



УДК 535.345.1

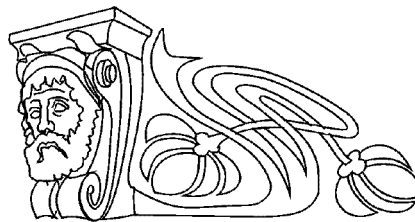
КОНСТРУКТИВНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ В ВОЛОКНЕ С ПЕРИОДИЧЕСКИМ ИЗМЕНЕНИЕМ ДИСПЕРСИИ

М. А. Дорохова¹, А. И. Конюхов²,
Л. А. Мельников¹, А. С. Пластун²

¹Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю. А.

²Саратовский государственный университет

E-mail: martada@inbox.ru



В данной статье представлены результаты численного моделирования столкновения солитонов, распространяющихся в оптическом волокне с периодически изменяющейся дисперсией. Моделирование проведено на основе нелинейного уравнения Шредингера. Рассмотрены различные режимы совместного распространения двух солитонов. Наибольший интерес представляет собой режим распространения, который соответствует формированию интенсивного импульса из двух фундаментальных солитонов.

Ключевые слова: оптические солитоны, слияние солитонов, волокно с переменной дисперсией, конструктивная интерференция.

Constructive Interference of Optical Solitons in Dispersion Oscillating Fiber

М. А. Dorokhova, А. I. Konyukhov,
L. A. Melnikov, А. S. Plastun

In this article the results of numerical modeling of soliton's collision in dispersion oscillating fiber are presented. Nonlinear Schroedinger equation for modelling was used. Different propagation regimes of the couple of solitons are considered. One of these results is merging of two solitons into high-intensity pulse.

Key words: optical solitons, solitons merge, dispersion oscillating fiber, constructive interference.

Введение

Чем меньше длительность импульса, тем существеннее оказывает влияние на него дисперсия и нелинейность оптического волокна [1]. Особый интерес представляет такое явление, когда совместное сбалансированное действие дисперсии и нелинейности приводит к формированию устойчивых оптических импульсов, сохраняющих практически неизменную форму при распространении по волокну. Такие импульсы принято называть оптическими солитонами.

Теоретические и экспериментальные исследования за последние годы позволили выявить ряд особенностей формирования, распространения и взаимодействия солитонов при наличии многочисленных возмущающих факторов.

Свойства оптических солитонов позволяют использовать их для передачи информации в длинных коммуникационных линиях связи, а также в волоконно-оптических системах для генерации сверхкоротких лазерных импульсов.

Как показывают исследования, при столкновении солитонов возможны различные дальнейшие эволюционные картины их распространения. В данной статье авторов интересует конструктивная интерференция солитонов в результате их взаимодействия, следствием которой является суммирование их амплитуд. Примером этого служит явление слияния солитонов с формированием одного импульса. Ранее для столкновения солитонов и их слияния использовались различные оптические системы: в [2] исследовалось слияние щелевых солитонов в волоконной брегговской решетке (слияние происходило у солитонов, принимающих предельные значения энергии и скорости); в [3] были найдены условия для слияния солитонной пары в лазере с синхронизацией мод и т.д.

В данной статье для контроля столкновения и слияния солитонов предлагается использовать оптические волокна с переменным диаметром. Данные волокна интересны тем, что их дисперсия также изменяется периодически вдоль длины волокна [4, 5]. Волокно с периодическим изменением дисперсии позволяет разделять оптические солитоны [4]. Интересен обратный процесс, когда пара оптических солитонов преобразуется в одиночный импульс. Используя нелинейное уравнение Шредингера и моделируя с помощью него эволюцию двух оптических солитонных импульсов в волокне с переменной дисперсией, авторы проанализировали поведение солитонов в зависимости от заданных начальных параметров. Как оказалось, существуют режимы, когда два солитона при столкновении сливаются и движутся после этого как один импульс.



Столкновение солитонной пары

Как упоминалось выше, оптические солитоны возникают в результате совместного действия аномальной дисперсии и нелинейности (керровская фазовая самомодуляция). Эволюция солитонов в волоконном световоде подчиняется нелинейному уравнению Шредингера (НУШ) [1]:

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \gamma |u|^2 u = 0. \quad (1)$$

В данном случае $u(z, t)$ – амплитуда огибающей волнового пакета, β_2 характеризует дисперсию групповой скорости, γ – параметр нелинейности.

Одним из решений уравнения (1) являются оптические солитоны. Оптический солитон имеет огибающую в виде гиперболического секанса. Рассмотрим начальное поле в виде двух солитонов, разделенных временным интервалом s :

$$u(z=0, t) = N \sqrt{\frac{|\beta_2|}{\gamma \tau_0}} \left[\operatorname{sech} \left(\frac{\tau - s/2}{\tau_0} \right) + \operatorname{sech} \left(\frac{\tau + s/2}{\tau_0} \right) \right]. \quad (2)$$

Здесь N – порядок для каждого из солитонов. Порядок солитона определяется по формуле

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 \tau_0^2}{|\beta_2|}, \quad (3)$$

где L_D, L_{NL} – дисперсионная и нелинейная длины соответственно; P_0 – пиковая мощность начального импульса [1].

Если $N = 1$, то солитон относится к фундаментальным солитонам. Одним из основных его свойств является то, что при постоянной дисперсии волокна ($\beta_2 = \text{const}$) форма солитона не изменяется при распространении. Два синфазных солитона (2), максимумы которых первоначально разнесены во времени, сближаются, сливаются, затем некоторую дистанцию проходят как единый волновой пакет и вновь разделяются. На рис. 1 представлено моделирование распространения двух фундаментальных солитонов (2) в волокне с фиксированной дисперсией.

Рассмотрим поведение сталкивающихся солитонов в волокне с периодическим изменением дисперсии. Для нашего моделирования будем использовать волокно с периодически модулированным диаметром сердцевины. Дисперсия такого волокна также изменяется вдоль его длины [4] по следующему закону:

$$\beta_2(z) = \beta_2^{(0)} \left[1 + 0.2 \sin \left(2\pi \frac{z}{z_m} + \varphi \right) \right], \quad (4)$$

здесь $\beta_2^{(0)}$ – среднее значение коэффициента дис-

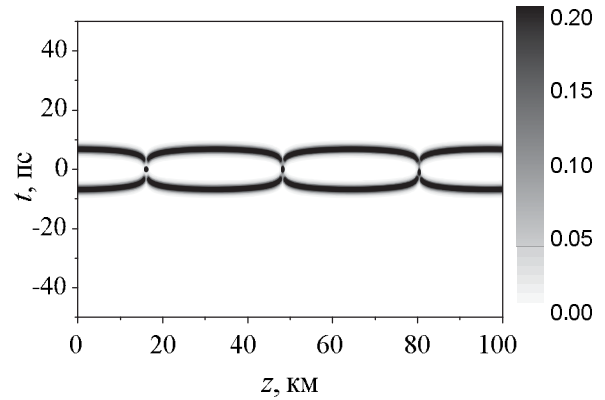


Рис. 1. Распространение двух фундаментальных синфазных солитонов в волокне с фиксированной дисперсией ($\beta_2 = \text{const}$). Интенсивность $|u(z, t)|^2$ нормирована на единицу. Параметры, используемые при моделировании: $\beta_2 = -12,76 \text{ пс}^2/\text{км}$, $\gamma = 8,2 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$, $\tau_0 = 2 \text{ пс}$, $s = 6 \text{ пс}$

персии второго порядка, z_m – период модуляции дисперсии, φ – начальная фаза модуляции.

В случае использования волокна, дисперсия которого изменяется по синусоидальному закону (4), мы уже не получим периодического изменения поля, как на рис. 1. Один из возможных сценариев изображен на рис. 2: два фундаментальных солитона, запущенных в волокно с переменной дисперсией, пройдя некоторое расстояние, сталкиваются, после чего расходятся без последующих столкновений. В данном случае сценарий поведения поля похож на распад солитона второго порядка. После воздействия периодического изменения дисперсии формируются два фундаментальных солитона, распространяющихся с различными групповыми скоростями. Различие в групповых скоростях солитонов возникает из-за сдвига несущей частоты импульсов. Несущая частота одного импульса сдвинута в низкочастотную область спектра относительно первоначального значения, для другого импульса частота сдвинута в высокочастотную область. Частотные сдвиги для каждого из импульсов противоположны по знаку и равны по величине. Для солитона второго порядка разделение на два фундаментальных солитона наиболее эффективно происходит, когда период изменения дисперсии $z_0 = (\pi/2)\tau_0^2/|\beta_2|$ совпадает с периодом изменения дисперсии волокна. Для параметров, соответствующих режиму, показанному на рис. 1, $z_0 = 0,16 \text{ км}$. При моделировании было получено, что разделение солитонов после их столкновения происходит при периодах модуляции, отличных от величины z_0 .

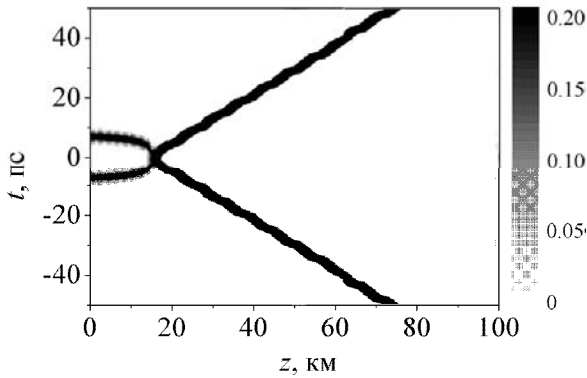


Рис. 2. Столкновение двух фундаментальных солитонов в волокне с периодической модуляцией дисперсии по закону (4). Фаза модуляции $\varphi = 0$, период модуляции $z_m = 7$ км. Остальные параметры см. рис. 1

Изменяя период модуляции дисперсии волокна, можно найти режимы преобразования двух синфазных солитонов в одиночный устойчивый импульс. Как видно из рис. 3, после прохождения определенного расстояния два фундаментальных солитона, столкнувшись, сливаются в один импульс высокой интенсивности. Часть энергии уносится в виде двух дополнительных импульсов, соответствующих дисперсионным волнам. Дисперсионная волна имеет недостаточную интенсивность для поддержания солитонного режима распространения. Поэтому при дальнейшем распространении в волокне интенсивность боковых импульсов будет снижаться за счет дисперсионного расплывания. Слияние солитонов было обнаружено при нескольких периодах модуляции, км: $z_m = 2.0; 2.2; 2.3; 2.4$. Режимы при разных z_m отличаются интенсивностью дисперсионной волны и ее групповой скоростью. Общим для всех режимов является появление центрального (при $t = 0$) интенсивного импульса.

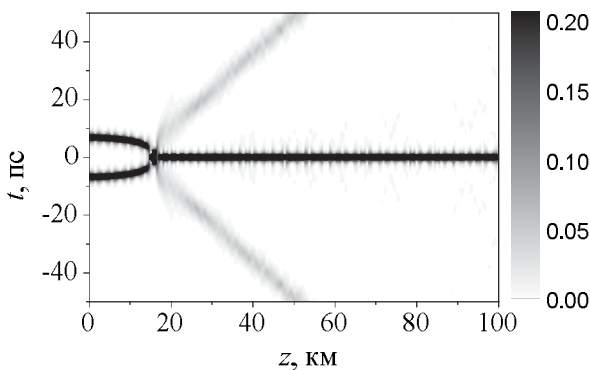


Рис. 3. Слияние двух фундаментальных солитонов в волокне с периодической модуляцией дисперсии (4). Период модуляции $z_m = 2$ км, $\varphi = 0$. Остальные параметры см. рис. 1

На рис. 4 показана пиковая интенсивность одного из начальных импульсов, а также пиковая интенсивность центрального импульса при $t = 0$. После появления центрального импульса его пиковая интенсивность продолжает осциллировать при распространении в волокне. Однако, как видно из рис. 4, интенсивность полученного одиночного импульса оказывается примерно в два раза выше, чем интенсивность начального импульса.

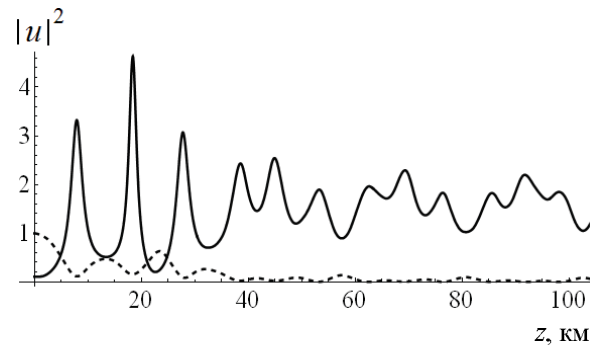


Рис. 4. Интенсивность выходного импульса (сплошная линия) и интенсивность начальных импульсов (пунктирная линия) для режима, показанного на рис. 3

Заключение

В данной статье были представлены результаты моделирования столкновений оптических солитонов первого порядка ($N = 1$) в волокне с периодически изменяющейся вдоль длины дисперсией. Такие волокна представляют большой практический интерес. Их применяют для сжатия солитонов, генерации стабильного континуума и, как было показано выше, для эффективного управления динамикой распространения солитонов. Солитоны, распространяющиеся в таком волокне, после прохождения некоторого расстояния упруго сталкиваются, а потом расходятся. Но, если мы будем использовать специальные условия, связанные с периодом модуляции, то столкнувшиеся солитоны сольются в один импульс с высокой интенсивностью. Происходит так называемая конструктивная интерференция, в результате которой интенсивность выходного импульса выше, чем интенсивность начальных импульсов. Таким образом, данный эффект может использоваться для повышения энергии лазерных импульсов.

Список литературы

1. Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 309 с.



2. Mak W. C., Malomed B. A., Chu P. L. Formation of a standing-light pulse through collision of gap solitons // Phys Rev E. 2003. Vol. 31, № 68. P. 1–9.
3. Ablowitz M. J., Horikis T. P., Nixon S. D., Zhu Y. Asymptotic analysis of pulse dynamics in mode-locked lasers // Studies in Applied Mathematics. 2009. Vol. 122, iss. 4. P. 411–425.
4. Sysoliatin A. A., Konyukhov A. I., Melnikov L. A. Dynamics of optical pulses propagating in fibers with variable dispersion // Numerical Simulations of Physical and Engineering Processes. 2011. P. 277–300.
5. Bauer R. G., Melnikov L. A., Multi-soliton fission and quasiperiodicity in a fiber with a periodically modulated core diameter // Opt. Commun. 1995. Vol. 115. P. 190–195.

УДК 538.975

ТЕРМОСТАБИЛЬНЫЙ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ЖИГ ГЕНЕРАТОР

А. Н. Литвиненко, В. В. Тихонов

Саратовский государственный университет
E-mail: LitvinenkoAN@gmail.com



В работе предложена оригинальная конструкция термостабильного электрически перестраиваемого ЖИГ генератора СВЧ с пленочным ЖИГ резонатором в цепи обратной связи. Печатная плата генератора вместе с катушками электрической перестройки и встроенной системой термокомпенсации располагалась внутри экрана портативной магнитной системы. Температурный дрейф частоты ЖИГ резонатора компенсировался температурным размагничиванием постоянных магнитов.

Ключевые слова: ЖИГ генераторы, температурная нестабильность, термостабилизация.

Thermostable Tunable YIG Oscillator

A. N. Litvinenko, V. V. Tikhonov

In the paper the original construction of thermostable electrically tunable microwave YIG oscillator with planar resonator in feedback loop is proposed. PCB of oscillator with tunable coil and thermocompensated system is located inside the screen of the portable magnetic system. Temperature drift YIG resonator frequency compensated temperature demagnetization of permanent magnets.

Key words: YIG oscillator, thermal instability, thermostabilization.

Введение

Современные тенденции развития мобильных систем радиолокации, навигации и связи проявляются в продвижении в область более высоких частот. При этом к бортовым системам предъявляются повышенные требования миниатюризации, энергоёмкости и другие. В системах обработки радиосигналов начинают преобладать цифровые методы [1]. Однако эффективность этих методов во многом зависит от качества опорного сигнала. В частности, для повышения точности радарных систем необходимо предельное снижение уровня фазовых шумов, а для защиты от шумового противодействия необходимо иметь возможность быстрой перестройки ча-

стоты опорного сигнала. В наибольшей степени этим требованиям удовлетворяют транзисторные ЖИГ генераторы.

В настоящее время в основном используются генераторы на ЖИГ сферах, которые серийно выпускаются целым рядом российских и зарубежных фирм [2]. Однако область их применения весьма ограничена из-за высокой температурной нестабильности частоты ЖИГ резонаторов. С началом производства высококачественных пленок ЖИГ появилась возможность создания пленочных ЖИГ резонаторов, которые также обладают высокой добротностью, порядка 10^3 – 10^4 , но отличаются более высокой технологичностью и низкой стоимостью. Однако переход к планарной технологии по-прежнему не решал проблемы термостабилизации. Более того, эта проблема усложнялась температурной нестабильностью постоянных магнитов, которые использовались в портативных системах намагничивания пленок ЖИГ.

Известные способы термостабилизации не вполне удовлетворяют требованиям мобильных систем. Термостатирование и фазовая автоподстройка частоты ЖИГ генератора приводят к желаемому результату ценой дополнительных энергозатрат, значительного усложнения устройства и увеличения его габаритов. В этом смысле более предпочтительными представляются методы термокомпенсации дрейфа частоты резонатора за счет температурного изменения величины намагничивающего поля. Для реализации этих методов в конструкцию магнитной системы дополнительно вводились термокомпенсационные элементы (термошунты, термосопротивления) [3], которые вместе с постоянными магнитами обеспечивали требуемое изменение поля в рабо-