

# Управление параметрами излучения твердотельного лазера с внутррезонаторным удвоением частоты при помощи оптоэлектронной обратной связи

П.А.Хандохин, В.Г.Жислина

*Предложен метод подавления хаотических осцилляций в лазере с внутррезонаторным удвоением частоты, разработанный в рамках балансной модели биполяризационного твердотельного лазера. Показано, что введение оптоэлектронной обратной связи приводит либо к стабилизации системы в стационарном состоянии, либо к установлению квазисинусоидальных колебаний с постоянной амплитудой.*

**Ключевые слова:** обратная связь, управление параметрами излучения лазера, внутррезонаторное удвоение частоты.

## 1. Введение

Развитие технической базы квантовой электроники – совершенствование старых и появление новых лазеров (твердотельные лазеры с полупроводниковой накачкой, лазеры с внутррезонаторным удвоением частоты), а также востребованность подобных лазеров в различных областях техники и медицины [1–4] вызывают необходимость дальнейшего развития теории нелинейной динамики с целью получения рекомендаций по улучшению характеристик таких устройств. Наиболее важным с практической точки зрения является вопрос о стабилизации параметров лазерного излучения при обеспечении максимальной мощности излучения, например во второй гармонике при внутррезонаторном удвоении частоты. Различают два типа фазового синхронизма волн при нелинейном преобразовании частоты [5]. При фазовом синхронизме первого типа в преобразовании во вторую гармонику участвуют волны одинаковой поляризации. При фазовом синхронизме второго типа, рассматриваемом в данной работе, в процессе преобразования частоты участвуют волны с ортогональными поляризациями. При многомодовой генерации возможны процессы как удвоения частоты (излучение каждой моды преобразуется во вторую гармонику), так и суммирования частот (попарное взаимодействие мод приводит к их преобразованию в излучение на суммарной частоте).

Хорошо известно [6, 7], что при внутррезонаторном преобразовании частоты, как правило, наблюдается хаотическое поведение интенсивностей излучения со стопроцентной глубиной модуляции как на основной, так и на преобразованной гармонике. Это обусловлено тем, что процесс внутррезонаторного преобразования частоты излучения во вторую гармонику выступает как мощный, возмущающий стационарное состояние системы фактор.

В то же время отличительной особенностью твердотельных лазеров является то, что время релаксации инверсии населенности значительно больше времени затухания поля в резонаторе. Это приводит к появлению релаксационных колебаний, определяющих высокую резонансную чувствительность лазера к различным возмущениям стационарного состояния [8].

На динамическое поведение таких лазеров и, следовательно, на спектр релаксационных колебаний оказывает влияние характер межмодового взаимодействия. Существуют два типа нелинейного взаимодействия между модами в активной среде лазера: чисто энергетическое (через насыщение активной среды полями отдельных мод) и фазочувствительное (через рассеяние полей мод на индуцированных ими колебаниях инверсии) [9, 10]. Балансные модели, учитывающие только первый тип взаимодействия мод, хорошо описывают поведение многомодовых лазеров с резонатором Фабри–Перо. Отсутствие анизотропии потерь для мод с ортогональными поляризациями приводит к возможности совместной генерации на этих модах. В этом случае взаимодействие ортогонально поляризованных мод с активной средой ведет к поляризационному выжиганию инверсии населенностей и, как следствие, к появлению, наряду с хорошо известными релаксационными колебаниями в многомодовых лазерах [9], низкочастотных релаксационных колебаний нового типа, отвечающих за противофазную динамику ортогонально поляризованных мод, – назовем их поляризационными релаксационными колебаниями. Исследования показали, что определяющим фактором динамического поведения биполяризационных лазеров является коллективное взаимодействие всех продольных мод одной поляризации с полным ансамблем мод ортогональной поляризации [6–8]. Поэтому все созданные до настоящего времени модели поляризационного взаимодействия были двухмодовыми, т. е. представляли поле в виде двух мод с одинаковыми или различными продольными индексами и ортогональными поляризациями.

В работе [8], посвященной твердотельному лазеру с внутррезонаторным удвоением частоты с фазовым синхронизмом второго типа, было экспериментально продемонстрировано, что при увеличении эффективности не-

П.А.Хандохин, В.Г.Жислина. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: khando@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 25 августа 2006 г., после доработки – 5 февраля 2007 г.

линейного преобразования стационарный режим теряет устойчивость через бифуркацию Хопфа на частоте поляризационного релаксационного колебания.

Среди существующих работ по стабилизации стационарного состояния лазеров можно выделить ряд теоретических и экспериментальных работ, например [9–11], в которых предлагается оптоэлектронная обратная связь, управляющая током лазерного диода и пропорциональная либо отклонением интенсивностей мод от стационарных, либо производным от интенсивностей мод по времени. Основное достоинство обратной связи такого типа заключается в отсутствии влияния на стационарное состояние системы. Кроме того, подобная обратная связь легко реализуется на практике.

В настоящей работе представлены результаты теоретических поисков путей расширения области стационарной генерации биполяризационного лазера с помощью методов оптоэлектронной обратной связи, управляющей либо током лазерного диода (лазера накачки), либо потерями внутри резонатора. Для модуляции накачки предлагается использовать хорошо зарекомендовавшую себя обратную связь, пропорциональную производной от суммарной интенсивности излучения либо производной от интенсивности излучения слабой поляризационной моды, а для модуляции потерь – обратную связь, пропорциональную интенсивности излучения одной из поляризационных мод.

## 2. Модель биполяризационного лазера

Основные черты динамического поведения лазера можно описать следующей системой безразмерных балансных уравнений, в которой учитывается угловое (поляризационное) выжигание инверсии населенности:

$$\frac{dI_1}{d\tau} = \dot{I}_1 = G(N_0 + N_c - I_1 - \varepsilon I_2)I_1, \quad (1a)$$

$$\frac{dI_2}{d\tau} = \dot{I}_2 = G(N_0 - N_c - I_2 - \varepsilon I_1)I_2, \quad (1б)$$

$$\frac{dN_0}{d\tau} = \dot{N}_0 = A_0 - (1 + I_1 + I_2)N_0 - (I_1 - I_2)N_c, \quad (1в)$$

$$\frac{dN_c}{d\tau} = \dot{N}_c = A_c - (1 + I_1 + I_2)N_c - \frac{1}{2}(I_1 - I_2)N_0, \quad (1г)$$

где  $\tau = t/T_1$  – безразмерное время, нормированное на время релаксации инверсии населенностей  $T_1$ ;  $I_{1,2}$  – интенсивности поляризованных мод, нормированные на интенсивность поля насыщения;  $N_0$  и  $A_0$  – однородные по углу и продольной координате компоненты инверсии населенностей и накачки соответственно ( $N_0$  нормировано на инверсию населенностей в отсутствие генерации лазера,  $A_0$  – на пороговую интенсивность накачки);

$$N_c = \frac{1}{2\pi L} \int_0^L \int_0^{2\pi} N(\psi) \cos 2\psi d\psi dz,$$

$$A_c = \frac{1}{2\pi L} \int_0^L \int_0^{2\pi} A(\psi) \cos 2\psi d\psi dz$$

– однородные по пространству угловые косинусные гармоники инверсии населенностей и накачки;  $L$  – длина резонатора;  $G = T_1/T_c$ ;  $T_c$  – время релаксации поля в резонаторе;  $I_{1,2}$  – параметры анизотропии потерь в резонаторе (в изотропном случае  $I_{1,2} = 1$ );  $\varepsilon$  – коэффициент нелинейного преобразования излучения основной гармоники в излучение второй гармоники, пропорциональный отношению интенсивности выходного излучения второй гармоники к произведению интенсивностей взаимодействующих мод.

Система уравнений (1) легко получается из модели продольно-одномодового биполяризационного лазера [10], если в ней пренебречь всеми членами, содержащими фазы поляризационных мод и ввести слагаемое, представляющее собой нелинейные потери при преобразовании во вторую гармонику. В работе [10] показано, что для линейно поляризованного излучения лазера накачки выражение для  $A_c$  имеет вид

$$A_c = A_0 \frac{(1+b)^{1/2} - 1}{b} \cos 2\psi_p,$$

$b = E_p^2 T_p \tau_2 \mu_p^2 / h^2$  – параметр насыщения активной среды излучением накачки;  $E_p^2$  – интенсивность излучения накачки;  $\tau_2^{-1}$  – скорость безызлучательной релаксации с верхнего уровня поглощения;  $\mu_p$  – дипольный момент линии поглощения;  $T_p$  – полуширина линии поглощения;  $h$  – постоянная Планка. Параметр  $\psi_p$  определяет ориентацию поляризации накачки по отношению к ориентации одной из собственных поляризационных мод лазера. Изменяя  $\psi_p$ , можно управлять соотношением интенсивностей поляризованных мод.

Линейный анализ системы уравнений (1) приводит к характеристическому уравнению четвертого порядка, имеющему две пары комплексно-сопряженных корней:  $\lambda_{1,2} = \delta_1 \pm i\Omega_1$  и  $\lambda_{3,4} = \delta_2 \pm i\Omega_2$ . Мнимые части комплексно-сопряженных корней – частоты релаксационных колебаний  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  с декрементами затухания, равными действительным частям  $\delta_1$  и  $\delta_2$ . Первая пара корней описывает хорошо известные в динамике твердотельных лазеров синфазные релаксационные колебания, вторая – низкочастотные релаксационные колебания, отвечающие за противофазную динамику поляризованных мод лазера.

На рис.1 показано поведение частот  $\Omega_1$ ,  $\Omega_2$  и декрементов  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  релаксационных колебаний, а также интенсивностей (отдельных поляризованных мод и суммарного излучения) при изменении параметра эффективности нелинейного преобразования излучения во вторую гармонику  $\varepsilon$ . Сплошные линии соответствуют зависимостям в отсутствие обратной связи. Видно возникновение неустойчивости через бифуркацию Хопфа на частоте поляризационного релаксационного колебания  $\Omega_2$ : в точке  $\varepsilon = \varepsilon_{cr}^0$  происходит смена знака  $\delta_2$ , где  $\varepsilon_{cr}^0$  – критическое значение параметра  $\varepsilon$  в отсутствие обратной связи. В области  $\varepsilon > \varepsilon_{cr}^0$  вблизи границы неустойчивости (рис.1,а) показано поведение частоты автомодуляционных колебаний  $\Omega_{mod}$ . На рис.1,б продемонстрировано поведение максимальных и минимальных значений суммарной интенсивности излучения  $I_{tot}$ , а также интенсивностей отдельных мод  $I_1$  и  $I_2$  в области неустойчивости. Из рис.1 можно заключить, что вблизи границы неустойчивости возбуждаются незатухающие колебания интенсивностей поляризованных мод.

В глубине области неустойчивости развиваются хаотические колебания интенсивностей мод. Этот процесс в отсутствие обратной связи иллюстрирует рис.2, где при-

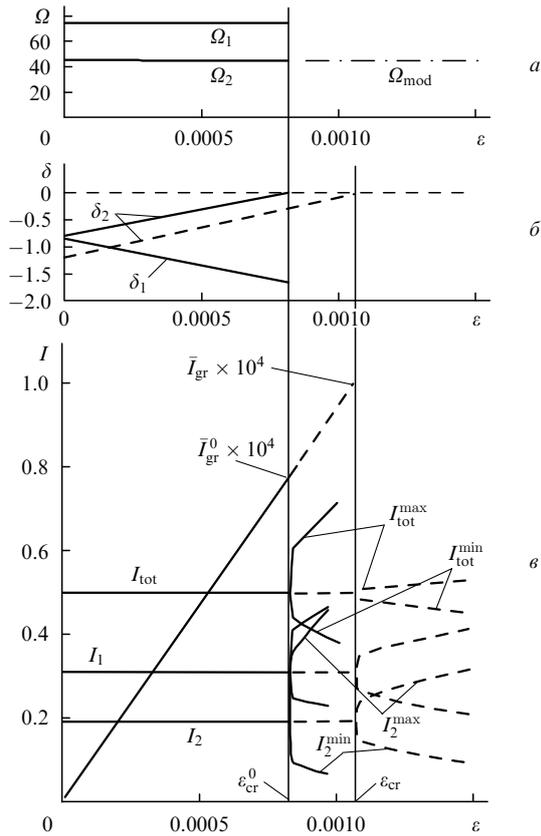


Рис.1. Поведение частот  $\Omega_1$ ,  $\Omega_2$  (а) и декрементов  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  (б) релаксационных колебаний, а также интенсивностей продольных мод и их суммы (в) при изменении параметра эффективности нелинейного преобразования излучения во вторую гармонику  $\epsilon$  в отсутствие (сплошные линии) и при наличии (штриховые линии) обратной связи. Параметры системы:  $f_2 = 0.01$ ,  $A = 1.5$ ,  $G = 10000$ ,  $b = 0.5$ ,  $\psi_p = 25^\circ$ . Непомеченные линии на рис.1,в относятся к моде с интенсивностью  $I_1$ .

ведены передаточные функции интенсивностей отдельных мод и их суммарной интенсивности при  $\epsilon = 0$  (отсутствие преобразования во вторую гармонику и неустойчивости) (рис.2,а) и  $\epsilon = \epsilon_{cr}^0 + \xi$ , где  $\xi \ll \epsilon_{cr}^0$  (небольшое превышение критического значения коэффициента нелинейного преобразования, раскачка низкочастотного колебания) (рис.2,б). На рис.2,в при  $\epsilon \gg \epsilon_{cr}^0$  (существенное превышение критического значения  $\epsilon$ , хаос) показана только передаточная функция суммарной интенсивности, т. к. в области хаоса она полностью аналогична передаточным функциям отдельных мод.

С целью увеличения области стабильной генерации при внутриврезонаторном преобразовании частоты и подавления хаотической генерации в систему уравнений (1) вводилась оптоэлектронная обратная связь одного из двух типов – модуляция параметра накачки  $A_0$  или модуляция потерь каждой моды  $I_{1,2}$ . Расчет проводился путем численного интегрирования методом Рунге – Кутты системы уравнений (1) с введенной туда обратной связью.

### 2.1. Управление параметром накачки

Оптоэлектронная обратная связь, обеспечивающая управление параметром накачки (управление током лазерного диода) и пропорциональная производным от интенсивностей поляризационных мод, вводится в систему уравнений (1) следующим образом:

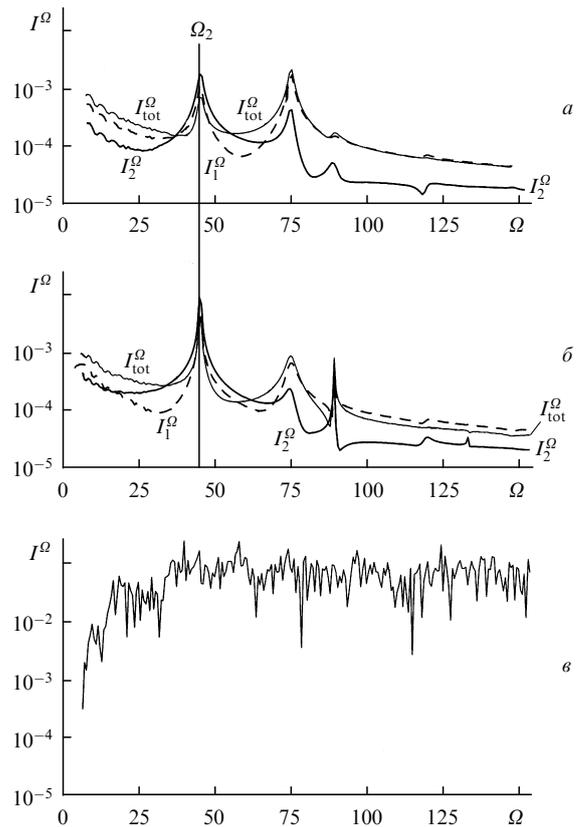


Рис.2. Передаточные функции интенсивностей отдельных мод  $I_1^\Omega$  и  $I_2^\Omega$ , а также их суммарной интенсивности  $I_{tot}^\Omega$  в отсутствие обратной связи при параметре эффективности нелинейного преобразования излучения во вторую гармонику  $\epsilon = 0$  (а), 0.00085 (б) и 0.009 (в). Параметры системы:  $A = 1.5$ ,  $G = 10000$ ,  $b = 0.5$ ,  $\psi_p = 0$ ,  $\epsilon_{cr}^0 = 0.0082$ .

$$A_0 = A(1 - f_1 \dot{I}_1 - f_2 \dot{I}_2).$$

Здесь  $f_{1,2}$  – коэффициенты обратной связи. Если один из этих коэффициентов равен нулю, то говорят о селективной обратной связи по какой-либо поляризационной моде: по сильной моде при  $f_2 = 0$  и по слабой поляризационной моде при  $f_1 = 0$ . В случае равенства этих коэффициентов между собой говорят об обратной связи по суммарной интенсивности:  $f_1 = f_2 \equiv f_{tot}$ . И наконец, если оба коэффициента отличны от нуля и изменяются независимо друг от друга, то можно говорить о введении комбинированной обратной связи [9, 12]. Исследования показывают, что введение обратной связи по суммарной интенсивности ( $f_{tot} > 0$ ) либо по слабой моде ( $f_1 = 0, f_2 > 0$ ) приводит к расширению области стационарной генерации по сравнению с данными, полученными в отсутствие обратной связи. Использование в формировании обратной связи сильной моды с любым знаком не приводит к стабилизации, а, напротив, способствует нарастанию неустойчивости.

На рис.1,б,в штриховые линии показывают поведение декрементов релаксационных колебаний и суммарной интенсивности излучения при обратной связи по суммарной интенсивности. Видно, что обратная связь вызывает смещение области неустойчивости вправо – в сторону увеличения коэффициента нелинейного преобразования. Кроме того, в области неустойчивости наличие обратной связи приводит к значительному уменьшению глубины модуляции и делает этот режим регулярным.

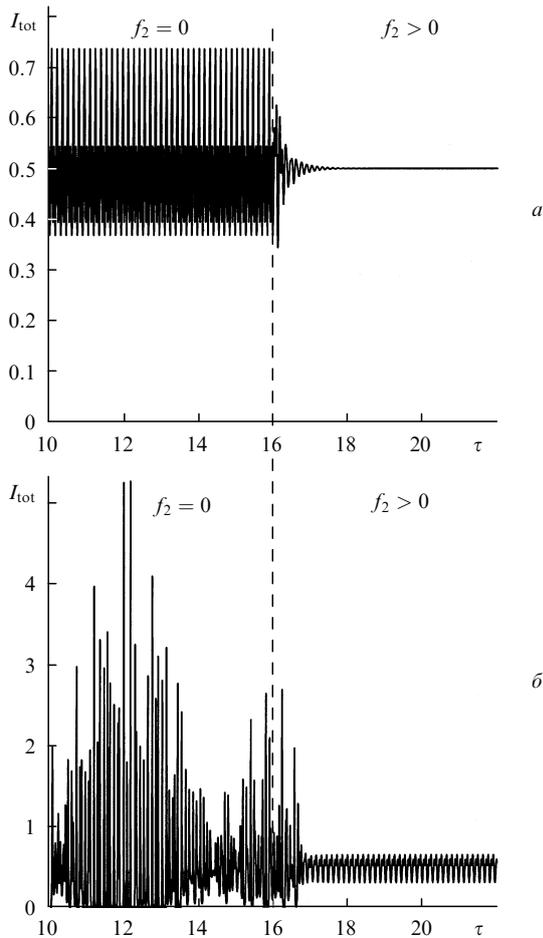


Рис.3. Интенсивность суммарного излучения при  $\epsilon = 2\epsilon_{cr}$  (а) и  $8\epsilon_{cr}$  (б) до и после введения обратной связи по слабой моде. Параметры системы:  $A = 1.5, G = 10000, b = 0.5, \psi_p = 0$ .

На рис.3 приведены интенсивности суммарного излучения при небольшом (рис.3,а) и значительном (рис.3,б) превышениях  $\epsilon$  порога неустойчивости (т. е.  $\epsilon_{cr}$ ) до и после введения обратной связи по слабой моде. Поведение системы при тех же параметрах, что и для рис.2, но при введении обратной связи по суммарной интенсивности в целом аналогично ее поведению в случае обратной связи по слабой моде. Однако обратная связь по суммарной интенсивности оказывается менее эффективной, чем по слабой моде, а именно достижимая область стационарной генерации (максимальный коэффициент нелинейного преобразования  $\epsilon$ ) в случае обратной связи по суммарной интенсивности меньше; кроме того, возникновение автомодуляционного режима происходит при более высоких коэффициентах обратной связи.

На рис.1,б также изображена зависимость интенсивности излучения на удвоенной частоте  $I_{gr} = \epsilon I_2 I_1$  в режиме стационарной генерации. Эта зависимость ярко демонстрирует увеличение стационарной интенсивности  $I_{gr}$  при введении оптоэлектронной обратной связи:  $\bar{I}_{gr}^0 < \bar{I}_{gr}$ , где  $\bar{I}_{gr}^0$  и  $\bar{I}_{gr}$  – максимальные значения интенсивности  $I_{gr}$  при заданном наборе параметров системы в отсутствие обратной связи и при ее наличии соответственно. Исследование показывает, что при прочих равных условиях интенсивность стационарного излучения второй гармоники при обратной связи по слабой моде больше, чем при обратной связи по суммарной интенсивности. Это можно объяснить тем, что в суммарное излучение входит не

только слабая, но и сильная мода, селективное использование которой приводит не к подавлению низкочастотного колебания, отвечающего за неустойчивость, а, напротив, к его раскачке (росту). Такой эффект обусловлен совпадением фаз малых колебаний в области частот обоих релаксационных колебаний в сильной моде в отличие от слабой моды, где низкочастотные и высокочастотные колебания находятся в противофазе [13].

Описанные результаты согласуются с полученными ранее результатами изучения влияния обратной связи по накачке в двухмодовом лазере без удвоения частоты ( $\epsilon = 0$ ) [13]. В этом случае подавление также достигается при обратной связи, пропорциональной производной от суммарной интенсивности мод, более слабое подавление возможно при обратной связи, пропорциональной производной от интенсивности слабой моды, и невозможно при использовании сильной.

На рис.4 приведены зависимости глубины модуляции суммарной интенсивности излучения

$$\mu_{tot} = \frac{I_{tot}^{max} - I_{tot}^{min}}{I_{tot}^{max} + I_{tot}^{min}}$$

от коэффициента нелинейного преобразования  $\epsilon$  в отсутствие обратной связи (рис.4, кривая 1) и при наличии обратной связи по суммарной интенсивности (рис.4, кривая 2) и по слабой моде (рис.4, кривые 3 и 4). Эти зависимости четко демонстрируют более высокую эффективность обратной связи по слабой моде. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать только обратную связь по слабой моде ( $f_1 = 0, f_2 > 0$ ).

Как известно из предыдущих работ [7, 8, 10], изменение ориентации поляризации накачки  $\psi_p$  приводит к изменению соотношения интенсивностей поляризационных мод  $I_1^0$  и  $I_2^0$  в отсутствие обратной связи. В этом случае при внутррезонаторном удвоении частоты меняются границы неустойчивости ( $\epsilon_{cr}, f_2^{cr}$ ), разделяющие области стационарной генерации и области неустойчивости. На рис.5 кривая 3, описываемая выражением

$$\bar{I}_{gr}(\epsilon_{cr}, f_2^{cr}, \psi_p) = \epsilon_{cr}(f_2^{cr}, \psi_p) I_1(\psi_p) I_2(\psi_p),$$

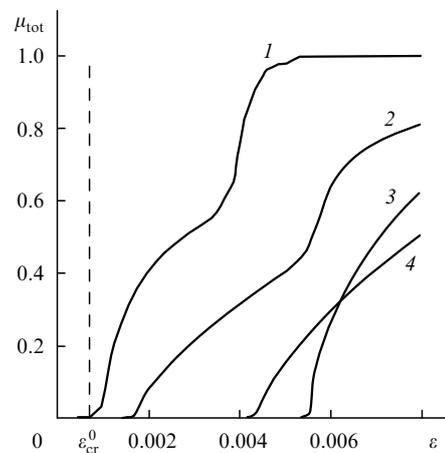


Рис.4. Зависимости глубины модуляции суммарной интенсивности  $\mu_{tot}$  от  $\epsilon$  в отсутствие обратной связи ( $f_1 = f_2 = 0$ ) (1), а также при наличии обратной связи по суммарной интенсивности ( $f_1 = f_2 = 0.005$ ) (2) и по слабой моде при  $f_1 = 0, f_2 = 0.005$  (3) и  $f_1 = 0, f_2 = 0.02$  (4). Параметры системы:  $A = 1.5, G = 10000, b = 0.5, \psi_p = 0$ .

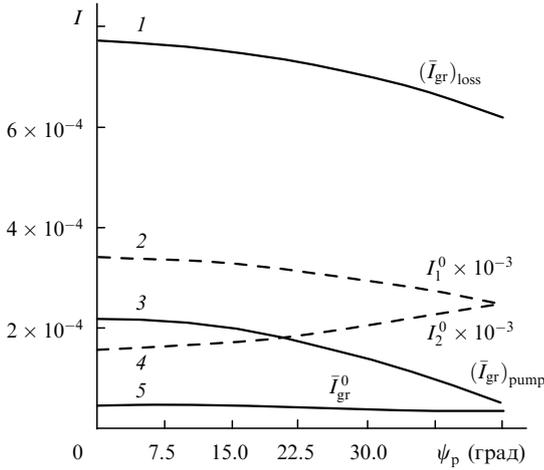


Рис.5. Зависимости от  $\psi_p$  максимально достижимых интенсивностей генерации на удвоенной частоте в случае обратной связи по слабой моде при модуляции потерь (1), при модуляции накачки (3) и в отсутствие обратной связи (5), а также интенсивностей поляризационных мод  $I_1^0$  (2) и  $I_2^0$  (4) в отсутствие обратной связи. Параметры системы:  $A = 1.5, G = 10000, b = 0.5$ .

показывает поведение максимально достижимой интенсивности излучения на удвоенной частоте (на границе устойчивости стационарного режима) при обратной связи по накачке в зависимости от параметра  $\psi_p$ . Видно, что максимальное значение  $(\bar{I}_{gr})_{pump}$  достигается при  $\psi_p = 0$ , что соответствует максимальной разности интенсивностей мод, а минимальное – при  $\psi_p = 45^\circ$ , что соответствует модам равной интенсивности. Для сравнения на рис.5 приведена зависимость от  $\psi_p$  максимально достижимой интенсивности на удвоенной частоте в отсутствие обратной связи  $\bar{I}_{gr}^0$ .

Бифуркационная диаграмма на рис.6 подытоживает исследование влияния на поведение системы параметров  $\epsilon$  и  $f_2$ . Плоскость  $\epsilon f_2$  разбивается на три области: стационарной генерации (I), автомодуляционных (II) и хаотических (III) колебаний. Граница области устойчивости при фиксированном соотношении интенсивностей мод (определяемом углом  $\psi_p$ ) зависит как от коэффициента нелинейного преобразования  $\epsilon$ , так и от коэффициента об-

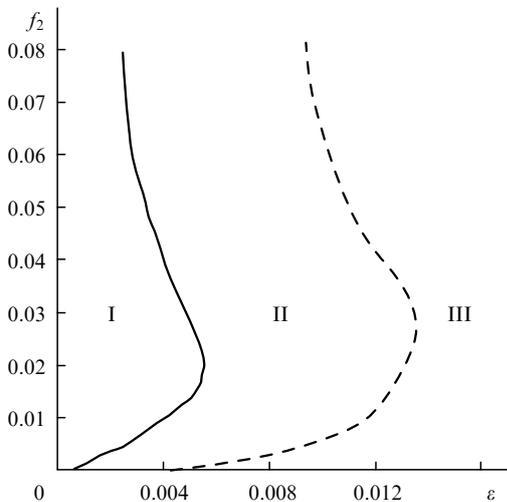


Рис.6. Бифуркационная диаграмма: области устойчивости (I), автомодуляционных колебаний (II) и хаоса (III) на плоскости  $\epsilon f_2$  при обратной связи по слабой моде. Параметры системы:  $A = 1.5, G = 10000, b = 0.5, \psi_p = 0$ .

ратной связи  $f_2$ . Граница между областями II и III несколько условная, поскольку о хаотизации поведения системы судили только по временным реализациям и спектрам мощности: появление нерегулярности и широкой шумовой составляющей в спектре мощности позволяло говорить о переходе в область хаотических колебаний.

### 2.2. Модуляция потерь

Как показывает приведенное исследование воздействия оптоэлектронной обратной связи по накачке на систему (см. рис.5), возможно примерно четырехкратное увеличение стационарной интенсивности на второй гармонике. Однако большей эффективности подавления неустойчивости можно достичь при использовании обратной связи другого типа, осуществляемой с помощью модуляции потерь. Стабилизация процесса в стационарном состоянии достигается введением противофазной модуляции потерь в обеих модах, пропорциональной интенсивности одной из мод. В системе уравнений (1) это описывается как

$$I_1 = 1 + F, \quad I_2 = 1 - F,$$

где

$$F = -f_1 I_1 \text{ или } F = f_2 I_2, \quad f_{1,2} \geq \epsilon - \epsilon_{cr}^0, \quad (2)$$

где  $\epsilon_{cr}^0$  соответствует границе неустойчивости в отсутствие обратной связи.

Такой вид обратной связи обусловлен простейшими теоретическими выкладками: в результате нелинейного внутризонального преобразования излучения во вторую гармонику (описываемого параметром  $\epsilon$ ), неустойчивость возникает прежде всего в сильной моде, чье поведение описывается уравнением (1а), содержащим слагаемое в круглых скобках  $-\epsilon I_2$ , которое отвечает за нелинейность, приводящую к возникновению неустойчивости. Поэтому необходимо компенсировать действие этого слагаемого с помощью обратной связи вида  $+\epsilon I_2$  и при этом не вызвать неустойчивости в слабой моде, для чего в уравнение (1б) вводится обратная связь вида  $-\epsilon I_2$ .

На рис.7 и 8 приведены результаты введения модуляции потерь, описываемой выражением (2), в систему уравнений (1). А именно, на рис.7 показаны интенсивности суммарного излучения при небольшом (рис.7,а) и значительном (рис.7,б) превышении  $\epsilon$  критического значения до и после введения обратной связи по модуляции потерь. Бифуркационная диаграмма на плоскости  $\epsilon f_2$  представлена на рис.8. Из рис.7, 8 видно, что по сравнению с модуляцией накачки данный метод является более эффективным не только вследствие уменьшения коэффициента обратной связи, необходимого для стабилизации, но и вследствие принципиально нового результата – достижения стабильной генерации при больших коэффициентах нелинейного преобразования.

Надо отметить, что подобная обратная связь, пропорциональная интенсивности слабой моды (а не производной от интенсивности, как в случае обратной связи по накачке), приводит к небольшому изменению стационарного состояния системы, но позволяет стабилизировать систему в этом новом стационарном состоянии при более высоких коэффициентах нелинейного преобразования, чем в случае обратной связи по накачке.

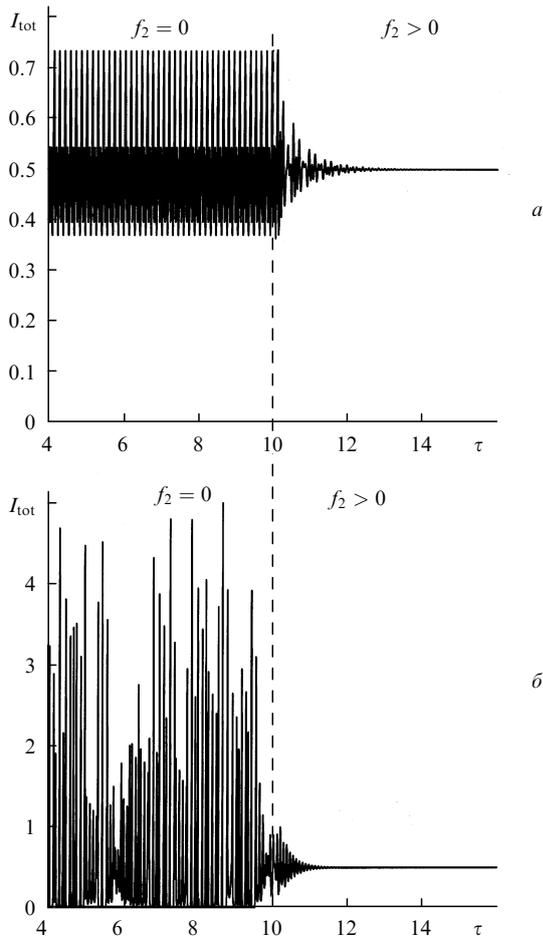


Рис.7. Интенсивность суммарного излучения при  $\epsilon = 2\epsilon_{cr}$ ,  $f_2 = 0.008$  (а) и  $\epsilon = 8\epsilon_{cr}$ ,  $f_2 = 0.04$  (б) до и после введения обратной связи по модуляции потерь. Параметры системы:  $A = 1.5$ ,  $G = 10000$ ,  $b = 0.5$ ,  $\psi_p = 0$ .

На рис.5 кривая  $I$  показывает поведение максимально достижимой интенсивности излучения на удвоенной частоте  $(\bar{I}_{gr})_{loss}$  (на границе устойчивости стационарного режима) при введении обратной связи по потерям. Видно, что, как и в случае модуляции накачки, максимальное значение  $(\bar{I}_{gr})_{loss}$  достигается при  $\psi_p = 0$ , что соответствует максимальной разности интенсивностей мод (т.е. максимуму поляризационной моды с интенсивностью  $I_1^0$

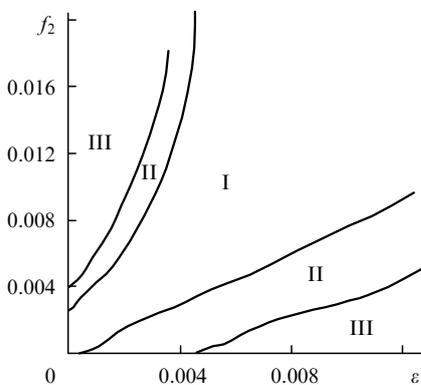


Рис.8. Бифуркационная диаграмма: области устойчивости (I), автомодуляционных колебаний (II) и хаоса (III) на плоскости  $\epsilon f_2$  при обратной связи по модуляции потерь. Параметры системы:  $A = 1.5$ ,  $G = 10000$ ,  $b = 0.5$ ,  $\psi_p = 0$ .

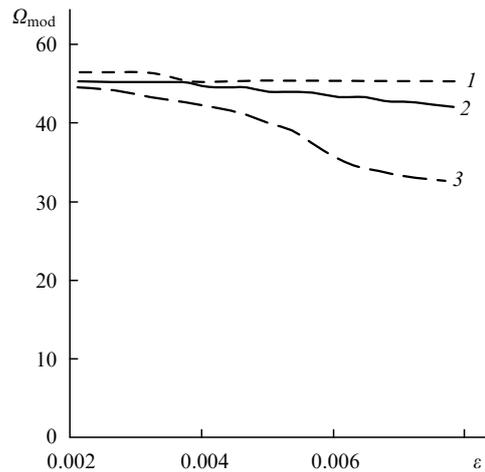


Рис.9. Зависимости частоты установившихся автомодуляционных колебаний  $\Omega_{mod}$  от  $\epsilon$  для систем с обратной связью по слабой моде (1), по потерям (2) и по суммарной интенсивности (3).

и минимуму моды с  $I_2^0$ ), а минимальное – при  $\psi_p = 45^\circ$ , что соответствует модам равной интенсивности. Поведение системы полностью аналогично ее поведению в случае модуляции накачки, но максимально достижимое значение  $(\bar{I}_{gr})_{loss}$  для всех  $\psi_p$  существенно больше.

Как и в случае обратной связи по накачке, при модуляции потерь бифуркационная плоскость  $\epsilon f_2$  разбивается на три области (рис.8): устойчивости (I), автомодуляционных колебаний (II) и хаоса (III). Граница области устойчивости при фиксированном соотношении интенсивностей мод (определяемом углом  $\psi_p$ ) зависит как от коэффициента нелинейного преобразования, так и от коэффициента обратной связи, однако форма областей устойчивости оказывается существенно более сложной. Так, при фиксированном значении  $\epsilon$  увеличение  $f_{1,2}$  ( $f_{1,2} > \epsilon - \epsilon_{cr}^0$ ) до некоторого предела способствует стабилизации, но дальнейший рост  $f_{1,2}$  приводит к появлению неустойчивости. Надо отметить, что область устойчивости I не является бесконечной – при дальнейшем увеличении  $\epsilon$  (за границы диапазона, приведенного на рис.8) из-за особенностей численного моделирования система срывается в неустойчивость. В эксперименте это будет соответствовать возникновению неустойчивости из-за усиления случайных флуктуаций при большом коэффициенте нелинейного преобразования.

Еще одно отличие воздействия обратной связи по накачке от воздействия обратной связи по потерям – это поведение частоты установившегося автомодуляционного режима. Из рис.1,а видно, что частота автомодуляционных колебаний близка к частоте низкочастотных релаксационных колебаний, но при росте коэффициента нелинейного преобразования (рис.9, кривая 1) наблюдается медленное понижение этой частоты. Численные расчеты показывают, что это понижение происходит быстрее всего при обратной связи по суммарной интенсивности и медленнее всего при обратной связи по слабой моде (рис.9, кривые 1, 3).

### 3. Заключение

В настоящей работе представлены методы стабилизации хаоса для биполяризационного твердотельного лазера с удвоением частоты, позволяющие достичь либо перехода хаотических осцилляций в автомодуляцион-

ный режим (квазигармонические колебания постоянной амплитуды), либо полного перехода системы в стационарное состояние. Наиболее эффективный метод стабилизации – оптоэлектронная обратная связь по накачке, пропорциональная производной от интенсивности слабой моды. Предлагаемый метод подавления хаотической динамики излучения лазера с помощью оптоэлектронной обратной связи, управляющей параметром накачки, является простым с точки зрения практической реализации.

Полная стабилизация системы (переход в стационарное состояние) даже при значительном превышении параметром нелинейного преобразования критического значения достигается в случае обратной связи, осуществляемой путем внутриврезонаторной модуляции потерь, пропорциональной интенсивности одной из мод. При этом модуляция должна воздействовать на обе моды в противофазе. Хотя нам неизвестна экспериментальная реализация обратной связи по потерям в лазерах с удвоением частоты, но можно предположить, что подобная электрооптическая модуляция добротности также практически осуществима, например с помощью ячейки Поккельса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-02-16632) и гранта Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (№ НШ-7738.2006.2).

1. Chang J.J., Warner B.E., Dragon E.P., Martinez M.W. *J. Laser Appl.*, **10** (6), 285 (1998).
2. Lu N., Wang N.L., Li Z.H. Wang G.L., Zhang F., Peng X.Y. *Eye Clinical Study*, May (2006).
3. Risk W.P., Gosnell T.R., Nurmikko A.V. *Compact Blue-Grin Lasers* (Cambridge University Press, 2003).
4. Altendorf E. *Laser Focus World*, **38** (4), 53 (2002).
5. Friob L., Mandel P., Viktorov E.A. *Quantum Semiclass. Opt.*, **10**, (1998).
6. Baer T. *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**, 1175 (1986).
7. James G.E., Harrell E.M., Bracikowski C., Roy R. *Opt. Lett.*, **15**, 1141 (1990).
8. Czeranowsky C., Baev V.M., Huber G., Khandokhin P.A., Khanin Ya.I., Koryukin I.V., Shirokov E.Yu. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **47** (10-11), 807 (2004).
9. Khandokhin P., Khanin Ya., Celet J.-C., Dangoisse D., Glorieux P. *Opt. Commun.*, **123**, 372 (1996).
10. Bouwmans G., Segard B., Glorieux P., Milovsky N., Khandokhin P., Shirokov E. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **47** (10-11), 813 (2004).
11. Pyragas K., Lange F., Letz T., Parisi J., Kittel A. *Phys. Rev. E*, **63**, 016204 (2000).
12. Khandokhin P.A., Khanin Ya.I., Milovsky N.D., Shirokov E.Yu., Bielawski S., Derozier D., Glorieux P. *Quantum Semiclass. Opt.*, **10**, 97 (1998).
13. Хандохин П.А., Ханин Я.И., Мамаев Ю.А., Миловский Н.Д., Широков Е.Ю., Белавски С., Дерозье Д., Глорио П. *Квантовая электроника*, **25** (6), 517 (1998).
14. Abraham N.B., Khandokhin P.A., Zhislina V.G. *Изв. вузов. Сер. Нелинейная прикладная динамика*, **6** (4), 86 (1998).