

О ФАЗОМОДУЛЯЦИОННОЙ БИФУРКАЦИИ ПРИ ПАССИВНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ ЛАЗЕРНЫХ МОД

А.К.Комаров, К.П.Комаров¹⁾, А.С.Кучьянов

Институт автоматики и электрометрии Сибирское отделение РАН
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 9 января 1998 г.

Обнаружено, что фазомодуляционная неустойчивость одиночного импульса, вызванная нелинейностью показателя преломления внутрирезонаторной среды, может приводить к его распаду на несколько устойчивых одинаковых импульсов с меньшей амплитудой. Показано, что если значение нелинейности показателя преломления больше некоторого критического, то стабилизация режима нескольких стационарных импульсов не возникает и процесс размножения импульсов, сопровождающийся хаотическим изменением интенсивности, продолжается до полного заполнения резонатора излучением.

PACS: 42.50.Ne, 42.65.Re

1. В субпикосекундном и фемтосекундном диапазонах длительности важную роль в формировании ультракоротких импульсов при пассивной синхронизации лазерных мод играют эффекты фазовой модуляции генерируемых импульсов [1]. Возникающая фазомодуляционная неустойчивость формируемых импульсов, приводящая к смене устанавливающихся после переходного процесса режимов генерации, проявляется как в традиционных системах с использованием нелинейных потерь насыщающихся поглотителей, так и в лазерах, в которых нелинейные потери связаны с внутрирезонаторной керровской линзой [2]. Аналогичная неустойчивость возникает в волоконных линиях связи с периодическими каскадами усиления. Эволюция поля в перечисленных системах описывается нелинейным уравнением Шредингера [3] с комплексными параметрами. В случае частного вида нелинейностей оно переходит в уравнение Гинзбурга – Ландау, используемое для описания гидродинамических неустойчивостей [4], являющихся аналогом фазомодуляционной неустойчивости в оптике.

В настоящем письме мы сообщаем о результатах исследований вызываемой фазомодуляционной неустойчивостью смены состояний внутрирезонаторного излучения, возникающей при изменении параметров внутрирезонаторной нелинейной диспергирующей среды. Обнаруженные нами особенности перехода от односолитонного режима лазерной генерации, описываемой нелинейным уравнением Шредингера с комплексными параметрами, к многосолитонному, а затем к хаотическому могут проявляться в широком классе физических систем.

2. В модели распределенной внутрирезонаторной среды в системе координат движущегося импульса уравнение, описывающее эволюцию внутрирезонаторного излучения в безразмерных переменных, имеет вид [5]

$$\frac{\partial}{\partial t} E = (1 + id) \frac{\partial^2}{\partial z^2} E + \frac{1}{2} \left(\frac{1 + \alpha}{1 + b f |E|^2 dz} - 1 - \frac{p}{1 + |E|^2} + iq |E|^2 \right) E, \quad (1)$$

¹⁾ e-mail: komarov@iae.nsk.su

где $E(z, t)$ – медленная амплитуда поля; t – временная переменная, выраженная в единицах времени затухания поля 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); d – отношение действительной и мнимой частей частотной дисперсии внутрирезонаторной среды. Первое слагаемое в круглых скобках описывает насыщающееся усиление (насыщение определяется полной энергией внутрирезонаторного излучения; α – относительное превышение накачки над порогом; b – отношение интенсивностей насыщения нелинейных потерь и усиления, деленное на безразмерную длину резонатора), второе слагаемое связано с линейными резонаторными потерями, третье описывает нелинейные потери. Последнее слагаемое связано с нелинейностью показателя преломления.

В случае $d = 0, q = 0$ (механизмы фазовой модуляции ультракоротких импульсов отсутствуют) при любых начальных условиях эволюция системы заканчивается стационарным состоянием ($\dot{E} = 0$) [5]. То же самое происходит и при $d \neq 0$, если интенсивность излучения достаточно мала, $|E|^2 \ll 1$, и выполнено следующее условие для комплексных дисперсии и нелинейности: $d = q/p$ (в этом случае механизмы возникновения фазовой модуляции, связанные с нелинейностью и дисперсией показателя преломления, взаимно компенсируют друг друга). При выполнении пороговых условий синхронизации устанавливаемым режимом является режим одиночного стационарного импульса.

3. Исследуем роль фазовой модуляции внутрирезонаторного излучения в реализации различного типа состояний, устанавливающихся после переходной эволюции. Пусть возникновение фазовой модуляции связано лишь с нелинейностью показателя преломления $d = 0$. Для решения задачи об эволюции световой волны, распространяющейся во внутрирезонаторной нелинейной диспергирующей среде, нами было проведено численное интегрирование уравнения (1) при различных параметрах задачи.

При достаточно малых превышениях накачки над порогом, $|E|^2 \ll 1$, изменение нелинейных потерь определяется выражением

$$\delta p \approx p |E|^2. \quad (2)$$

Как показал проведенный нами численный счет, в этом случае при не слишком больших значениях нелинейности показателя преломления, $0 \leq |q| < 3p$, после переходной эволюции реализуется режим одиночного стационарного импульса. При $|q| > 3p$ этот режим становится неустойчивым и происходит смена устанавливающегося режима генерации. Возникающая неустойчивость проявляется следующим образом. На далеких крыльях первоначального импульса появляются новые импульсы. Возникает процесс размножения импульсов, который продолжается до полного заполнения резонатора излучением. При этом изменение поля в резонаторе носит хаотический характер. Причем, из-за ограниченности полной энергии внутрирезонаторного излучения интенсивность каждого из импульсов при их размножении падает и скорость нелинейного процесса бесконечного хаотического дробления импульсов замедляется.

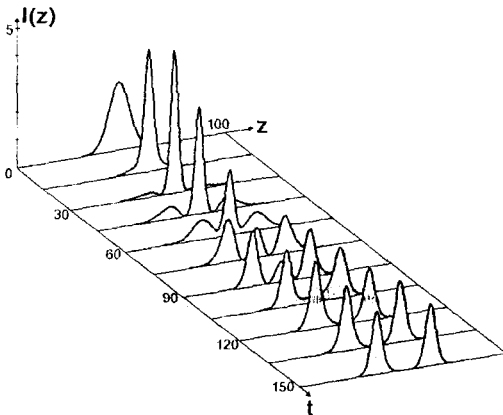
Механизм возникающей неустойчивости связан со следующим обстоятельством. За счет нелинейности показателя преломления на крыльях импульса возникает отстройка несущей частоты излучения от центра спектральной полосы усиления внутрирезонаторной активной среды. В результате эффективность снятия инверсии и,

соответственно, усиление формируемого импульса падают. Значение $|q| = 3p$ является критическим, когда выигрыш в усилении за счет нелинейности потерь сравнивается с проигрышем, связанным с отстройкой несущей частоты излучения, вызванной нелинейностью показателя преломления. Как следствие, при $|q| > 3p$ усиление вне объема фазомодулированного импульса оказывается положительным, что приводит к появлению в генерации новых импульсов, первоначально не имеющих заметной фазовой модуляции.

4. Во всех реальных системах линейная зависимость изменения потерь от интенсивности (2) справедлива лишь при достаточно слабых полях. При сильных полях изменение нелинейных потерь определяется выражением

$$\delta p = \frac{-p}{1 + |E|^2} + p = \frac{p}{1 + |E|^2} |E|^2 = p_{ef} |E|^2. \quad (3)$$

Как показал численный счет, в области параметров $|q| > 3p$ по-прежнему происходит размножение импульсов, завершающееся заполнением всего лазерного резонатора меняющимся во времени излучением. Однако в области $3p > |q| > 3p_{ef}$ ситуация меняется кардинальным образом. При $|q| > 3p_{ef}$ начинается дробление первоначального импульса. Из-за ограниченности полной энергии излучения интенсивность каждого из вновь образовавшихся импульсов падает, соответственно p_{ef} увеличивается и, наконец, при $|q| < 3p_{ef}$ процесс дробления прекращается. Представленный рисунок демонстрирует фазомодуляционную неустойчивость одиночного импульса и возникновение после переходной эволюции режима двух одинаковых устойчивых стационарных импульсов. Как показывает численный счет, в устанавливаемом состоянии полный коэффициент усиления, включающий потери, вне объема импульсов оказывается отрицательным. При увеличении нелинейности показателя преломления $|q|$ последовательно реализуются устойчивые режимы трех стационарных импульсов, $|q| = 0.4$, четырех импульсов, $|q| = 0.5$, и т.д. (прочие параметры системы были теми же, что указаны в подписи к рисунку). При значении нелинейности больше критической, $|q| > 0.9$, устанавливается режим генерации, при котором резонатор целиком заполняется меняющимся во времени излучением.



Переходный процесс при $\alpha = 4$, $b = 0.1$, $p = 0.3$, $q = 0.3$. Первоначальный импульс имеет гауссов профиль

Мы также исследовали зависимость устанавливающегося состояния от величины энергии внутрирезонаторного излучения. Увеличение лазерной накачки α приводит к

увеличению внутрирезонаторной интенсивности, уменьшению p_{ef} и, соответственно, к увеличению числа устойчивых стационарных импульсов в устанавливаемом режиме генерации. Так, при прочих параметрах системы, равных указанным на рисунке значениям, при $\alpha = 2,5$ реализуется режим двух стационарных импульсов, при $\alpha = 5$ – трех, при $\alpha = 7,4$ – режим четырех импульсов и т.д.

5. Итак, фазомодуляционная неустойчивость, связанная с нелинейностью показателя преломления, приводит к смене устанавливающегося после переходной эволюции режима генерации. После такой смены происходит увеличение числа устойчивых стационарных импульсов в устанавливаемом режиме. Если значение нелинейности больше некоторого критического, то вследствие фазомодуляционной неустойчивости реализуется режим генерации, при котором лазерный резонатор оказывается целиком заполненным меняющимся во времени излучением.

Следует отметить, что реализующийся в исследуемой системе переход к одноимпульсному режиму и механизм дробления импульсов связаны со следующим обстоятельством. В первом случае собственные значения, получаемые из решения задачи на собственные функции и собственные значения для уравнения (1) при заданном потенциале, определяемом распределением $E(z)$ в данный момент времени, всегда удовлетворяют условию: для основного состояния действительная часть собственного значения является максимальной. Переходная эволюция и есть переход в это состояние, характеризующееся максимальным коэффициентом усиления, из суперпозиции любых других состояний (см. [5]). Механизм дробления импульса возникает, когда из-за комплексности нелинейности это условие, вытекающее в случае действительного потенциала ($q = 0$) из осцилляционной квантово-механической теоремы [6], нарушается.

Авторы выражают признательность Е.А.Кузнецову за внимание к работе. Представленные исследования проведены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-19367) и программы ГНТП "Лазерная физика" (грант 3.20).

-
1. L.Kramer, E.A.Kuznetsov, S.Popp, and S.K.Turitsyn, Письма в ЖЭТФ **61**, 887 (1995).
 2. H.A.Haus, J.P.Fujimoto, and E.P.Ippen, J. Opt. Soc. Am. **B 8**, 2068 (1991).
 3. V.E.Zakharov, *Collaps and Self-Focusing of Langmuir Waves*, vol. 3, Ed. A.Galeev and Sudan, Handbook of Plasma Physics, Elsevier, Amsterdam, 1984, p. 81.
 4. E.Kaplan, E.Kuznetsov, and V.Steinberg, Phys. Rev. E **50**, 3712 (1994).
 5. К.Р.Комаров, Optics Commun. **54**, 233 (1985).
 6. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Квантовая механика*, М: Наука, 1974.