

**ГАРМОНИЧЕСКАЯ ПАССИВНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ
ЛАЗЕРНЫХ МОД С ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ
АКТИВНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ПОТЕРЬ
И ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ***

А. К. Комаров

*Институт автоматки и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск
E-mail: komarov@iae.nsk.su*

Анализируется пассивная синхронизация мод с эквидистантным выстраиванием ультракоротких импульсов в лазерном резонаторе за счет дополнительной слабой модуляции потерь либо показателя преломления. На основе аналитических расчетов оценивается скорость движения импульсов относительно друг друга и время установления режима гармонической пассивной синхронизации мод.

Введение. Лазеры с высокой скоростью повторения ультракоротких импульсов в выходном цуге – ключевой элемент в современных скоростных оптоволоконных линиях связи [1, 2]. Перспективное направление разработки и совершенствования генераторов такого типа связано с волоконными лазерами, работающими в режиме гармонической пассивной синхронизации мод, в которых ультракороткие импульсы эквидистантно расположены в лазерном резонаторе [1–6]. Волоконные лазеры с пассивной синхронизацией мод, реализуемой за счет нелинейного вращения поляризации излучения на керровской нелинейности показателя преломления, обладают уникальными потенциальными возможностями для различных приложений [7]. Они компактны, надежны, практичны, удобны в эксплуатации, могут работать от диодной накачки. Нелинейные потери в таких лазерных системах практически безынерционны. Вариация глубины модуляции нелинейных потерь и интенсивности, насыщающей эти потери, достигается простым поворотом внутрирезонаторных фазовых пластин. Пассивная синхронизация мод с большим числом идентичных импульсов в лазерном резонаторе является обычным режимом генерации для этого типа лазерных систем [8]. В таком режиме, как правило, расстояние между импульсами в резонаторе – случайная, неконтролируемая величина. Для перехода от многоимпульсной пассивной синхронизации мод к гармонической синхронизации, в которой соседние импульсы

* Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ (№ МК-8535.2006.2).

расположены на одинаковом расстоянии друг от друга, требуется дополнительный механизм, упорядочивающий расположение импульсов в лазерном резонаторе. В работе [9] в качестве такого механизма анализировалась дополнительная слабая инерционная пассивная модуляция потерь и показателя преломления. Формирование ультракоротких импульсов осуществлялось за счет достаточно сильных нелинейных потерь, обусловленных нелинейной поляризационной техникой, а выстраивание импульсов внутри лазерного резонатора в ряд эквидистантно расположенных импульсов достигалось благодаря достаточно слабому дополнительному механизму, не оказывающему существенного влияния на параметры одиночного импульса (пиковая интенсивность, форма, чирп и т. д.). Дополнительный механизм приводил к отталиванию внутрирезонаторных импульсов друг от друга, в результате чего и реализовывалась гармоническая пассивная синхронизация лазерных мод. В режиме гармонической синхронизации период следования ультракоротких импульсов в выходном цуге равен аксиальному периоду, деленному на число импульсов в лазерном резонаторе, что и обеспечивает высокую частоту следования световых импульсов. Гармоническая пассивная синхронизация лазерных мод, связанная с указанным механизмом взаимодействия ультракоротких импульсов, изучалась на основе численного моделирования и аналитических расчетов. В работах [1, 3] экспериментально исследовался режим гармонической пассивной синхронизации лазерных мод с внутрирезонаторным упорядочением импульсов за счет активной модуляции потерь и показателя преломления. В [9] на основе численного моделирования продемонстрированы особенности переходной эволюции в такой лазерной системе. Аналитических зависимостей, которые могли бы определять время переходного процесса к режиму гармонической пассивной синхронизации мод, получено не было. Численное моделирование проведено в приближении нереально коротких резонаторов. Это дает представление об основных особенностях переходного процесса, однако затрудняет оценку его длительности. Причины вынужденного выбора такой модели связаны со следующим обстоятельством: характерный временной масштаб структуры ультракоротких импульсов составляет $\sim 10^{-12}$ с, а время обхода поля по волоконному лазеру – примерно $5 \cdot 10^{-8}$ с. В результате расчет эволюции поля на большом временном интервале с мелкомасштабной структурой при длительностях переходного процесса порядка 1 с представляет собой слишком сложную задачу для компьютерного моделирования. Поэтому при определении длительностей переходного процесса такого типа лазерных систем крайне необходимы аналитические оценки, получению которых и посвящена данная работа.

Модель генерации и основные уравнения. При дополнительной слабой активной модуляции потерь формирование ультракороткого импульса осуществляется за счет пассивных нелинейных потерь. Слабые модуляционные потери, меняющиеся по гармоническому закону, приводят к дополнительному дрейфу сформированных импульсов вдоль резонатора, так что в установившемся режиме генерации каждый импульс проходит через модулятор потерь в момент времени, когда потери минимальны. Для оценки времени переходного процесса необходимо определить скорость такого дрейфа и найти время, за которое импульс окажется в точке аксиального периода, соответствующей минимальным дополнительным потерям, временная зависимость которых определяется гармоническим законом. Механизм дополнительного дрейфа импульсов объясняется следующим обстоятельством. Из-за модуляции потерь полный коэффициент усиления (включающий потери)

для переднего фронта импульса и для его спада оказывается различным. В результате фрагмент импульса с бóльшим коэффициентом усиления увеличивается, а с меньшим – затухает. Как следствие импульс испытывает дополнительное смещение вдоль резонатора. Задача такого дрейфа ультракоротких импульсов имеет точное решение в случае учета пространственно неоднородного насыщения усиления вдоль импульса, а также при аналогичной пространственной неоднородности показателя преломления, связанной с его пассивной модуляцией [9]. Воспользуемся этим решением, заменив в нем перепад усиления и показателя преломления на длине импульса, определяющий скорость дрейфа, соответствующим перепадом, вызванным активной модуляцией потерь и показателя преломления. Таким образом, произведем оценку скорости дрейфа импульсов относительно друг друга. Далее по этой скорости определим время, за которое импульсы равномерно распределятся вдоль резонатора, попав в точки на аксиальном периоде с минимальными потерями и минимальным или максимальным показателем преломления в зависимости от знака частотной дисперсии групповой скорости.

Исходные уравнения генерации имеют вид [9, 10]

$$\frac{\partial E}{\partial \zeta} = (D_r + iD_i) \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + \left(\bar{G} - \sigma_0 + (p + iq)|E|^2 - A \int^{\tau} |E|^2 d\tau' \right) E, \quad (1)$$

где $E(\zeta, \tau)$ – медленная амплитуда поля; τ – временная переменная; переменная ζ определяет число проходов поля по резонатору (путь, пройденный полем); D_r, D_i – частотные дисперсии усиления-потерь и показателя преломления соответственно; \bar{G} – усредненное по аксиальному периоду насыщенное усиление:

$$\bar{G} = \frac{a}{1 + b \int I d\tau} \quad (2)$$

(a – накачка, b – параметр насыщения усиления, интегрирование ведется по всему аксиальному периоду); σ_0 – не зависящие от времени линейные резонаторные потери; p и q – нелинейности потерь и показателя преломления.

Слагаемое, пропорциональное A , связано с инерционной нелинейностью и описывает изменение полного усиления и показателя преломления в окрестности импульса. Интегрирование ведется от τ_0 , соответствующего максимуму интенсивности импульса, до текущего значения τ . Это слагаемое ответственно за движение импульсов относительно друг друга, приводящее к их эквидистантному расположению в лазерном резонаторе.

Скорость дрейфа импульсов относительно друг друга. Решение уравнения (1) имеет вид [9]

$$E = E_0 \frac{\exp i(\delta\omega\tau - \delta k\zeta)}{\text{ch}^{1+i\alpha} \beta(\tau - w\zeta)}, \quad (3)$$

где $E_0, \delta\omega, \delta k, \alpha, \beta, w$ – пиковая амплитуда, частотный сдвиг, поправка к волновому вектору, частотный чирп, обратная длина импульса, поправка к скорости импульса, ответственная за их движение относительно друг друга,

соответственно. Подставляя (3) в (1) и приравнявая коэффициенты при E , $E \tanh \beta(\tau - w\zeta)$ и $E/\text{ch}^2 \beta(\tau - w\zeta)$, получаем систему алгебраических уравнений, из которых находим скорость дрейфа импульса w и его частотный чирп α [9]:

$$w = -\frac{|E_0|^2}{\beta^2} \frac{1}{1 + \alpha^2} \left[A' \left(1 - \alpha \frac{D_i}{D_r} \right) + A'' \left(\alpha + \frac{D_i}{D_r} \right) \right], \quad (4)$$

$$\frac{\alpha}{2 - \alpha^2} = \frac{qD_r - pD_i}{3(pD_r + qD_i)}. \quad (5)$$

Ключевым параметром теории является глубина модуляции $\delta G = -A|E_0|^2/\beta$, определяющая изменение усиления-потерь $\delta G'$ и показателя преломления $\delta G''$ на длине импульса ($\delta G = \delta G' + i\delta G''$). Через этот параметр выражение для скорости дрейфа импульса (4) запишется следующим образом:

$$w = \frac{1}{\beta(1 + \alpha^2)} \left[\delta G' \left(1 - \alpha \frac{D_i}{D_r} \right) + \delta G'' \left(\alpha + \frac{D_i}{D_r} \right) \right]. \quad (6)$$

Оценка времени переходного процесса. В случае активной гармонической модуляции потерь ($\delta G'' = 0$) их изменение со временем определяется выражением

$$\tilde{G}' = \sigma_{\max} \sin \left(\frac{2\pi\tau}{T_m} \right), \quad (7)$$

где σ_{\max} и T_m – амплитуда и период модуляции. Для реализации гармонической пассивной синхронизации мод необходимо, чтобы аксиальный период T_a был кратен периоду модуляции $T_a = mT_m$ (m – целое число). Изменение потерь на длине импульса T_p есть $\delta G' = (d\tilde{G}'/d\tau)T_p \sim 2\pi\sigma_{\max}T_p/T_m$. Подставив это выражение в (4), получим оценочную скорость дрейфа импульсов относительно друг друга. Время, за которое импульсы разойдутся на половину модуляционного периода T_m , определяет оценочное время реализации пассивной синхронизации лазерных мод с эквидистантным расположением импульсов в лазерном резонаторе:

$$\Delta T = \frac{T_a}{4\pi m^2 \sigma_{\max}} \left(\frac{T_a}{T_p} \right)^2 \frac{1 + \alpha^2}{1 - \alpha D_i/D_r}. \quad (8)$$

Для типичных параметров лазерной системы $T_a = 5 \cdot 10^{-8}$ с, $T_p = 5 \cdot 10^{-12}$ с, $m = 100$, $\sigma_{\max} = 0,01$. Оценивая последнюю дробь в (8) как величину порядка единицы, будем иметь $\Delta T \sim 4 \cdot 10^{-3}$ с.

Аналогичное выражение получаем в случае активной модуляции показателя преломления:

$$\Delta T = \frac{T_a}{4\pi m^2 \sigma_{\max}} \left(\frac{T_a}{T_p} \right)^2 \frac{1 + \alpha^2}{|\alpha + D_i/D_r|}. \quad (9)$$

Предполагается, что модуляция показателя преломления $\delta G''$ происходит в соответствии с выражением (7), при этом параметр σ_{\max} связан с амплитудой модуляции усредненного по аксиальному периоду показателя преломления δn_{\max} соотношением $\sigma_{\max} = \omega T_a (\delta n_{\max} / n)$, где ω – частота излучения, n – усредненный по аксиальному периоду показатель преломления.

Заключение. На основе развитого в данной работе теоретического подхода получена аналитическая зависимость скорости движения ультракоротких импульсов относительно друг друга через параметры исследуемой системы при многоимпульсной пассивной синхронизации лазерных мод с дополнительной активной модуляцией потерь и показателя преломления. С использованием найденной зависимости определено время эквидистантного выстраивания импульсов в лазерном резонаторе и установления гармонической пассивной синхронизации лазерных мод. Полученные результаты позволяют дать количественную оценку времени переходного процесса и оптимизировать реализацию исследуемого режима генерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yu C. X., Haus H. A., Wong W. S., Sysoliatin A. Gigahertz-repetition-rate mode-locked fiber laser for continuum generation // Opt. Lett. 2000. **25**. P. 1418.
2. Abedin K. S., Gopinath J. T., Jiang L. A. et al. Self-stabilized passive, harmonically mode-locked stretched-pulse erbium fiber ring laser // Opt. Lett. 2002. **27**. P. 1758.
3. Carruthers T. F., Duling III I. N., Horowitz M., Menyuk C. R. Dispersion management in a harmonically mode-locked fiber soliton laser // Opt. Lett. 2000. **25**. P. 153.
4. Grudinin A. B., Gray S. Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers // JOSA B. 1997. **14**. P. 144.
5. Pilipetskii A. N., Golovchenko E. A., Menyuk C. R. Acoustic effect in passively mode-locked fiber ring lasers // Opt. Lett. 1995. **20**. P. 907.
6. Bonadeo N. H., Knox W. N., Roth J. M., Bergman K. Passive harmonic mode-locked soliton fiber laser stabilized by an optically pumped saturable Bragg reflector // Opt. Lett. 2000. **25**. P. 1421.
7. Hideur A., Charier T., Brunel M. et al. Mode-lock, Q-switch and CW operation of an Yb-doped double-clad fiber ring laser // Opt. Commun. 2001. **198**. P. 141.
8. Komarov A., Leblond H., Sanchez F. Multistability and hysteresis phenomena in passively mode-locked fiber lasers // Phys. Rev. A. 2005. **71**. P. 053809(9).
9. Komarov A., Leblond H., Sanchez F. Passive harmonic mode-locking in a fiber laser with nonlinear polarization rotation // Opt. Commun. 2006. **267**. P. 162.
10. Комаров А. К., Кучьянов А. С., Мищенко А. М. Фазомодуляционная бистабильность пассивной синхронизации лазерных мод // Автометрия. 1999. № 5. С. 20.

Поступила в редакцию 3 ноября 2007 г.