

Моделирование распространения гауссова импульса в резонаторе

С.В. Краснов^а, С.И. Харитонов^{а,б}

^а Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, 443086, Московское шоссе, 34, Самара, Россия
^б Институт систем обработки изображений РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 443001, ул. Молодогвардейская, 151, Самара, Россия

Аннотация

В данной работе проведено моделирование распространения гауссова импульса в резонаторе в программной среде Mathcad. Выполнено разложение гауссовой функции, а также получены изображения распространения импульса в резонаторе.

Ключевые слова: гауссов импульс; резонатор

1. Введение

Линейные и кольцевые резонаторы получили широкое распространение. Применение систем кольцевых резонаторов рассматривается в статье [1]. В работе [2] показано формирование случайных двоичных кодов с использованием поляризованного света на кольцевом резонаторе. Восстановленные (декодированные) коды могут быть получены с помощью солитонных сигналов преобразования. Генерация солитонов с помощью кольцевого резонатора рассматривается в статье [3]. Сравнение связанных оптических волноводов и фотоннокристаллических волноводов представлено в статье [4]. Квантовая запутанность в линейной системе из двух независимых линейных резонаторов рассмотрена в статье [5]. Результаты данного исследования демонстрируют преимущество использования линейных резонаторов в сверхпроводящих цепях. Как показано в статье [6], увеличение длины резонатора при постоянной средней мощности излучения позволяет увеличить энергию лазерного импульса более чем на два порядка. Результаты данного исследования качественно согласуются с экспериментальными данными. В работах [7, 8] рассмотрено использование волноводного резонанса для создания спектральных пропускающих фильтров, а также для дифференцирования оптических импульсов по времени. В статье [9] изучаются пространственно-временная динамика стационарного Гауссова импульса с синхронизацией мод в резонаторе. Резонатор Фабри-Перо является основным видом оптического резонатора и представляет собой два соосных параллельно расположенных и обращенных друг к другу зеркала, между которыми может формироваться резонансная стоячая оптическая волна. Линейные и нелинейные характеристики оптических замедляющих структур из прямых связанных резонаторов Фабри-Перо обсуждаются в статье [10]. В работах [11, 12] рассматривается нелинейный оптический нанорезонатор в пересечении гребенчатых фотоннокристаллических волноводов. Цель настоящей работы является исследование распространения гауссова импульса в линейном резонаторе.

2. Моделирование в среде Mathcad

Классический вид волны с гауссовой огибающей имеет вид

$$A(z, t) = C_0 \exp\left(-\frac{(t - \frac{z}{c})^2}{2(\Delta t)^2}\right) \cos\left(\omega_0\left(t - \frac{z}{c}\right)\right)$$

Поле в резонаторе имеет вид

$$A(z, t) = \sum_{n=1}^M \sqrt{\frac{2hc^2}{L\omega_n}} (\alpha_n^- \exp(-i\omega_n t) + \alpha_n^+ \exp(i\omega_n t)) e_n(x)$$

$$e_n(x) = N_n \sin\left[k_n\left(z + \frac{L}{2}\right)\right]$$

$$k_n = \frac{\pi n}{L} \quad N_n = \sqrt{\frac{2}{L}} \quad \omega_n = k_n c$$

В момент времени $t = 0$

$$A(z, 0) = A_0(z) = C_0 \exp\left(-\frac{z^2}{2(c\Delta t)^2}\right) \cos\left(\frac{\omega_0}{c} z\right)$$

$$\frac{\partial A(z,0)}{\partial t} = A_1(z) = C_0 \exp\left(-\frac{z^2}{2(c\Delta t)^2}\right) \left(\frac{z}{(c\Delta t)^2} \cos\left(\frac{\omega_0 z}{c}\right) + \omega_0 \sin\left(\frac{\omega_0 z}{c}\right) \right)$$

$$\begin{cases} \alpha_n^- = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\frac{L\omega_n}{2hc^2}} \cdot \int_{-L/2}^{L/2} A_0(z) e_n(z) dz + i \sqrt{\frac{L}{2h\omega_n c^2}} \cdot \int_{-L/2}^{L/2} A_1(z) e_n(z) dz \right] \\ \alpha_n^+ = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\frac{L\omega_n}{2hc^2}} \cdot \int_{-L/2}^{L/2} A_0(z) e_n(z) dz - i \sqrt{\frac{L}{2h\omega_n c^2}} \cdot \int_{-L/2}^{L/2} A_1(z) e_n(z) dz \right] \end{cases}$$

Проведем разложение гауссовой функции в программной среде Mathcad.

$$A(z,t) = \sum_{n=1}^M \sqrt{\frac{2hc^2}{L\omega_n}} (\alpha_n^- \exp(-i\omega_n t) + \alpha_n^+ \exp(i\omega_n t)) e_n(x)$$

Параметры моделирования:

$$\omega_0 = 2,827 \text{ фс}^{-1} \quad c = 0,3 \frac{\text{МКМ}}{\text{фс}} \quad \Delta t = 10 \text{ фс} \quad L = 100 \text{ мкм}$$

Подберем параметр М для сохранения формы импульса. Для улучшения быстродействия программы выберем М минимальным.

На рисунке 1 представлена амплитуда поля в начальный момент времени. Слева показана амплитуда по исходной формуле, справа – после разложения.

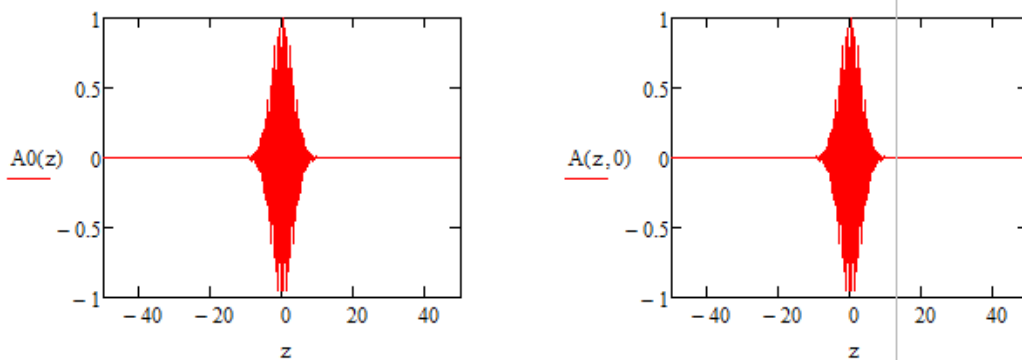


Рис. 1. Амплитуда поля в начальный момент времени, слева $A_0(z)$, справа $A(z,t)$ при $t = 0$.

Вывод: достаточно $M=600$ членов разложения для сохранения формы импульса.

На рисунке 2 показана амплитуда поля вблизи края резонатора, где можно наблюдать отражение импульса. Распространение гауссова импульса в резонаторе в пространственной и временной координатах представлено на рисунке 3.

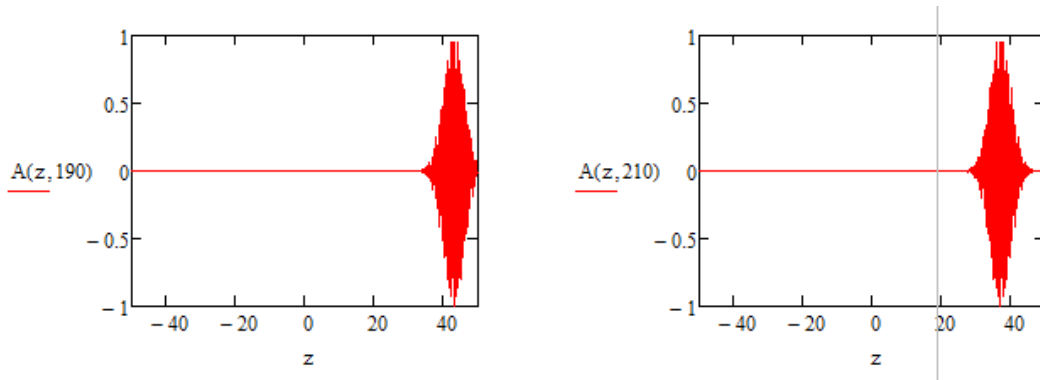


Рис. 2. Амплитуда поля в момент времени $t = 190$ фс (слева) и $t = 210$ фс (справа).

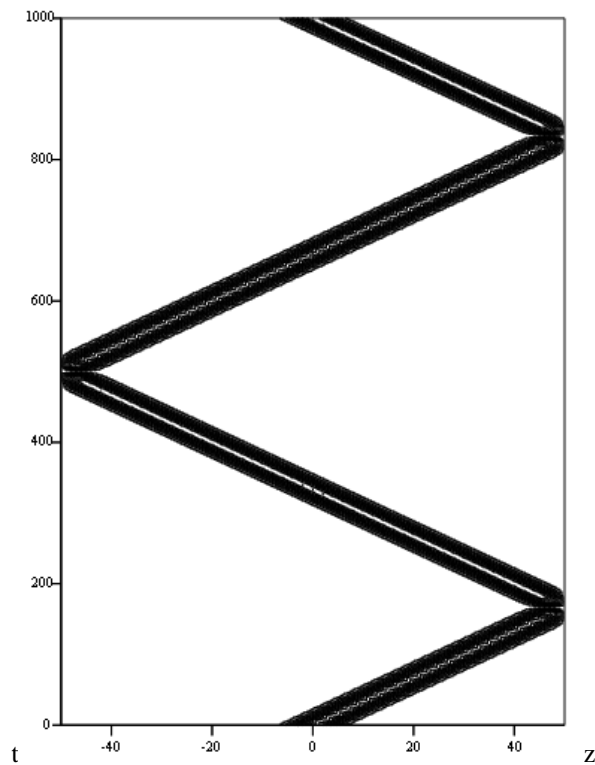


Рис. 3. Распространение гауссова импульса в резонаторе.

3. Заключение

Была написана программа, проводящая моделирование распространения гауссова импульса в резонаторе. Найдено достаточное число членов разложения для сохранения формы импульса. Результаты разложения совпадают с теоретическими данными.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и образования Российской Федерации, Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 16-07-00825, 16-29-11698-офи-м).

Литература

- [1] Amiri, I. S. IEEE 802.15.3c WPAN Standard Using Millimeter Optical Soliton Pulse Generated by a Panda Ring Resonator / I. S. Amiri, S. E. Alavi, Sevia M. Idrus // IEEE Photonics Journal. – 2013. – Vol. 5. – P. 7901912-13.
- [2] Phatharaworamet, T. Random Binary Code Generation Using Dark-Bright Soliton Conversion Control Within a PANDA Ring Resonator. / T. Phatharaworamet, C. Teeka, R. Jomtarak // Journal of Lightwave Technology. – 2010. – Vol. 28. – P. 2804-2809.
- [3] Amiri, I. S. Simulation and Analysis of Multisoliton Generation Using a PANDA Ring Resonator System. / I. S. Amiri, A. Afroozeh and M. Bahadoran // Chin. Phys. Lett. – 2011. - Vol. 28. – P. 104205-4.
- [4] Melloni, A. Tunable Delay Lines in Silicon Photonics: Coupled Resonators and Photonic Crystals, a Comparison. / A. Melloni, A. Canciamilla, C. Ferrari // IEEE Photonics Journal. – 2010. – Vol. 2. – P. 181-194.
- [5] Wang, H. Deterministic entanglement of photons in two superconducting microwave resonators. / H. Wang, M. Mariani, R. C. Bialczak // Phys. Rev. Lett. – 2010. – Vol. 106. – P. 060401-10.
- [6] Kobtsev, S.M. High-Energy Mode-Locked All-Fiber Laser with Ultralong Resonator. / Kobtsev, S.M., Kukarin, S.V., Smirnov, S.V. // Laser Phys. – 2010. – Vol. 20 - P. 351.
- [7] Казанский, Н.Л. Использование волноводного резонанса для создания нанооптических спектральных пропускающих фильтров. / Казанский Н.Л., Серафимович П.Г., Попов С.Б., Хонина С.Н. // Компьютерная оптика. – 2010. – Т. 34(2). – С. 162-168.
- [8] Казанский, Н.Л. Использование фотоннокристаллических резонаторов для дифференцирования оптических импульсов по времени / Казанский Н.Л., Серафимович П.Г., Хонина С.Н. // Компьютерная оптика. – 2012. – Т. 36(4). – С. 474-478.
- [9] Jirauschek, C. Gaussian pulse dynamics in gain media with Kerr nonlinearity. / C. Jirauschek, F. X. Kärtner // J. Opt. Soc. Am. B. – 2011. – Vol. 23. – P. 1776-2006.
- [10] Melloni, A. Linear and nonlinear pulse propagation in coupled resonator slow-wave optical structures. / A. Melloni, F. Morichetti // Optical and Quantum Electronics. – 2003. – Vol. 35. – P. 365.
- [11] Казанский, Н.Л. Нелинейный оптический нанорезонатор в пересечении гребенчатых фотоннокристаллических волноводов / Казанский Н.Л., Серафимович П.Г., Хонина С.Н. // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35(4). – С. 426-431.
- [12] Казанский, Н.Л. Повышение пространственного перекрытия резонансных мод фотоннокристаллического нанорезонатора / Казанский Н.Л., Серафимович П.Г., Хонина С.Н. // Компьютерная оптика. – 2012. – Т. 36(2). – С. 199-204.