

07

© 1990

СВЕРХСЖАТИЕ ИМПУЛЬСОВ В ЛАЗЕРЕ
С НЕЛИНЕЙНЫМ РЕЗОНАТОРОМА.Г. Булушев, Е.М. Дианов,
О.Г. Охотников

Фазовая самомодуляция (ФСМ) излучения, распространяющегося в нелинейной среде, применяется для увеличения ширины спектра оптического импульса с целью его последующего сжатия в компрессоре с необходимым знаком дисперсии групповой скорости [1]. Недостатком пассивных схем сжатия импульсов является образование пьедестала, содержащего значительную часть энергии. С этой точки зрения предпочтительны активные системы формирования импульса, например, лазер с синхронизированными модами, в котором пьедестал незначителен. Однако ширина спектра и длительность импульсов ограничены шириной кривой усиления активной среды как в традиционных схемах синхронизации мод, так и в улучшенных за счет оптической связи с внешним нелинейным резонатором [2-3]. Хотя в последнем случае двухрезонаторных систем уменьшение длительности импульса происходит из-за интерференции излучения основного резонатора и излучения, испытавшего ФСМ во внешнем нелинейном резонаторе, нелинейный набег фазы для пиковой мощности импульса при устойчивой генерации не должен превышать $\pi/2$ [4], поэтому уширение спектра за счет ФСМ в нелинейной среде мало и не оказывает значительное влияние на выходной спектр лазера.

В настоящей работе продемонстрирована возможность генерации в лазере с нелинейным резонатором импульсов, близких к спектрально-ограниченным с полностью синхронизированными модами, оптический спектр которых значительно превосходит ширину кривой усиления, т.е. являющихся „сверхсжатыми“ для активной среды.

Оптическая схема лазера аналогична описанной нами ранее [5] (рис. 1). Лазер состоит из активной среды и нелинейного волоконного петлевого отражателя (ВПО) с несимметричным ответвителем. Активная среда предполагается однородно-уширенной и имеющей значительную (по сравнению с полосой усиления) область оптической прозрачности. При учете нелинейности в ВПО, излучения, распространяющиеся в противоположных направлениях, набирают из-за отличия в мощностях, различные фазы [6]. Введение в ВПО невязанного элемента позволяет создать различие в набегах фаз у встречных излучений в линейном случае и реализовать режим пассивной синхронизации мод [5].

В отличие от лазеров со слабосвязанными основным и нелинейным резонаторами, рассматриваемый лазер имеет единый нелиней-

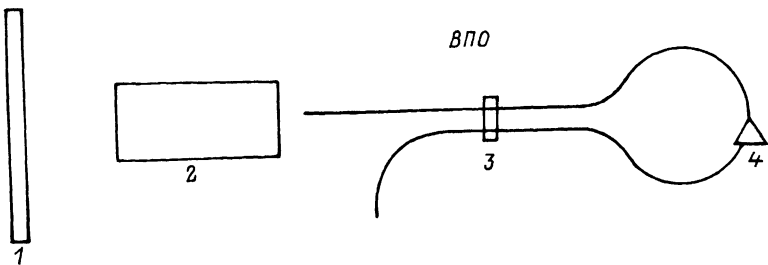


Рис. 1. Схема лазера. 1 - зеркало, 2 - активная среда, 3 - направленный волоконный ответвитель, 4 - невзаимный элемент.

ный резонатор; так как за формирование импульса отвечает разностная нелинейная фаза, появляется возможность существенно расширять оптический спектр за счет увеличения полной нелинейной фазы для излучений, распространяющихся в ВПО в каждом из направлений.

Распространение излучения в волокне будем описывать нелинейным уравнением Шредингера в бегущих координатах $\eta = t - z/u$:

$$\partial A_f / \partial z - i 0.5 k_2 \partial^2 A_f / \partial^2 \eta + i \beta_1 |A_f|^2 A_f = 0,$$

где u - групповая скорость, параметр k_2 учитывает линейную дисперсию среды во втором приближении, β_1 - нелинейный коэффициент, а $A_f(t)$ - амплитуда излучения, распространяющегося внутри ВПО в одном из направлений и связанная через коэффициент перекачки Γ ответвителя с амплитудой $A_{in}(t)$ входного излучения ВПО [7]. Активная среда связывает Фурье-компоненты амплитуды $A^n(\omega)$ излучения, возвращающегося из ВПО на каждом проходе с входной амплитудой $A_{in}^{n+1} = \alpha / \{ (1 + (\omega/\Delta\omega)^2) (1 + \varepsilon \int |A|^2 dt) \} A^n$, где ε , α , $\Delta\omega$ - факторы насыщения, усиления и ширина полосы, соответственно.

На рис. 2 для излучения, отраженного из ВПО, показан процесс развития генерации из шумов при пассивной синхронизации мод нелинейным ВПО с параметрами: $\Gamma = 0.42$, $\alpha = 10.6$, $\Delta\omega = 6$, $\varepsilon = 1.8$, $k_2 = 0$, $\beta_1 = 1$, $L = 1.5$, $\Phi = 0.93\pi$. С целью разрушения неустойчивых состояний фазовые и амплитудные шумы добавлялись при каждом проходе излучения через резонатор. На рис. 3 сплошными кривыми приведены нормированный на энергию спектр полученного импульса, и спектральная зависимость оптической фазы φ , свидетельствующая о полной синхронизации мод. Спектр импульса в $\gamma \approx 5.5$ раз шире кривой усиления активной среды, показанной на рис. 3 пунктиром. Из-за сложной структуры лазера, в зависимости от положения в резонаторе вид импульса может существенно изменяться. Место вывода импульса из лазера определяется условиями решаемой задачи. Так после прохождения активной среды пи-

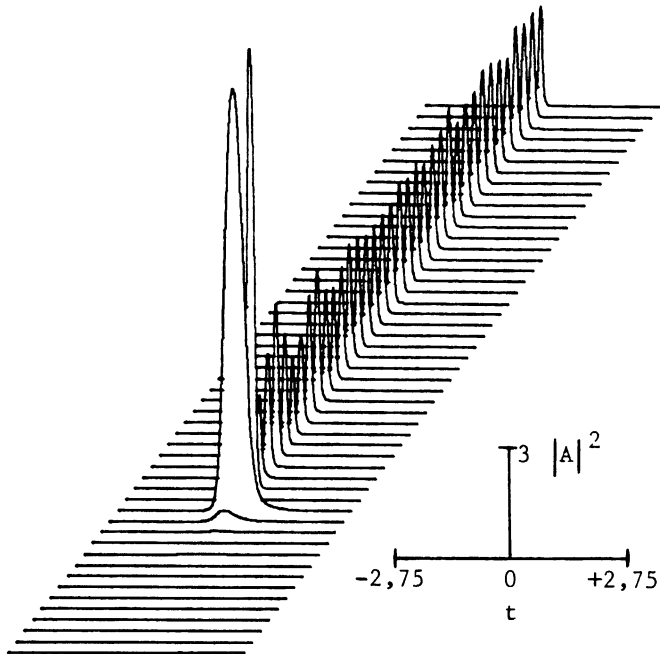


Рис. 2. Эволюция импульса, развивающегося из случайного шума на входе активной среды, при пассивной синхронизации мод лазера с нелинейным ВПО; последовательно приведены 50 начальных итераций.

ковая мощность импульса увеличивается в ≈ 2 раза и он становится спектрально-ограниченным, однако длительность такого импульса увеличивается, так как его спектр лишь на 20% шире кривой усиления.

При изменении параметров лазера можно выделить несколько режимов его работы. Одиночный импульс формируется при L меньших некоторой критической длины L_c , а максимальная пиковая мощность достигается для $L_e \ll L_c$, когда спектр импульса примерно совпадает с кривой усиления активной среды. В рассматриваемом случае $L_e \approx 0.07$ и $L_c \approx 1.8$. С ростом длины вплоть до L_c коэффициент расширения спектра импульса γ увеличивается, а пиковая мощность и длительность импульса уменьшаются. При $L \geq L_c$ реализуется режим с несколькими случайно расположенными импульсами. Для фиксированного α максимальная величина γ_m достигается на границе области устойчивости: при уменьшении r , увеличении L и приближении невязимной фазы Φ к π постольку, поскольку еще возможно формирование импульса из затравочных шумов. В численных экспериментах значение γ_m возрастало пропорционально α начиная с величины $\gamma_m \approx 1$ при $\alpha \approx 2$, $r \approx 0.27$, $L \approx 15$ и $\Phi \approx 0.6\pi$.

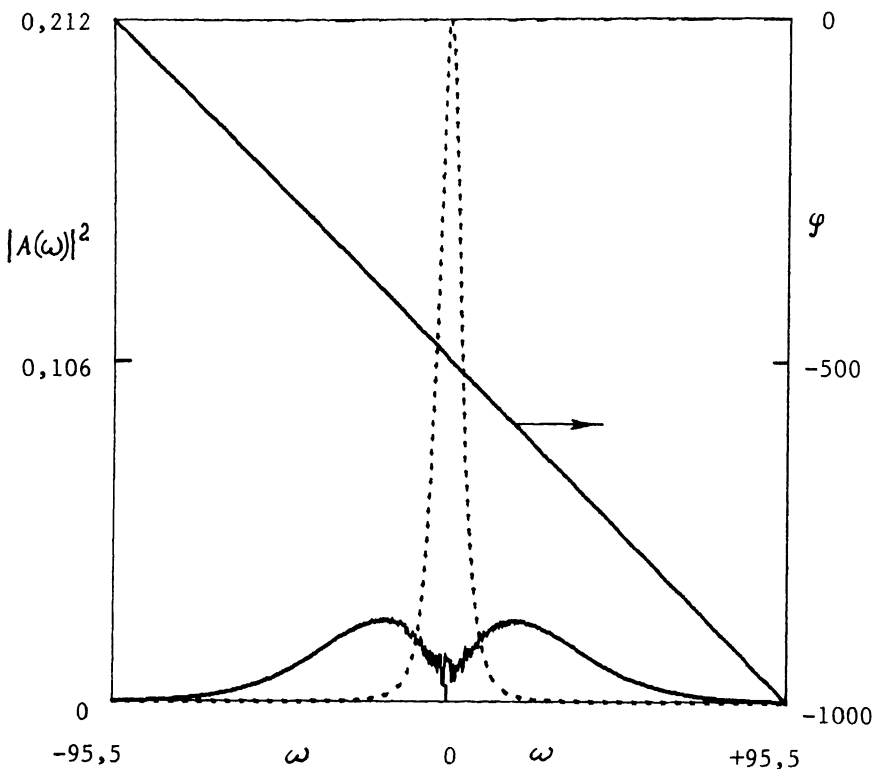


Рис. 3. Оптический спектр импульса на входе активной среды, соответствующего устойчивому решению, и распределению фазы φ в этом спектре (сплошные линии). Спектральный контур усиления активной среды показан пунктиром.

Результаты, аналогичные приведенным выше, были получены и для несколько иной схемы лазера, в которой использовался симметричный ответвитель с $\Gamma = 0,5$, а разностная нелинейная фаза возникла благодаря точечному источнику потерь, введенному внутрь ВПО непосредственно вслед за одним из выходов ответвителя. В этом случае излучение, распространяющееся в одном направлении сначала испытывает потери, а затем претерпевает ФСМ, в противоположном направлении порядок действий обратный. Следствием этого является также возникновение разностной нелинейной фазы, однако в отличие от предыдущей схемы, результирующие энергии импульсов, испытавших ФСМ и вернувшихся на ответвитель, одинаковы, что позволяет получать более контрастную интерференцию. Указанные потери можно ввести без ухудшения энергетика лазера, например, при выводе излучения с помощью дополнительного ответвителя. Схема с внесенными в ВПО потерями, эквивалентная по скорости выхода на стационарный режим, а также амплитуде и длительности импульса схеме с несимметричным ответвительем, имела при прочих

равных следующие параметры: $r=0.5$, $\phi=0.92\pi$ и коэффициент потерь ≈ 0.72 .

Таким образом, в данной работе показана возможность генерации лазером с пассивной синхронизацией мод импульсов, близких к спектрально-ограниченным, спектр которых существенно превышает ширину кривой усиления лазера. Иными словами, рассмотренная схема сочетает функции фазовой модуляции и компрессии.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Wilhelm i B., Rudolph W., Doe p e l E., Dietel W. // Optica Acta. 1985. V. 32. P. 1175-1189.
- [2] Mollenauer L.F., Stolen R.H. // Opt. Lett. 1984. V. 9. P. 13-15.
- [3] Blow K.J., Wood D. // J. Opt. Soc. Amer. B. 1988. V. 5. P. 629-632.
- [4] Mark J., Liu L.Y., Hall K.L., Haus H.A., Ippen E.P. // Opt. Lett. 1989. V. 14. P. 48-50.
- [5] Булушев А.Г., Дианов Е.М., Охотников О.Г. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. № 4.
- [6] Blow K.J., Doran N.J., Nayar B.K. // Opt. Lett. 1989. V. 14. P. 754-756.
- [7] Bulushev A.G., Gurov Y.V., Dianov E.M., Kuznetsov A.V., Okhotnikov O.G., Paramonov V.M. // J. Lightwave Technol. 1988. V. LT-6. P. 1575-1585.

Поступило в Редакцию
1 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 23

12 ноября 1990 г.

ОЗ; 12

© 1990

НОВЫЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ ПАРОВ НЕМЕЗОГЕННЫХ ВЕЩЕСТВ С ПОМОЩЬЮ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Д.Ф. Алиев, И.И. Гасанов

В в е д е н и е. Известно, что оптические свойства жидких кристаллов (ЖК) под действием незначительных количеств паров органических веществ (ОВ) могут существенно меняться. Исследования в этом направлении, с одной стороны, позволяют разра-