

УДК 621.378.325

А. К. Комаров, А. С. Кучьянов, А. М. Мищенко

(Новосибирск)

### ФАЗОМОДУЛЯЦИОННАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ ПАССИВНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ ЛАЗЕРНЫХ МОД

На основе численного моделирования предсказан новый тип генерационной бистабильности, возникающий при пассивной синхронизации мод лазеров с конечным временем релаксации нелинейного показателя преломления внутрирезонаторных элементов. Показано, что при определенных параметрах исследуемой системы в зависимости от начальных условий после переходной эволюции может установиться либо режим одиночного стационарного импульса, либо режим генерации, при котором лазерный резонатор полностью заполняется излучением в виде ультракоротких импульсов.

Настоящая работа продолжает исследования бистабильных режимов лазерной генерации [1, 2]. В [1] нами было показано, что свободная генерация твердотельных лазеров с дополнительными нелинейными внутрирезонаторными элементами в определенной области параметров лазерной системы обладает свойством бистабильности: в зависимости от начальных условий реализуется либо стационарная многомодовая генерация, либо режим периодических пульсаций интенсивностей генерирующих мод. В [2] нами было продемонстрировано существование похожего типа бистабильности в генерации лазеров с безынерционным насыщающимся поглотителем, работающих в режиме пассивной синхронизации мод в условиях достаточно большой безынерционной нелинейности показателя преломления внутрирезонаторных элементов. В такой системе в зависимости от начальных условий реализуется либо режим нескольких стационарных импульсов, либо режим одиночного импульса с периодически меняющимися формой и амплитудой. Настоящая работа посвящена обнаруженному нами новому типу бистабильности пассивной синхронизации лазерных мод, реализующемуся в условиях, когда нелинейный показатель преломления внутрирезонаторных элементов имеет конечное время релаксации.

В модели распределенной внутрирезонаторной среды в системе координат движущегося импульса уравнения, описывающие эволюцию внутрирезонаторного излучения в безразмерных переменных, имеют вид [2, 3]:

$$\frac{\partial}{\partial t} E = \frac{\partial^2}{\partial z^2} E + \frac{1}{2} \left( \frac{1+a}{1+b \int |E|^2 dz} - 1 + p|E|^2 + i\delta n \right) E, \quad (1)$$

$$-w \frac{\partial}{\partial z} \delta n + \delta n = q |E|^2, \quad (2)$$

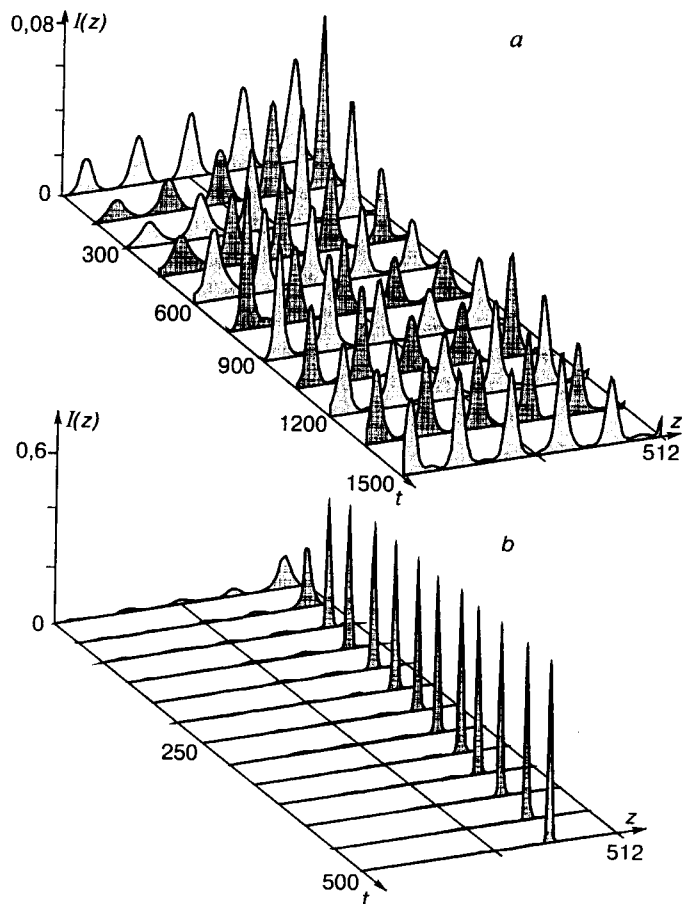
где  $E(z, t)$  – безразмерная амплитуда поля;  $t$  – временная переменная, выраженная в единицах времени затухания излучения в незаполненном резонаторе;  $z$  – координата, представленная в единицах дисперсионной длины (среднее геометрическое из обратного времени затухания поля в незаполненном резонаторе и частотной дисперсии мнимой части диэлектрической проницаемости). Первое слагаемое в круглых скобках уравнения (1) описывает насыщающееся усиление (насыщение определяется полной энергией внутрирезонаторного излучения;  $a$  – относительное превышение накачки над порогом;  $b$  – отношение интенсивностей насыщения нелинейных потерь и усиления, деленное на безразмерную длину резонатора). Второе слагаемое в круглых скобках связано с линейными резонаторными потерями, третье – описывает нелинейные потери. Последнее слагаемое определяет фазовую модуляцию формируемого импульса, вызванную нелинейным показателем преломления  $\delta n$ , описываемым уравнением (2) (см., например, [4]);  $w$  – длина шлейфа возмущенного показателя преломления, тянущегося за импульсом;  $q$  – параметр нелинейности показателя преломления. Если время релаксации нелинейного показателя преломления  $\tau$  мало по сравнению с длительностью импульса, то первым слагаемым левой части уравнения (2) можно пренебречь, и система уравнений (1), (2) переходит в уравнение с безынерционной нелинейностью показателя преломления, исследовавшееся в работах [2, 3].

Проведенное численное моделирование пассивной синхронизации мод в условиях фазовой модуляции формируемых импульсов за счет нелинейности показателя преломления с конечным временем релаксации  $\tau$  выявило три характерные стадии переходного процесса.

На первой наиболее быстрой стадии происходит усиление или ослабление первоначального излучения без существенного изменения профилей первоначальных импульсов, в результате чего величина средней внутрирезонаторной интенсивности устанавливается такой, что увеличение инверсии за счет накачки компенсируется ее сбросом за счет индуцированного высвечивания возбужденных атомов.

На второй стадии переходной эволюции происходит сжатие или расплывание первоначальных импульсов до тех пор, пока механизм компрессии ультракоротких импульсов, связанный с насыщающимися потерями, не уравновесится механизмом расплывания, обусловленным частотной дисперсией усиления излучения, связанной с конечной шириной полосы усиления активной среды. На этой стадии устанавливается однозначное соответствие между амплитудой каждого внутрирезонаторного импульса и его длительностью (чем больше амплитуда импульса, тем короче его длительность). Продолжительность этой стадии для каждого импульса зависит от его первоначальной амплитуды.

И наконец, на третьей стадии происходит конкуренция между импульсами. В результате этой конкуренции в зависимости от начальных условий третьей стадии (определяемых начальными условиями генерации) осуществляется либо выделение наиболее интенсивного импульса и подавление всех остальных, либо выравнивание амплитуд существующих импульсов.



Зависимость режима пассивной синхронизации лазерных мод от начальных условий генерации ( $a = 1,5$ ,  $b = 0,3$ ,  $p = 0,3$ ,  $q = 1,5$ ,  $w = 6$ ):  $a$  – максимальные значения амплитуд первоначальных импульсов:  $I_1 = 0,6$ ,  $I_2 = 0,7$ ,  $I_3 = 0,8$ ,  $I_4 = 0,9$ ,  $I_5 = 1$ ;  $b$  –  $I_1 = 0,2$ ,  $I_2 = 0,3$ ,  $I_3 = 0,4$ ,  $I_4 = 0,5$ ,  $I_5 = 1$

Следует отметить, что если амплитуды первоначальных импульсов существенно различаются, то вторая и третья стадии перекрываются во времени.

Представленный рисунок демонстрирует обсуждаемый тип бистабильности. Лазерный резонатор предполагался кольцевым, так что для меняющегося со временем распределения внутрирезонаторной интенсивности  $I(z) = |E(z)|^2$  выполняются циклические граничные условия.

Остановимся на физической интерпретации возникающей бистабильности. Если длительности  $\tau_i$  всех сформированных после второй стадии импульсов оказываются больше времени релаксации нелинейного показателя преломления:

$$\tau_i \geq \tau, \quad (3)$$

то эту нелинейность можно считать безынерционной:  $\delta n \approx q|E|^2$ . Такая ситуация детально исследовалась в работах [2, 3] (см. также публикации, цитируемые в этих статьях), где было показано, что при выполнении условия

$$q > 3p \quad (4)$$

режим одиночного стационарного импульса оказывается неустойчивым и реализуется режим генерации, при котором весь резонатор заполняется излучением в виде ультракоротких импульсов.

Механизм развития фазомодуляционной неустойчивости режима одиночного стационарного импульса в этом случае состоит в следующем. Как известно, при отсутствии нелинейности показателя преломления  $q = 0$  в результате конкуренции в резонаторе остается один наиболее мощный импульс. Именно для него из-за насыщения поглощения в нелинейном фильтре потери минимальны и соответственно условия генерации наиболее благоприятны. Если нелинейность показателя преломления отлична от нуля ( $q \neq 0$ ), то возникает фазовая модуляция формируемых ультракоротких импульсов. Тогда их спектр уширяется и как следствие эффективность усиления в активной среде, имеющей конечную полосу усиления, падает. Таким образом, в результате фазовой модуляции, вызываемой безынерционной нелинейностью показателя преломления, в конкуренции между формируемыми импульсами возникает эффект, противоположный селекции наиболее интенсивного импульса за счет нелинейных потерь в насыщающемся поглотителе. Этот эффект направлен на выравнивание амплитуд формируемых импульсов: чем более интенсивный импульс, тем хуже для него условия генерации. При достаточно большой нелинейности показателя преломления (4) второй эффект превалирует над первым. В результате происходит выравнивание амплитуд световых импульсов. Таким образом, если по завершении второй стадии длительности всех импульсов в резонаторе оказались заметно больше, чем время релаксации нелинейного показателя преломления, а величина последнего достаточно велика (4), то на третьей стадии генерации будет происходить выравнивание амплитуд формируемых импульсов. При этом в генерацию будут выходить все новые и новые световые импульсы, первоначально формирующиеся из спонтанного излучения. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока весь резонатор не заполнится генерируемым излучением в виде ультракоротких световых импульсов.

Ситуация меняется кардинальным образом, если после второй стадии переходной эволюции длительность хотя бы одного из наиболее интенсивных импульсов окажется заметно меньше времени релаксации нелинейного показателя преломления. В этом случае фазовая модуляция наиболее интенсивного импульса будет ослаблена в  $\tau/\tau_i$  раз (как следует из (2), именно во столько раз уменьшается изменение показателя преломления  $\delta n$  из-за инерционности нелинейности). И следовательно, для этого импульса условия генерации будут более благоприятными, чем для импульсов, имеющих меньшую амплитуду. Этот импульс и остается в генерации. Все остальные импульсы в результате конкуренции подавляются.

Какая из этих двух ситуаций реализуется, зависит от начальных условий третьей стадии переходной эволюции, которые, в свою очередь, определяются начальными условиями генерации. Если энергия внутрирезонаторного излучения распределена между первоначальными импульсами, количество ко-

торых достаточно велико, таким образом, что даже наиболее интенсивный из них после второй стадии переходной эволюции имеет длительность, бóльшую, чем время релаксации нелинейности показателя преломления (именно такая ситуация представлена на рисунке, *a*), то реализуется режим с заполнением излучением всего лазерного резонатора. Если же в одном из импульсов сосредоточена значительная часть энергии, так что его длительность после второй стадии переходной эволюции оказывается меньше времени релаксации нелинейного показателя преломления, то реализуется режим одиночного стационарного импульса. Подобная ситуация представлена на рисунке, *b*.

Таким образом, пассивная синхронизация лазерных мод с конечным временем релаксации нелинейного показателя преломления внутрирезонаторных элементов оказывается бистабильной: в зависимости от начальных условий реализуется либо режим одиночного стационарного импульса, либо режим генерации, в котором происходит заполнение всего резонатора излучением в виде ультракоротких световых импульсов. Реализации второго режима генерации способствуют большое количество первоначальных импульсов в резонаторе, более или менее равномерное распределение между ними энергии генерируемого излучения, низкие уровни накачки. Разумеется, для возникновения такого режима должно быть выполнено условие (4). Возможно, именно этот тип бистабильности реализуется в лазерах на титане в сапфире. Как известно, для возникновения самостарта пассивной синхронизации лазерных мод в этих лазерах необходимы специфические начальные условия генерации [5].

Следует отметить, что условия реализации режима одиночного стационарного импульса в исследуемой системе аналогичны условиям жесткой синхронизации мод лазеров с насыщающимся поглотителем, находящихся при малых внутрирезонаторных интенсивностях ниже порога генерации [6].

Представленные исследования проведены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 98-02-17791) и программы ГНТИ «Лазерная физика» (грант № 3.20).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Комаров А. К., Кучьянов А. С. Бистабильность генерации твердотельных лазеров // Автометрия. 1998. № 2. С. 50.
2. Komarov A. K., Komarov K. P., Kuch'yanov A. S. Phase modulation instability of passive mode-locking of solid-state lasers // Laser Optics'98: Fundamental Problems of Laser Optics: Proc. SPIE. 1999. 3685. P. 28.
3. Комаров А. К., Комаров К. П., Кучьянов А. С. О фазомодуляционной бифуркации при пассивной синхронизации лазерных мод // Письма в ЖЭТФ. 1998. 67, № 4. С. 261.
4. Шен И. Р. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989.
5. Sun K. W. Self-starting of a self-mode-locked Ti: sapphire laser operated in a high order transverse mode // Opt. Commun. 1996. 132. P. 116.
6. Khanin Y. I. Principles of Laser Dynamics. North-Holland: Elsevier, 1995.

*Поступила в редакцию 15 февраля 1999 г.*