследованном лазере могут одновременно существовать несколько различных динамических режимов генерации, реализующихся при разных начальных условиях.

Введение

Интерес к исследованию динамики лазеров, вызванный в первое время практическими задачами управления их выходными характеристиками, не угас до настоящего времени благодаря крупным достижениям в области теории нелинейных колебаний. Лазер является очень удобным инструментом для экспериментального изучения сложных динамических режимов генерации и верификации теоретических результатов [1].

Возрождение интереса к сложным динамическим режимам генерации лазеров связано с работой [2], в которой найдено практическое применение хаотических режимов в оптической связи для целей скрытой передачи информации. Исследования в этой области [2–6] показали, что для реализации систем оптической криптографии на основе хаотических лазерных систем необходимо генерировать излучение в режиме динамического хаоса и контролировать его параметры, а также реализовать синхронизацию хаотических режимов работы передающего лазера и лазера, использующегося для декодирования информации в приемном устройстве. Одним из кандидатов на роль хаотического передающего лазера может являться многомодовый (в общем случае многоканальный) твердотельный лазер с нелинейным взаимодействием мод [7–11]. Наиболее изученным, но далеко не единственным способом реализации нелинейной связи мод является генерация суммарных частот, сопутствующая внутрирезонаторной генерации второй гармоники [7–10]. Поэтому исследования динамики генерации твердотельных лазеров с нелинейной связью мод имеют большое практическое значение. Кроме того, вопрос о возможности потери симметрии в динамике нелинейных систем очень интересен и с фундаментальной точки зрения.

Многомодовые твердотельные лазеры с внутрирезонаторной генерацией второй гармоники об-

ладают большим разнообразием режимов генерации: стационарным, нестационарным периодическим, непериодическими или хаотическими режимами [7–9, 11]. Трехмодовая модель твердотельного лазера с внутрирезонаторной генерацией второй гармоники, описываемая скоростными уравнениями с нелинейными членами, отвечающими генерации вторых гармоник и суммарных частот, является простейшей моделью твердотельного лазера, в которой описывается возникновение хаотических режимов генерации при отсутствии внешней модуляции [7, 8].

В работе [8] в такой модели обнаружены стационарные периодические режимы генерации последовательностей импульсов излучения трех мод, сдвинутых относительно друг друга на 1/3 периода временной огибающей каждой из мод. Этот режим реализуется в виде двух различных стабильных последовательностей мод, отличающихся лишь порядком их следования. При этом формы временных огибающих выходной мощности каждой из трех мод одинаковы.

Нами в численных экспериментах с моделью трехмодового лазера обнаружены по крайней мере два асимметричных и симметричный периодические режимы генерации. В асимметричных режимах форма и период временной огибающей одной из трех мод не совпадают с формой и периодом временной огибающей двух других мод.

**Теоретическая модель и результаты
численного эксперимента**

Исследовалась следующая система нормированных уравнений:

$$\frac{dI_i}{d\tau} = \left[\left(n_i - 1 - \gamma_{ii}I_i - \sum_{j \neq i} \gamma_{ij}I_j \right) I_i \right] G_i,$$

$$\frac{dn_i}{d\tau} = \alpha_i - n_i \left(1 + I_i + \sum_{j \neq i} \xi_{ij} I_j \right), \quad (1)$$

где I_i — нормированные мощности мод; i, j — номера мод, $i, j = 1, 2, 3$; n_i — нормированные коэффициенты усиления; $G = T_1/\tau$, T_1 — время релаксации инверсной населенности; τ — время затухания поля; α_i — превышение накачки над порогом; ξ_{ij} — коэффициенты кросснасыщения; γ — коэффициент нелинейного взаимодействия мод в предположении неэквидистантности каналов генерации, обусловленного генерацией вторых гармоник (при $i = j$) и генерацией суммарных частот (при $i \neq j$).

Уравнения (1) можно получить из системы (1) работы [11] введением членов, учитывающих нелинейное взаимодействие при генерации гармоник и суммарных частот, либо из уравнений, использованных в работах [7, 8], соответствующей перенормировкой параметров. Как и авторы работы [8], мы рассмотрели случай, характеризующийся эквивалентностью всех трех генерируемых мод, т. е. положили

$$\begin{aligned} \alpha_i &= \alpha, & G_i &= G, \\ \gamma_{ii} &= \gamma, & \gamma_{ij} &= 2\gamma, & \xi_{ij} &= \xi \quad (i \neq j). \end{aligned} \quad (2)$$

Во всех описываемых нами в статье численных экспериментах были выбраны и зафиксированы параметры $\alpha = 16$, $\gamma = 0.0003(3)$. Значение коэффициента нелинейного взаимодействия мод γ выбрано типичным для непрерывных твердотельных лазеров на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом и внутривибрационной генерацией второй гармоники. Значение превышения накачки над порогом α выбрано таким, при котором асимметричный периодический режим генерации наблюдается в наиболее широких областях изменения других параметров.

Начальные значения для нормированных мощностей и коэффициентов усиления локализованы в области

$$1 < I_i < 40, \quad 0.90 < n_i < 1.05, \quad i = 1 \div 3. \quad (3)$$

Асимметричные периодические режимы генерации первого типа обнаружены при следующих параметрах G и ξ :

$55\,000 < G < 60\,000$,	$0.62 < \xi < 0.65$;
$60\,000 < G < 72\,000$,	$0.61 < \xi < 0.65$;
$72\,000 < G < 80\,000$,	$0.58 < \xi < 0.64$;
$80\,000 < G < 90\,000$,	$0.57 < \xi < 0.64$;
$90\,000 < G < 105\,000$,	$0.56 < \xi < 0.59$;
$95\,000 < G < 105\,000$,	$0.55 < \xi < 0.59$.

Проводились серии экспериментов с равномерным случайным бросанием точек в области (3), которые не выявили других режимов генерации в этой области.

Характерная форма временных огибающих мощностей трех мод на основной частоте приведена на рис. 1. Как видно из рисунка, форма временной огибающей первой моды существенно отличается от формы временных огибающих второго и третьего каналов отсутствием в нем «вторичного» пика, сопровождающего основной пикок. Кроме того, период следования пиков первого канала в два раза меньше периода следования пиков второго и третьего каналов. Как видно из временных реализаций, пички выделенной моды сменяют пички каждой из двух других мод, поэтому период следования пиков выделенной моды вдвое меньше периодов следования пиков других мод. На рис. 2 приведены фазовые траектории в пространстве нормированных мощностей. Как видно из фазовых траекторий, в пространстве мощностей мод траектория движения в асимметричном режиме расположена практически в двух плоскостях.

В зависимости от начальных условий в области существования периодических режимов генерации были получены три различные реализации этих режимов, отличающихся номером выделенного канала. Напомним, что в области симметричного периодического режима ранее также была обнаружена возможность неоднозначной реализации периодического режима со сменой мод [8]. Однако в ранее обнаруженном режиме генерации динамические характеристики мод были эквивалентны,

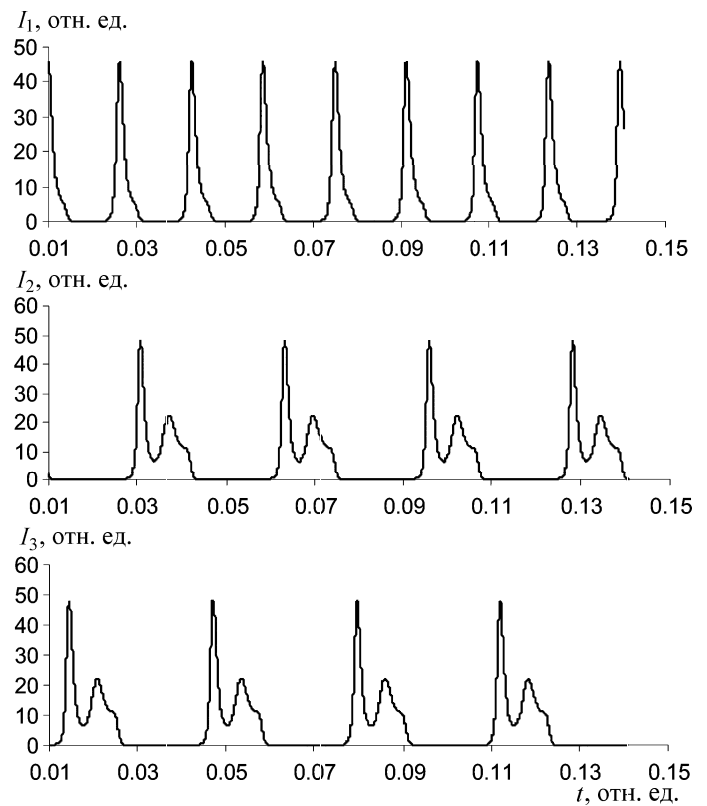


Рис. 1. Асимметричный периодический режим первого типа. Параметры лазера: $G = 72\,000$, $\xi = 0.6300$; начальные условия: $I_1 = 13.0415562969516$, $I_2 = 0.59269077820101$, $I_3 = 9.75178781160071$, $n_1 = 1.02855607651126$, $n_2 = 1.01925565620057$, $n_3 = 1.00593033852456$

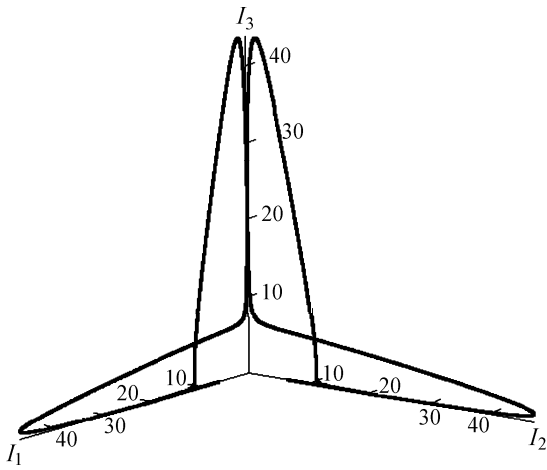


Рис. 2. Орбита асимметричного режима первого типа в пространстве нормированных мощностей

т.е. совпадали формы временных огибающих мод и период их следования, и возможны были всего две реализации периодического режима, отличающиеся только последовательностью появления импульсов разных мод — прямая последовательность и обратная последовательность.

За пределами области устойчивости периодических режимов с нарушенной симметрией мод при изменении ξ от 0.58 до 0.59 ($G = 72\,000$) наблюдалась типичная для перемежаемости смена областей квазипериодических асимметричных временных огибающих мод (участки ламинарного течения) с областями хаотических временных огибающих (участки турбулентного течения), причем номер выделенной моды изменялся от области к области. Аналогичная долговременная временная динамика наблюдается и вблизи другой границы устойчивости асимметричного периодического режима при значениях ξ от 0.65 до 0.67.

Симметричный периодический режим, аналогичный исследованному в работе [8], наблюдался нами в области значений коэффициентов кросснасыщения ξ менее 0.52 ($G = 72\,000$), который при росте ξ до 0.57 переходит в хаос через перемежаемость.

При значениях коэффициентов G от 19 000 до 21 000 и ξ от 0.6800 до 0.7660 были обнаружены области многозначных динамических режимов генерации, т.е. при одинаковых параметрах системы в зависимости от начальных условий могут реализоваться режимы с существенно различными динамическими характеристиками.

В ходе численных расчетов исследовалась эволюция поведения системы при изменении параметра ξ от 0.6800 до 0.7660. Для установления факта однозначности или неоднозначности реализующегося динамического поведения, как и в других областях значений параметров, проводились множественные эксперименты с различными начальными условиями.

При $\xi = 0.670$ и начальных условиях (3) в системе присутствует только периодический симметричный режим, обнаруженный в [8]. При увеличении ξ до граничного значения $\xi = 0.69$ сразу для всего мно-

жества начальных значений наблюдается удвоение периода исходного симметричного периодического режима.

В области значений ξ от 0.740 до 0.750 в системе устанавливаются только асимметричные периодические режимы второго типа, которые могут отличаться только номером выделенной моды (рис. 3, 4). Массовые эксперименты со случайным бросанием точек в множестве начальных условий (3) не обнаружили при этих значениях параметров других режимов.

В асимметричных периодических режимах второго типа (рис. 3) период колебаний второй и третьей

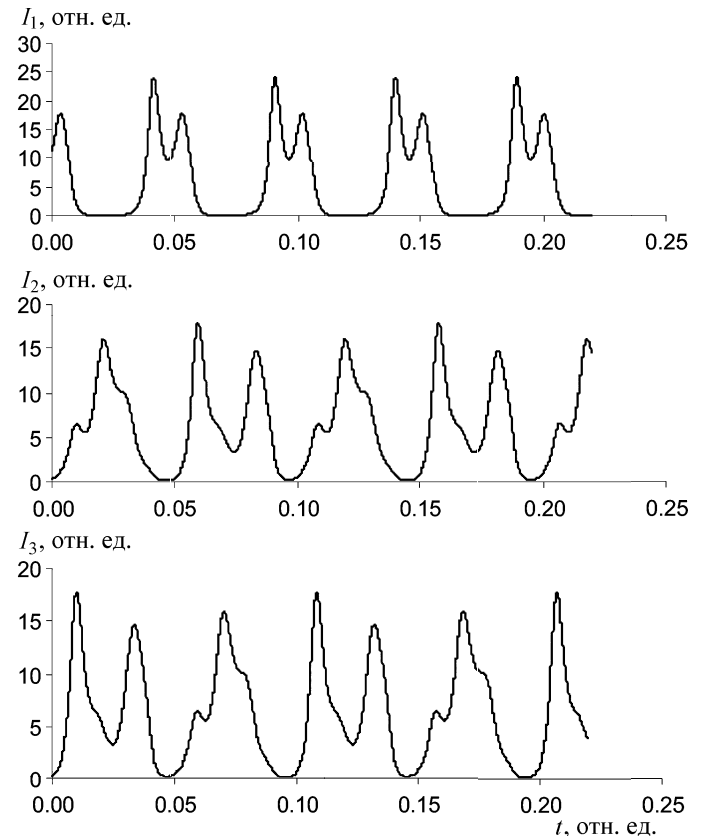


Рис. 3. Асимметричный периодический режим второго типа при $G = 20\,000$, $\xi = 0.7400$

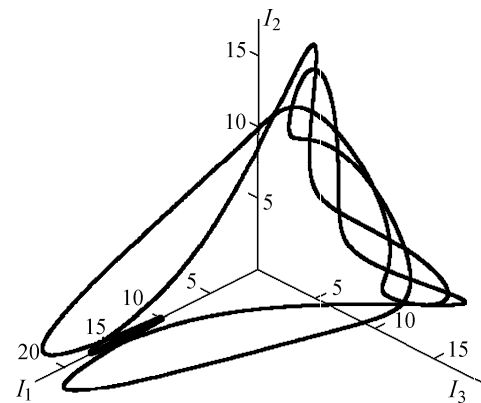


Рис. 4. Орбита асимметричного периодического режима второго типа в пространстве нормированных мощностей

мод в два раза больше периода колебаний интенсивности первой моды, при этом колебания второй и третьей мод происходят в противофазе.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе впервые обнаружены в численном эксперименте асимметричные режимы генерации в симметричном трехмодовом твердотельном лазере и исследованы сценарии их возникновения и перехода к хаосу. Асимметричные периодические режимы генерации первого типа (см. рис. 1, 2) возникают при росте параметра кросс-насыщения из хаотического режима через область режима перемежаемости с асимметричной ламинарной фазой, а режимы второго типа (см. рис. 3, 4) — из симметричного режима с удвоенным периодом. Суммируя все сказанное, мы можем определенно утверждать: потеря симметрии мод в реальном «почти» симметричном лазере с внутрирезонаторной генерацией второй гармоники не обязательно связана с асимметрией его структурных параметров, а может быть внутренним свойством «идеализированного» симметричного лазера. Численные эксперименты показали устойчивость обнаруженных режимов генерации по отношению к шумам и неустойчивостям параметров лазера.

Параметры, использовавшиеся в численном эксперименте, вполне реализуемы в твердотельном лазере на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом. Современные твердотельные лазеры с полупроводниковой накачкой обладают исключительно низким порогом генерации [12], что с учетом повышения мощности полупроводниковых лазеров позволяет получать большие значения превышения накачки

над порогом. Оценки показывают, что превышение накачки над порогом α_i может достигать величин от нескольких десятков до сотен и более: пороги генерации миниатюрных чип-лазеров составляют от единиц до нескольких десятков милливатт, а максимальные мощности самых рядовых полупроводниковых лазеров для их накачки лежат в диапазоне от сотен милливатт до десятков ватт [13].

Литература

1. Ханин Я.И. Основы динамики лазеров. М., 1999.
2. Colet P., Roy R. // Optics Lett. 1994. **19**. P. 2056.
3. Van Wiggeren G.D., Roy R. // Science. 1998. **279**. P. 1198.
4. Goodgebuier J.P., Larger L., Porte H. // Phys. Rev. Letters. 1998. **80**. P. 2249.
5. Напартович А.П., Сухарев А.Г. // ЖЭТФ. 1999. **115**. С. 1593.
6. Напартович А.П., Сухарев А.Г. // Квант. электроника. 2001. **31**. С. 147.
7. Bayer T.J. // Opt. Soc. Am. 1986. **B3**. P. 1175.
8. James G.E., Harrel E.M., Roy R. // Phys. Rev. 1990. **A41**. P. 2778.
9. Наний О.Е., Палеев М.Р. // Квант. электроника. 1993. **20**. С. 699.
10. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. М., 1982.
11. Наний О.Е. // Квант. электроника. 1996. **23**. С. 17.
12. Кравцов Н.В., Наний О.Е. // Квант. электроника. 1993. **20**. С. 322.
13. Дьяконов Ю.Г., Амбарцумян М.А., Белоногова Е.К., Мирошниченко Т.Н. // Лазерные новости. 2000. № 1–2. С. 3.

Поступила в редакцию
17.11.04