

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАССИВА ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ ДЛЯ ИНТЕГРИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ ВО ВРЕМЕНИ

Казанский Н.Л., Серафимович П.Г.

Институт систем обработки изображений РАН,

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет)

Аннотация

В работе предложен и численно исследован интегратор комплексной огибающей оптического сигнала на основе фотонно-кристаллического резонатора. Показано, что массив фотонно-кристаллических резонаторов позволяет выполнять интегрирование более высоких порядков. Рассмотрены особенности использования фотонно-кристаллического резонатора в качестве полностью оптического интегратора, в частности, влияние свободной спектральной зоны на точность интегрирования оптического сигнала. Продемонстрировано влияние значений коэффициентов связности резонаторов в массиве на точность интегрирования. Рассчитан компактный интегратор на основе фотонно-кристаллического волновода, который позволяет с высокой точностью интегрировать оптические импульсы субпикосекундной длительности.

Ключевые слова: интегрированные на кристалле устройства, полностью оптическая обработка сигналов, интегрирование оптических импульсов, фотонно-кристаллический волновод, массивы фотонно-кристаллических резонаторов.

Введение

Рост объёма информации в мире и необходимость обрабатывать эту информацию в реальном времени порождают новые требования к вычислительной технике. Значение максимальной рабочей частоты современных электронных вычислительных компонентов достигло естественного предела. Переход на полностью оптические интегрированные на кристалле вычислительные компоненты позволит увеличить скорость обработки информации на несколько порядков и обрабатывать не только действительные, но и комплексные величины [1–3]. В связи с этим актуальна оптическая реализация базовых вычислительных операций. Например, в последнее время были предложены оптические интеграторы на основе решёток Брэгга [4] и кольцевого резонатора [5]. Такие интеграторы могут использоваться как в цифровой, так и в аналоговой обработке сигналов.

Среди приложений цифровой обработки сигналов можно выделить использование оптических интеграторов в качестве счётчиков импульсов и элементов сверхбыстрой памяти [6]. Приложения аналоговой оптической обработки сигналов включают решение дифференциальных уравнений различных порядков [7]. Эти приложения особенно актуальны при создании блоков управления автономными мобильными роботами и беспилотными летательными аппаратами. Полностью оптическая реализация такого блока управления на кристалле обеспечит быстроедействие, компактность и энергоэффективность устройства.

Размеры предложенных до сих пор интегрированных на кристалле интеграторов на основе решёток Брэгга составляют несколько миллиметров. Интеграторы на основе кольцевых резонаторов более компактны, их размеры составляют десятки микрометров по обоим направлениям плоскости кристалла.

В данной работе предлагаются и численно исследуются наиболее компактные на сегодня оптические интеграторы различных порядков на основе фотонно-

кристаллических резонаторов (ФК) [8, 9]. В дальнейшем под интегратором n -го порядка понимается массив ФК-резонаторов, огибающая оптического сигнала на выходе из которого соответствует n -кратному интегрированию огибающей входного сигнала.

Постановка задачи

На рис. 1 показана схема оптического волновода из массива связанных резонаторов. Здесь переменная $a_i, i = [1, N]$ обозначает комплексную амплитуду резонансной моды в i -м резонаторе, κ_{i-1} и $\kappa_i, i = [1, N]$ – коэффициенты связности i -го резонатора с массивом, $r_i = [1, N]$ – коэффициенты энергетических потерь i -го резонатора в пространство, p_{in}, p_{rf}, p_{tr} – амплитуды входного, отражённого и прошедшего полей соответственно.

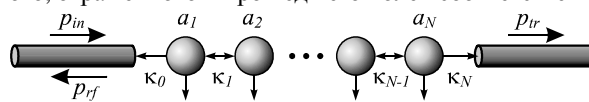


Рис. 1. Схема оптического волновода из массива связанных резонаторов

Рассмотрим вариант, при котором резонаторы в массиве настроены на одну резонансную частоту. Тогда, согласно временной теории связанных мод [10], амплитуды электромагнитного поля в каждом из резонаторов связаны уравнением, которое в матричном виде записывается следующим образом:

$$\mathbf{M}\mathbf{a} = \mathbf{p}_{in}, \quad (1)$$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} s_1 + \kappa_0 & i\kappa_1 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ i\kappa_1 & s_2 & i\kappa_2 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & i\kappa_2 & s_3 & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & i\kappa_{N-2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & s_{N-1} & i\kappa_{N-1} \\ 0 & 0 & 0 & \dots & i\kappa_{N-1} & s_N + \kappa_N \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $s_j = i(\omega - \omega_0) + r_j = s + r_j$ – переменная, учитывающая рассогласование относительно частоты резо-

нансной моды и энергетические потери резонатора в пространство, \mathbf{i} – мнимая единица, $\mathbf{a} = [a_1 \ a_2 \ \dots \ a_N]^T$, $\mathbf{p}_{in} = [-\mathbf{i}\sqrt{2\kappa_0} p_{in} \ 0 \ \dots \ 0]^T$.

Функцию пропускания такой системы можно записать в виде [11]

$$T(s) \equiv \frac{p_{tr}}{p_{in}} = -\frac{2(-\mathbf{i})^{N-1} \sqrt{\kappa_0 \kappa_N} \kappa_1 \kappa_2 \dots \kappa_{N-1}}{\det(\mathbf{M})}, \quad (3)$$

где

$$p_{tr} = -\mathbf{i}\sqrt{2\kappa_N} a_N = -2\sqrt{\kappa_0 \kappa_N} [\mathbf{M}^{-1}]_{N,1} p_{in},$$

$\det(\mathbf{M})$ – определитель матрицы \mathbf{M} .

Для одного резонатора выражение (3) преобразуется в вид

$$T_1(s) = -\frac{2\kappa_0}{s + 2\kappa_0}. \quad (4)$$

Здесь и далее для простоты мы пренебрегаем потерями резонатора в пространство.

Интегратор 1-го порядка

Рассмотрим, каким образом выражение (4) аппроксимирует интегратор 1-го порядка. Поляризованное электрическое поле с огибающей $P_{in}(t)$ записывается в виде

$$\begin{aligned} E(x,t) &= P_{in}(t - x/v_g) \exp(\mathbf{i}m_0 x - \mathbf{i}\omega_0 t) = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} R(\omega - \omega_0) \exp(\mathbf{i}m(\omega)x - \mathbf{i}\omega t) d\omega, \end{aligned} \quad (5)$$

где $R(\omega)$ – спектр огибающей сигнала, $m(\omega)$ – волновое число ($m_0 = m(\omega_0)$), v_g – групповая скорость.

На выходе линейной системы, описываемой комплексной функцией пропускания $H(\omega)$, огибающая входного импульса (5) преобразуется в

$$\begin{aligned} P_{tr}(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} R(\omega) H(\omega) \exp(\mathbf{i}\omega t) d\omega = \\ &= P_{in}(t) * h(t), \end{aligned} \quad (6)$$

где символ $*$ обозначает операцию свёртки и $h(t)$ – спектр комплексной функции пропускания $H(\omega)$.

Импульсный отклик линейной системы с передаточной функцией (ПФ) вида (4) равен

$$h_1(t) = -\kappa_0 \exp(-\kappa_0 t) u(t), \quad (7)$$

где $u(t)$ – функция Хэвисайда.

Подставляя соотношение (7) в (6), получим выражение для огибающей выходного импульса

$$P_{tr}(t) = -\kappa_0 \int_{-\infty}^t P_{in}(T) \exp(-\mathbf{i}\kappa_0(t-T)) dT. \quad (8)$$

Правая часть данного уравнения выражает интеграл огибающей входного импульса с экспоненциальным весом.

На рис. 2 показан результат интегрирования огибающей оптического импульса длительностью 100 пс резонаторами с добротностью 10^5 и 5×10^5 . Добротность резонатора Q связана с κ_0 соотношением $Q = \omega_0 / (4\kappa_0)$. Из рисунка видно, что чем выше добротность резонатора, тем медленнее затухает огибающая интегрированного сигнала.

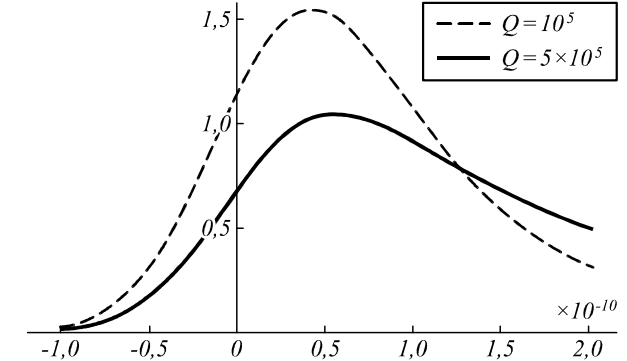


Рис. 2. Результат интегрирования 1-го порядка огибающей оптического импульса длительностью 100 пс резонаторами с добротностью 10^5 и 5×10^5

Покажем, что использование вместо одного резонатора массива из нескольких резонаторов позволяет выполнять интегрирование высоких порядков. Для двух резонаторов выражение (3) можно записать в виде

$$T_2(s) = \frac{\mathbf{i}2\kappa_0 \kappa_1}{(s + \kappa_0)^2 + \kappa_1^2}. \quad (9)$$

Для массива из трёх резонаторов функция пропускания записывается в виде

$$T_3(s) = \frac{2\kappa_0 \kappa_1 \kappa_2}{s(s + \kappa_0)^2 + (s + \kappa_0)(\kappa_1^2 + \kappa_2^2)}. \quad (10)$$

Подставляя выражения (9) и (10) в соотношение (6) в качестве комплексной функции пропускания, получим огибающую выходного сигнала для линейной системы из двух и трёх резонаторов соответственно.

Например, импульсный отклик линейной системы с ПФ вида (9) равен

$$h_2(t) = \kappa_0 \ell^{-(\kappa_0 + \mathbf{i}\kappa_1)t} (\ell^{2\mathbf{i}\kappa_1 t} - 1) u(t). \quad (11)$$

Можно получить соотношение

$$h_2(t) \approx 2\mathbf{i}\kappa_0 \kappa_1 t \exp(-\kappa_0 t) u(t). \quad (12)$$

Подставляя соотношение (12) в (6), получим выражение для огибающей выходного импульса интегратора 2-го порядка:

$$P_{tr}(t) = \mathbf{i}\kappa_0 \kappa_1 \int_{T_2=-\infty}^t \int_{T_1=-\infty}^{T_2} P_{in}(T_1) \ell^{-\mathbf{i}\kappa_0(t-T_1)} dT_1 dT_2. \quad (13)$$

В работе [12] приведены обобщающие формулы для интеграторов более высоких порядков на основе решёток Брэгга.

ПФ идеального интегратора огибающей оптического сигнала с несущей частотой ω_0 записывается в виде

$$H_{int}(s) = -1/s. \quad (14)$$

Наибольшие отличия между функциями (4) и (14) наблюдаются в окрестности ω_0 . Это приводит к тому, что интегрирование импульсов с узким спектральным диапазоном приводит к большим погрешностям. При этом чем меньше добротность резонатора, тем значительнее отличие (4) от (14) в окрестности ω_0 и тем выше ошибка интегрирования.

На рис. 3 показан результат интегрирования резонаторами с добротностью 10^4 и 5×10^5 . На вход подаётся оптический сигнал с огибающей, соответствующей первой производной Гауссова импульса длительностью 100 пс. Примеры входных сигналов показаны на рис. 4.

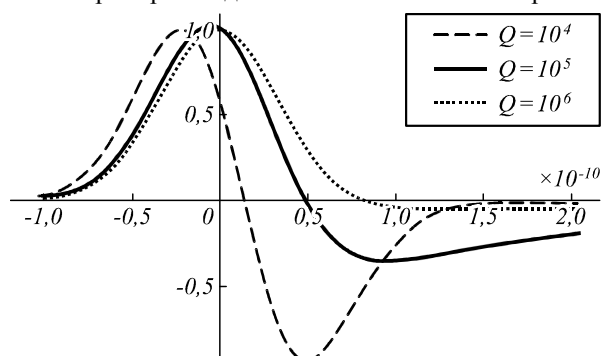


Рис. 3. Результат интегрирования резонаторами с добротностью 10^4 , 10^5 и 10^6 . На вход подаётся оптический сигнал с огибающей, соответствующей первой производной Гауссова импульса длительностью 100 пс

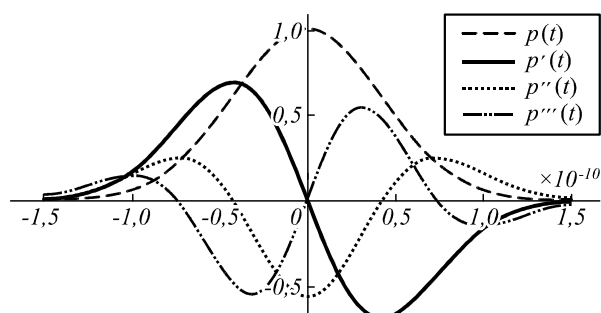


Рис. 4. Исходный Гауссов импульс длительностью 1 пс и три его первые производные

В работе [13] описано использование ФК-резонатора в качестве оптического дифференциатора. Функция комплексного отражения такого резонатора записывается в виде

$$H_{df}(s) = -\frac{s}{s + \kappa_0} \tag{15}$$

Выражение (15) отличается от функции идеального дифференциатора ($H_{idf}(s) = -s$) в окрестности ω_0 количественно, но не качественно. Поэтому дифференцирование сигналов с узким спектральным диапазоном высокодобротным резонатором не приводит к погрешностям, аналогичным тем, которые показаны на рис. 3.

Причины отличия (4) от (14) вне окрестности ω_0 различны для разных типов резонаторов. Например, для кольцевого резонатора погрешность интегратора на высоких частотах определяется величиной FSR (free spectral range) и зависит, в частности, от радиуса

резонатора. Для ФК-резонаторов погрешность интегратора на высоких частотах определяется влиянием соседних резонансных мод и шириной запрещённой зоны фотонного кристалла.

На рис. 4 показаны входные тестовые импульсы. Это исходный Гауссов импульс длительностью 1 пс и три его первые производные. Таким образом, интегратор должен восстановить Гауссов импульс из его первой производной. Интеграторы 2-го и 3-го порядков должны восстановить Гауссов импульс 2-й и 3-й производных соответственно.

На рис. 5а показаны результаты интегрирования первой производной Гауссова импульса длительностью 1 пс для различных значений FSR. Добротность резонатора составляла 5×10^4 . Из рисунка видно, что резонаторы со значениями FSR, равными 12 нм и 15 нм, интегрируют входной сигнал с большими искажениями. Высокое качество интегрирования достигается при значении FSR, равном 25 нм. На рис. 5б показаны аналогичные результаты интегрирования первой производной Гауссова импульса длительностью 150 фс. Видно, что хорошее качество интегрирования достигается для значения FSR, равного 120 нм. Создание кольцевых резонаторов с таким большим FSR затруднительно. Подходящим кандидатом для интегрирования субпикосекундных импульсов представляются ФК-резонаторы.

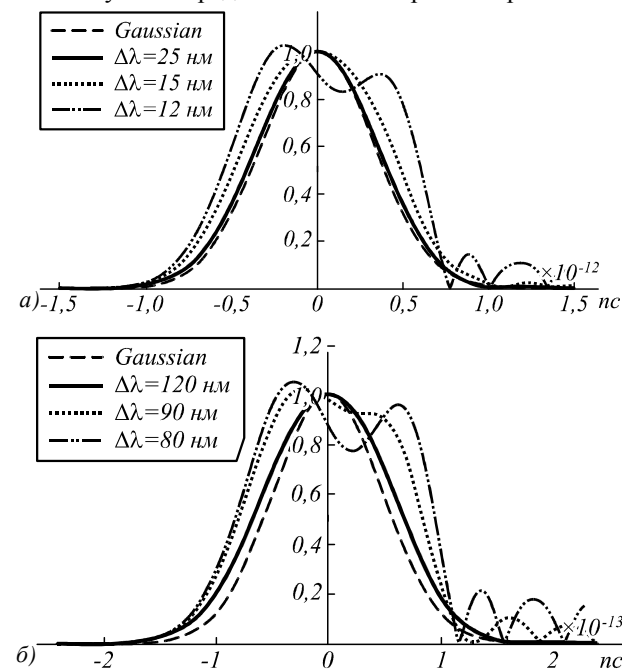


Рис. 5. Результаты интегрирования 1-й производной Гауссова импульса для значений FSR 25 нм, 15 нм и 12 нм для импульса длительностью 1 пс (а) и 120 нм, 90 нм и 80 нм для импульса длительностью 150 фс (б). Добротность резонатора составляла 5×10^4

Пример интегратора на основе ФК-волновода

Рассчитаем параметры конкретного ФК-резонатора, выполняющего интегрирование оптического сигнала. В качестве такого резонатора выберем элемент на основе гребенчатого ФК-волновода. По сравнению с двумерными ФК-структурами в слое [8, 9] резона-

торы на основе гребенчатого ФК-волновода обладают меньшей площадью и естественным образом интегрируются в волноводную геометрию соединений на кристалле. На рис. 6а показан один из вариантов резонатора на основе гребенчатого ФК. Здесь дефект, в котором возбуждается резонансная мода, формируется уменьшением радиуса отверстий в окрестности дефекта.

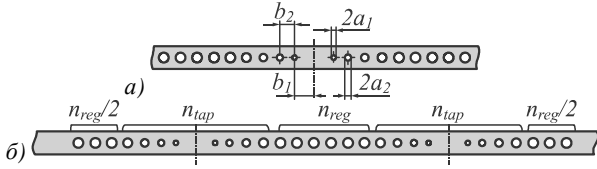


Рис. 6. Схема резонатора на основе ФК-волновода (а), массив из 2 таких резонаторов (б)

Рассмотрим массив ФК-резонаторов, изображённый на рис. 6б. Коэффициент связности резонаторов в массиве определяется n_{reg} – количеством отверстий с одинаковым (максимальным) радиусом между дефектами. Можно показать [14], что для двух соседних резонаторов с добротностями Q_1 и Q_2 коэффициент связности равен

$$\kappa = \frac{\omega_0}{4\sqrt{Q_1 Q_2}} = \frac{\omega_0}{4Q_0} a^{-n_{reg}}, \quad (16)$$

где Q_0 – добротность резонатора, содержащего только отверстия зоны дефекта, ω_0 – резонансная частота, соответствующая длине волны Брэгга, κ_g и Λ – сила решётки (grating strength) и период решётки Брэгга соответственно. Величина a может быть аппроксимирована с помощью расчёта добротности резонатора для различных значений n_{reg} .

Для расчёта характеристик резонатора использовался трёхмерный параллельный метод FDTD [15]. На рис. 6а введены обозначения геометрических параметров одного резонатора из массива. Волновод имеет ширину $w = 490$ нм и высоту $h = 220$ нм, состоит из кремния ($n = 3,46$) и окружён воздухом. Отверстия в регулярной части волновода заполнены воздухом, имеют радиус $R = 100$ нм и отстоят друг от друга на $a = 330$ нм. В табл. 1 содержатся значения радиусов отверстий и периода решётки в зоне дефекта ($n_{reg} = 12$). Эти геометрические параметры обеспечивают возникновение энергетической запрещённой зоны (bandgap) для ТЕ-поляризации в волноводе [14]. Левая и правая границы запрещённой зоны равны 1,46 мкм и 1,67 мкм соответственно. Размер запрещённой зоны – 210 нм. Длина волны резонансной моды 1,57 мкм находится в центре этой зоны.

Таблица 1. Геометрические параметры ФК-резонатора на рис. 6а

a_1	b_1	a_2	b_2	a_3	b_3	a_4	b_4	a_5	b_5	a_6	b_6
40	255	55	350	65	365	75	375	85	385	95	395

Если количество отверстий с одинаковым радиусом слева и справа равно $n_{reg}/2$, как показано на рис. 6б, то выполняется следующее условие

$$\kappa_0 = \kappa_N = \kappa_j, \quad j = 1, N - 1. \quad (17)$$

Рассчитанный резонатор способен качественно интегрировать субпикосекундные импульсы. На рис. 7а показан результат интегрирования первой производной Гауссова импульса длительностью 150 фс. Добротность резонатора составляла 5×10^4 . Результаты интегрирования 2-й и 3-й производных импульса такой же длительности интеграторами 2-го и 3-го порядков соответственно показаны на рис. 7б, в. Интегратор 2-го порядка состоит из двух резонаторов, показанных на рис. 7б. Интегратор 3-го порядка содержит три таких резонатора. Коэффициенты связности для резонаторов в каждом из интеграторов задаются соотношением (17). Рис. 7б, в демонстрируют, что качество интегрирования ухудшается с ростом порядка интегрирования для импульсов одинаковой длительности. На рис. 7г показан результат интегрирования 3-го порядка импульса длительностью 200 фс.

Размеры интегратора первого порядка на основе ФК-резонатора на рис. 6а составляют $6,0 \times 0,5 \times 0,2$ мкм для длины волны 1,57 мкм. Интеграторы 2-го и 3-го порядков имеют размеры $12 \times 0,5 \times 0,2$ мкм и $18 \times 0,5 \times 0,2$ мкм. Таким образом, данный интегратор является в десятки раз более компактным, чем любой из представленных ранее.

До этого в данной статье полагалось, что коэффициенты связности в массиве резонаторов задаются соотношением (17). В соответствии с формулами (4), (9) и (10) чем меньше величины κ_j , тем ближе соответствующие ПФ к ПФ идеального интегратора. При этом величины κ_0 и κ_N определяются параметрами самого резонатора, а величины $\kappa_j, j = 1, N - 1$ могут быть подобраны путём изменения расстояния между резонаторами в массиве. Например, уменьшая количество отверстий между дефектами в ФК-волноводе, мы можем увеличить коэффициенты связности. В работе [16] описана аналогичная процедура для интеграторов на основе решёток Брэгга.

Величины коэффициентов связности влияют также на количество энергии на выходе интегратора. Увеличивая κ_j , можно повысить энергетическую эффективность интегратора. Тем не менее, это приводит к дополнительным искажениям ПФ. На рис. 8а показаны значения амплитуды ПФ массива из трёх резонаторов для двух вариантов коэффициентов связности. Во-первых, для варианта, описываемого соотношением (17), и, во-вторых, для соотношения $6,31 \kappa_0 = 6,31 \kappa_N = \kappa_j, j = 1, N - 1$. Здесь значение 6,31 соответствует $a^3 = 1,848^3$. Таким образом, мы увеличиваем коэффициенты связности, оставляя между дефектами только отверстия с переменным радиусом и убрав 3 отверстия с постоянным радиусом. На рис. 7б показаны соответствующие значения фазы ПФ. Добротность резонатора составляла 10^5 .

Из рис. 8б видно, что повышение коэффициентов связности резонаторов приводит к расширению зоны дополнительного фазового скачка передаточной функции в центре.

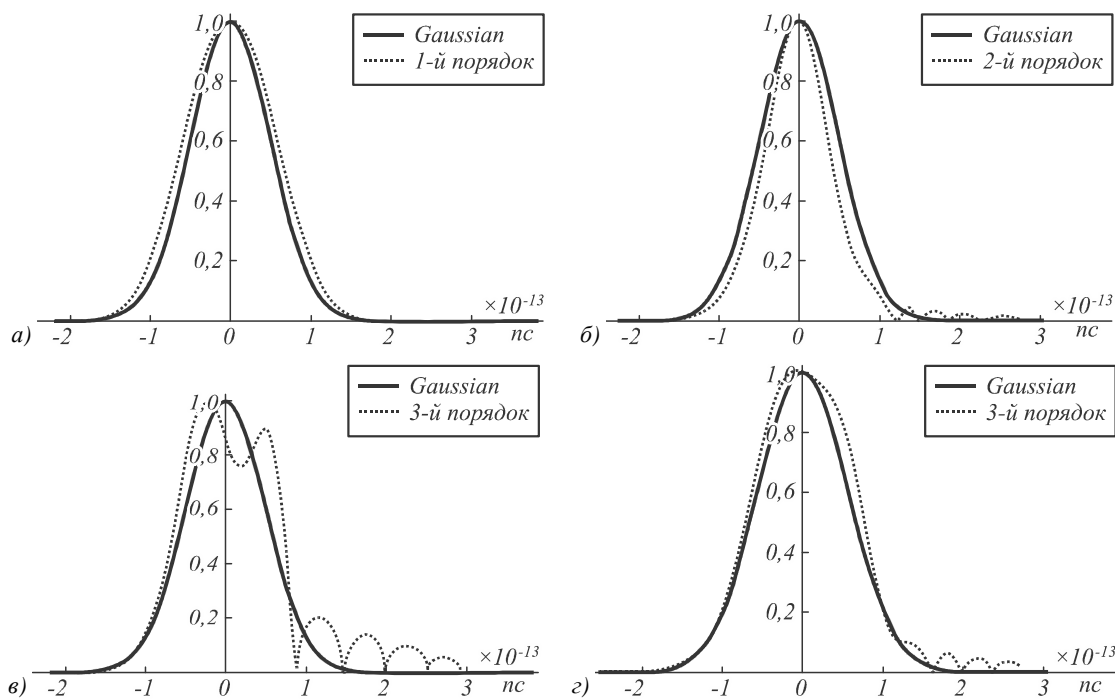


Рис. 7. Результаты интегрирования соответствующих производных Гауссова импульса длительностью 150 фс ФК-резонатором с добротностью 5×10^4 (а), массивом из двух ФК-резонаторов (б), массивом из трёх ФК-резонаторов (в) и результат интегрирования 3-й производной Гауссова импульса длительностью 200 фс массивом из трёх ФК-резонаторов (г)

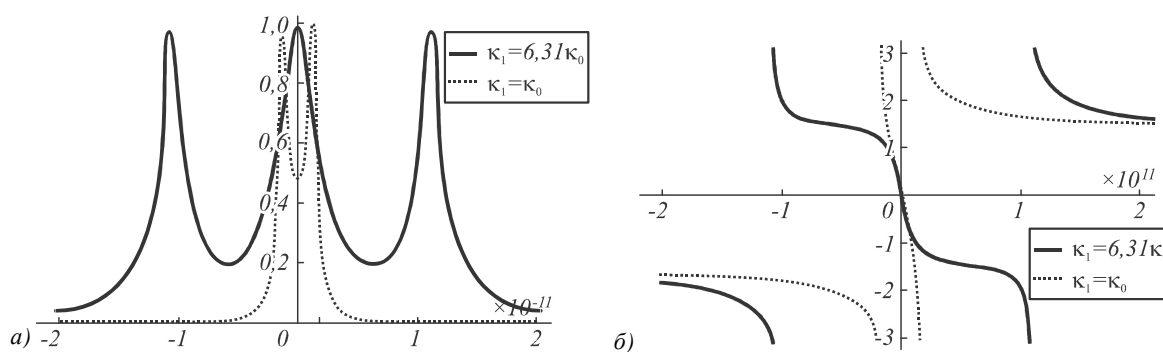


Рис. 8. ПФ массива из трёх резонаторов для двух вариантов коэффициентов связности: амплитуда ПФ (а), фаза ПФ (б)

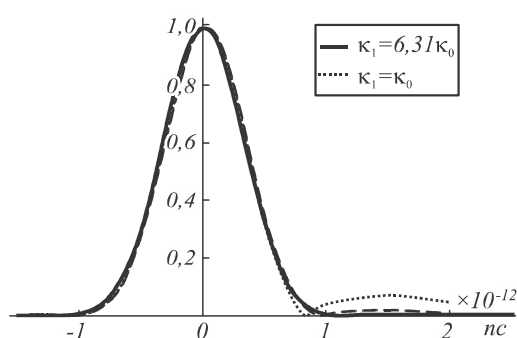


Рис. 9. Результаты интегрирования 3-го порядка для различных значений коэффициентов связности резонаторов

На рис. 9 показаны результаты интегрирования 3-й производной Гауссова импульса длительностью 10 пс массивами резонаторов с передаточными функциями, представленными на рис. 8. Дополнительный фазовый скачок передаточной функции в центре влечёт ухудшение точности интегрирования.

Заключение

В работе предложен и рассчитан компактный интегратор комплексной огибающей оптического сигнала на основе фотонно-кристаллического волновода. Данный интегратор является в десятки раз более компактным, чем любой из представленных ранее. Размеры интегратора линейно зависят от порядка интегрирования. Показано, что предложенный интегратор может иметь размер свободной спектральной зоны более 200 нм. Это позволяет с высокой точностью интегрировать оптические импульсы субпикосекундной длительности.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №№ 13-07-97002, 13-07-13166, 14-07-97008, 14-07-97009 и Программы № 5 фундаментальных исследований ОНИТ РАН «Фундаментальные проблемы физики и технологии эпитаксиальных наноструктур и

приборов на их основе», Министерства образования и науки РФ.

Литература

1. **Сойфер, В.А.** Дифракционная нанофотоника и перспективные информационные технологии // Вестник Российской академии наук. – 2014. – Т. 84, № 1. – С. 11-24.
2. **Гаврилов, А.В.** Принципы создания оптических аналоговых вычислительных машин / А.В. Гаврилов, В.А. Сойфер // Компьютерная оптика. – 2012. – Т. 36, № 2. – С. 140-150.
3. **Cotter, D.** Nonlinear optics for high-speed digital information processing / D. Cotter [et al.] // Science. – 1999. – V. 286. – P. 1523-1528.
4. **Ngo, N.Q.** Design of an optical temporal integrator based on a phase-shifted Bragg grating in transmission // Optics Letters. – 2007. – V. 32(20). – P. 3020-3022.
5. **Ferrera, M.** On-chip CMOS-compatible all-optical integrator / M. Ferrera, Y. Park, L. Razzari, B.E. Little, S.T. Chu, R. Morandotti, D.J. Moss and J. Azaña // Nature Communications. – 2010. – V. 1.
6. **Ding, Y.** Active microring optical integrator associated with electroabsorption modulators for high speed low light power loadable and erasable optical memory unit / Y. Ding, X. Zhang, X. Zhang, D. Huang // Optics Express. – 2009. – V. 17(15). – P. 12835-12848.
7. **Slavík, R.** Photonic temporal integrator for all-optical computing / R. Slavík, Y. Park, N. Ayotte, S. Doucet, T. J. Ahn, S. LaRochelle, and J. Azaña // Optics Express. – 2008. – V. 16(22). – P. 18202-18214.
8. **Akahane, Y.** Fine-tuned high-Q photonic-crystal nanocavity / Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, and S. Noda // Optics Express. – 2005. – V. 13(4). – P. 1202-1214.
9. **Velha, P.** Ultra-high-reflectivity photonic-bandgap mirrors in a ridge SOI waveguide / P. Velha, J.C. Rodier, P. Lalanne, J.P. Hugonin, D. Peyrade, E. Picard, T. Charvolin and E. Hadji // New Journal of Physics (IOP). – 2006. – V. 8(204). – P. 1-13.
10. **Haus, H. A.** Waves and Fields in Optoelectronics / H. A. Haus. – Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1984.
11. **Liu, H. C.** Synthesis of high-order bandpass filters based on coupled-resonator optical waveguides (CROWs) / H.C. Liu, A. Yariv // Optics Express. – 2011. – V. 19(18). – P. 17653-17668.
12. **Asghari, M.H.** On the design of efficient and accurate arbitrary-order temporal optical integrators using fiber bragg gratings / M.H. Asghari, J. Azaña // Journal of Lightwave Technology. – 2009. – V. 27(17). – P. 3888-3895.
13. **Kazanskiy, N.L.** Use of photonic crystal cavities for temporal differentiation of optical signals / N.L. Kazanskiy, P.G. Serafimovich, S.N. Khonina // Optics Letters. – 2013. – V. 38(7). – P. 1149-1151.
14. **Liu, H. C.** Designing coupled-resonator optical waveguides based on high-Q tapered grating-defect resonators / H. C. Liu, A. Yariv // Optics Express. – 2012. – V. 20(8). – P. 9249-9263.
15. **Taflove, A.** Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method / A. Taflove and S.C. Hagness. – 3rd ed. – Norwood, MA: Artech House, 2005.
16. **Asghari, M.H.** Design of all-optical high-order temporal integrators based on multiple-phase-shifted Bragg gratings / M.H. Asghari, J. Azaña // Optics Express. – 2008. – V. 16(15). – P. 11459-11469.

References

1. **Soifer, V.A.** Diffractive nanophotonics and advanced information technologies // Herald of the Russian Academy of Sciences. – 2014. – V. 84(1). – P. 9-19.
2. **Gavrilov, A.V.** Perspectives of development of analogous computers / A.V. Gavrilov, V.A. Soifer // Computer Optics. – 2012. – V. 36(2). – P. 140-150.
3. **Cotter, D.** Nonlinear optics for high-speed digital information processing / D. Cotter [et al.] // Science. – 1999. – V. 286. – P. 1523-1528.
4. **Ngo, N.Q.** Design of an optical temporal integrator based on a phase-shifted Bragg grating in transmission // Optics Letters. – 2007. – V. 32(20). – P. 3020-3022.
5. **Ferrera, M.** On-chip CMOS-compatible all-optical integrator / M. Ferrera, Y. Park, L. Razzari, B.E. Little, S.T. Chu, R. Morandotti, D.J. Moss and J. Azaña // Nature Communications. – 2010. – V. 1.
6. **Ding, Y.** Active microring optical integrator associated with electroabsorption modulators for high speed low light power loadable and erasable optical memory unit / Y. Ding, X. Zhang, X. Zhang, D. Huang // Optics Express. – 2009. – V. 17(15). – P. 12835-12848.
7. **Slavík, R.** Photonic temporal integrator for all-optical computing / R. Slavík, Y. Park, N. Ayotte, S. Doucet, T. J. Ahn, S. LaRochelle, and J. Azaña // Optics Express. – 2008. – V. 16(22). – P. 18202-18214.
8. **Akahane, Y.** Fine-tuned high-Q photonic-crystal nanocavity / Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, and S. Noda // Optics Express. – 2005. – V. 13(4). – P. 1202-1214.
9. **Velha, P.** Ultra-high-reflectivity photonic-bandgap mirrors in a ridge SOI waveguide / P. Velha, J.C. Rodier, P. Lalanne, J.P. Hugonin, D. Peyrade, E. Picard, T. Charvolin and E. Hadji // New Journal of Physics (IOP). – 2006. – V. 8(204). – P. 1-13.
10. **Haus, H. A.** Waves and Fields in Optoelectronics / H. A. Haus. – Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1984.
11. **Liu, H. C.** Synthesis of high-order bandpass filters based on coupled-resonator optical waveguides (CROWs) / H. C. Liu, A. Yariv // Optics Express. – 2011. – V. 19(18). – P. 17653-17668.
12. **Asghari, M.H.** On the design of efficient and accurate arbitrary-order temporal optical integrators using fiber bragg gratings / M.H. Asghari, J. Azaña // Journal of Lightwave Technology. – 2009. – V. 27(17). – P. 3888-3895.
13. **Kazanskiy, N.L.** Use of photonic crystal cavities for temporal differentiation of optical signals / N.L. Kazanskiy, P.G. Serafimovich, S.N. Khonina // Optics Letters. – 2013. – V. 38(7). – P. 1149-1151.
14. **Liu, H. C.** Designing coupled-resonator optical waveguides based on high-Q tapered grating-defect resonators / H. C. Liu, A. Yariv // Optics Express. – 2012. – V. 20(8). – P. 9249-9263.
15. **Taflove, A.** Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method / A. Taflove and S.C. Hagness. – 3rd ed. – Norwood, MA: Artech House, 2005.
16. **Asghari, M.H.** Design of all-optical high-order temporal integrators based on multiple-phase-shifted Bragg gratings / M.H. Asghari, J. Azaña // Optics Express. – 2008. – V. 16(15). – P. 11459-11469.

USING PHOTONIC CRYSTAL NANOBEAM CAVITIES FOR INTEGRATION OF OPTICAL SIGNAL

N.L. Kazanskiy, P.G. Serafimovich

*Image Processing Systems Institute, Russian Academy of Sciences,
Samara State Aerospace University*

Abstract

In this paper we propose and numerically investigate an all-optical temporal integrator based on a photonic crystal cavity. We show that an array of photonic crystal cavities enables high-order temporal integration. The effect of the value of the cavity's free spectral range on the accuracy of the integration is considered. The influence of the coupling coefficients in the resonator array on the integration accuracy is demonstrated. A compact integrator based on a photonic crystal nanobeam cavity is designed, which allows high-precision integration of optical pulses of subpicosecond duration.

Key words: optical nanoresonator, optical data processing, resonance mode, photonic crystal waveguide, Q-factor.

Сведения об авторах



Казанский Николай Львович, 1958 года рождения. В 1981 году с отличием окончил Куйбышевский авиационный институт (КуАИ, ныне – Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет) – СГАУ) по специальности «Прикладная математика». Доктор физико-математических наук (1996 год), профессор, работает заместителем директора по научной работе и заведующим лабораторией дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН), профессором кафедры технической кибернетики СГАУ. Руководитель научно-образовательного центра компьютерной оптики, созданного совместно ИСОИ РАН и СГАУ, заведующий базовой (СГАУ в ИСОИ РАН) кафедрой высокопроизводительных вычислений. Является членом международных научных обществ *SPIE* и *IAPR*. Н.Л. Казанский – специалист в области дифракционной оптики, математического моделирования, обработки изображений и нанофотоники. В списке научных работ Н.Л. Казанского 240 статей, 7 монографий, 35 авторских свидетельств и патентов.

Страница в интернете: <http://www.ipsi.smr.ru/staff/kazansky.htm>.

E-mail: kazansky@smr.ru.

Nikolay Lvovich Kazanskiy (b. 1958) graduated with honours (1981) from S. P. Korolyov Kuibyshev Aviation Institute (presently, S. P. Korolyov Samara State Aerospace University (SSAU)), majoring in Applied Mathematics. He received his Candidate in Physics & Maths (1988) and Doctor in Physics & Maths (1996) degrees from Samara State Aerospace University. He is the vice-director for research and the head of Diffractive Optics laboratory at the Samara Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences (IPSI RAS), holding a part-time position of professor at SSAU's Technical Cybernetics sub-department. He is the manager of the Research & Education Center of Computer Optics established jointly by SSAU and IPSI RAS, holding the chair of SSAU's base sub-department of High-Performance Computing at IPSI RAS. He is a SPIE- and IAPR-member. He is co-author of 240 scientific papers, 7 monographs, and 35 inventions and patents. His current research interests include diffractive optics, mathematical modeling, image processing, and nanophotonics.



Серафимович Павел Григорьевич, кандидат физико-математических наук; старший научный сотрудник Института систем обработки изображений РАН. Области научных интересов: моделирование и проектирование нанооптических устройств, методы исследования фотонных кристаллов, разработка и исследование программных средств распределённой и параллельной обработки крупноформатных изображений.

E-mail: serp@smr.ru.

Pavel Grigorievich Serafimovich, Candidate in Physics and Mathematics; senior researcher at the Image Processing Systems Institute of RAS. His areas of research are nanooptics, simulation and design of photonic crystals, parallel and distributed image processing.

Поступила в редакцию 28 марта 2014 г.