

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В.ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Курсовая работа по дисциплине  
"Параллельное программирование"

**«Использование метода FDTD для расчета электромагнитных полей в  
периодических структурах»**

Выполнил студент 2 курса 218 группы

Султанов Виталий Дмитриевич

\_\_\_\_\_ Султанов В.Д.

«\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2017г.

Москва, 2017

## Аннотация

Тема: «Использование метода FDTD для расчета электромагнитных полей в периодических структурах». Объем работы - 21 стр.

Фотонные кристаллы нашли применение во многих сферах современной физики. Однако существуют известные трудности с их теоретическим описанием: аналитическое решение уравнений Максвелла во многих случаях невозможно представить в виду чрезмерной объемности вычислений из-за сложной пространственной структуры некоторых ФК. Одним из вариантов является численное решение уравнений Максвелла в ФК. Целью данной работы является исследование применимости метода конечных разностей во временной области к моделированию распространения электромагнитных волн в двумерных фотонных кристаллах. На одномерном ФК типа РБО проверяется физическая адекватность модели в виду существующего аналитического описания РБО. На основе анализа оптимизации алгоритма делается вывод о принципиальной возможности его распараллеливания.

# Оглавление

<b>1. Теоретическое введение.</b>	<b>3</b>
1.1 Фотонный кристалл. . . . .	3
1.1.1 Одномерные фотонные кристаллы. Распределенный брегговский отражатель. . . . .	4
1.1.2 Волноводы на основе фотонных кристаллов . . . . .	6
1.2 Численное моделирование. FDTD метод. . . . .	7
1.2.1 Граничные условия . . . . .	9
1.2.2 Метод TFSSF . . . . .	9
1.2.3 Параллелизация алгоритма. . . . .	10
<b>2. Результаты моделирования.</b>	<b>12</b>
2.1 Одномерные фотонные кристаллы . . . . .	12
2.2 Волноводы на основе ФК. . . . .	14
2.3 Степень ускорения. Закон Амдала. . . . .	17
<b>3. Заключение.</b>	<b>19</b>
<b>Список использованной литературы</b>	<b>20</b>

# 1. Теоретическое введение.

Изучение распространения волн различной физической природы в веществе является важной задачей современной физике. Особую роль играют периодические среды с пространственной дисперсией [1]. К таковым относятся и фотонные кристаллы - структуры с периодическим пространственным изменением диэлектрической проницаемости для моделирования диэлектрических свойств в одном, двух или трех измерениях. Фотонные кристаллы на данный момент вызывают большой интерес в связи с перспективами их практического применения в различных областях: нелинейная оптика, СВЧ-техника, нанофотоника, оптоэлектроника и др [2].

## 1.1. Фотонный кристалл.

Как уже было сказано, под фотонными кристаллами понимают пространственные структуры с периодически изменяющейся диэлектрической проницаемостью. Основной особенностью взаимодействия электромагнитного излучения с периодическими структурами является наличие брегговских зон селективного брегговского отражения, т.е. полос частот или углов падения излучения на кристалл, в пределах которых волны не могут распространяться в среде в определенном направлении и испытывают интенсивное дифракционное рассеяние. Особенностью же фотонных кристаллов (ФК) является то, что эти зоны могут быть довольно широкими и для определенных частотных полос перекрываться для всех направлений распространения, что приводит к появлению полностью запрещенных частотных (соответственно, энергетических) зон в ФК. Таким образом, зонная частотная структура фотонов в ФК схожа с энергетической зонной структурой электронов в обычных кристаллах [1].

Сама идея ФК впервые была развита в работах Яблоновича [3]. Однако изначально под ФК подразумевались трехмерные структуры, являющиеся, по сути, полным оптическим аналогом обычных электронных кристаллов. Однако впоследствии термин "фотонный кристалл" стали использовать и для ФК меньших размерностей. На рисунке

1.1 представлены схемы простейших ФК трех видов в зависимости от их размерностей.

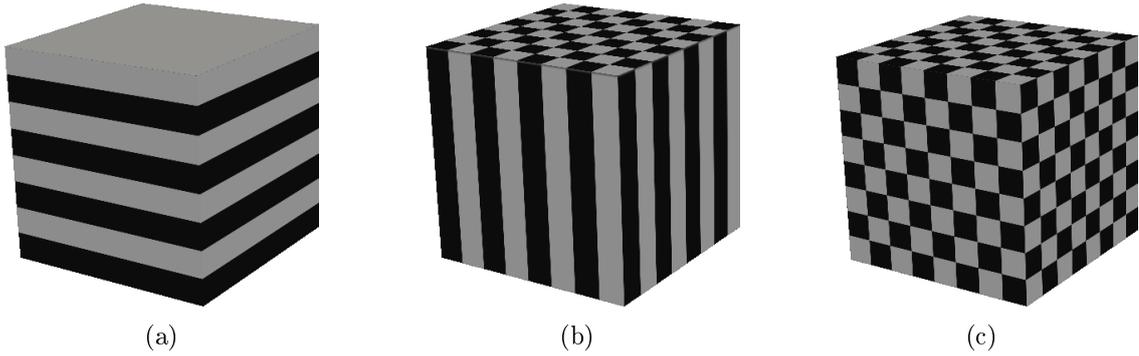


Рисунок 1.1: Типы фотонных кристаллов в зависимости от размерности: (a) одномерный ФК; (b) двумерный ФК; (c) трехмерный ФК.

Для исследования оптических свойств фотонных кристаллов используются волновая теория и решение системы уравнений Максвелла, имеющий вид:

$$\begin{cases} \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \vec{D} = \rho \\ \nabla \cdot \vec{B} = 0 \end{cases} \quad (1.1)$$

Уравнения Максвелла могут быть решены численно и аналитически, но чаще используются именно численные методы для расчета ФК ввиду легкой их адаптации под конкретные задачи и возможности дальнейшего анализа решения с помощью специального программного обеспечения. Используют методы во временной и частотной области. Метод FDTD, который используется в данной работе, является методом во временной области.

### 1.1.1. Одномерные фотонные кристаллы. Распределенный брегговский отражатель.

Одномерные ФК представляют собой структуру из нескольких (как правило, двух) материалов с разными диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon$ , чередующихся слоями. Такую структуру также называют *брегговским распределенным отражателем*, или брегговским зеркалом.

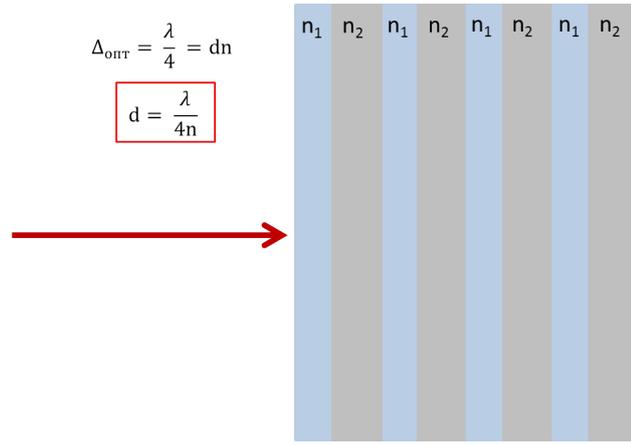


Рисунок 1.2: Схема брегговского зеркала.

Как правило брегговское зеркало представляет собой набор четвертьволновых пластинок из двух материалов с диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  (коэффициентами преломления  $n_1$  и  $n_2$  соответственно). Волны, отразившиеся от границ двух диэлектриков, будут находиться в фазе, и за счет многократной интерференции отраженная волна будет усиливаться. Коэффициент отражения такой системы, согласно [5]:

$$R = \frac{n_0 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2m}}{n_0 + \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2m}}, \quad (1.2)$$

где  $n_1, n_2$  - коэффициенты преломления материалов брегговского зеркала,  $n_0$  - коэффициент преломления среды,  $m$  - количество слоев, из которых состоит брегговское зеркало. С помощью брегговского зеркала можно добиться практически полного отражения, однако для определенной длины волны, для которой слои будут являться четвертьволновыми пластинками. Тогда можно оценить толщины слоев с  $n_1$  и  $n_2$  из условия, что требуется отразить волну длины  $\lambda_b$ :

$$L_1 = \frac{\lambda_b}{4n_1} \quad L_2 = \frac{\lambda_b}{4n_2} \quad (1.3)$$

Максимум коэффициента отражения приходится на длину волны  $\lambda_b$ , ширина пропускаемого спектра определяется выражением:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_b \delta n}{\pi} \left( \frac{1}{n_1} + \frac{2}{n_2} \right) \quad (1.4)$$

## 1.1.2. Волноводы на основе фотонных кристаллов

Как уже было сказано выше, одной из главных особенностей фотонных кристаллов является то, что у них есть энергетическая зонная структура, подобная зонной структуре обычных электронных кристаллов, то есть присутствуют так называемые запрещенные зоны, области частот, для которых кристалл непроницаем. Этот эффект можно использовать для выделения определенных частот в спектре и создания волноводов под определенные частоты.

Самой простой двумерной структурой типа фотонный кристалл являются периодически расположенные колонны из диэлектрика (в двумерной картинке - периодически расположенные квадраты). Зонная структура подобного неограниченного фотонного кристалла может быть легко посчитана, данная задача была рассмотрена в [6].

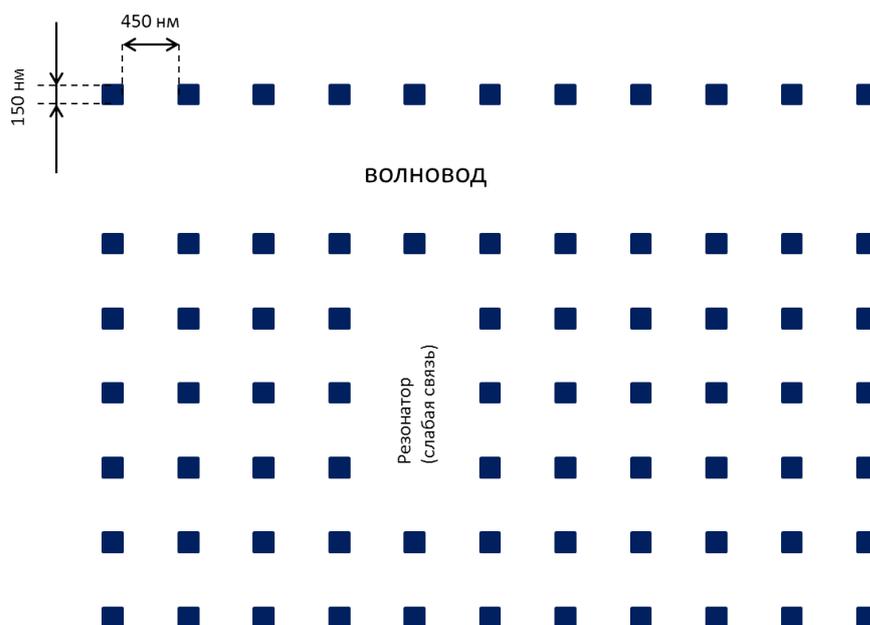


Рисунок 1.3: Схема частотного фильтра на базе волновода с резонатором со слабой связью.

Там же приводится пример простейшего волновода, представляющего из себя ранее рассмотренный фотонный кристалл с удаленным слоем колонн (рассеивателей). Также интересным является случай соединения резонатора и волновода, данная конструкция представляет собой частотный фильтр.

## 1.2. Численное моделирование. FDTD метод.

В данной работе используется метод конечных разностей во временной области (Finite Difference Time Domain, FDTD), основанный на дискретизации уравнений Максвелла 1.1. Обычно рассматриваются модели в отсутствие свободных зарядов, в таком случае выражение для дивергенции вектора электрического смещения принимает вид:

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0;$$

В изотропных, недисперсных линейных средах вектора  $\vec{E}$  и  $\vec{D}$ ,  $\vec{B}$  и  $\vec{H}$  связаны простыми соотношениями:

$$\begin{cases} \vec{D} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \vec{E} \\ \vec{B} = \mu_r \mu_0 \vec{H} \end{cases} \quad (1.5)$$

Согласно алгоритму Йи, описанному в [8], уравнения Максвелла дискретизируются с использованием центрального разностного отношения для приближения пространственной и временной производных.

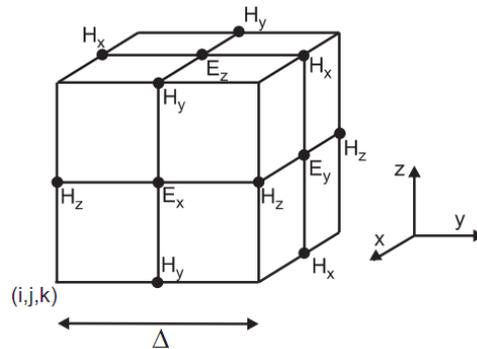


Рисунок 1.4: Схема алгоритма Йи.

Сеточные узлы, в которых хранятся компоненты электрического и магнитного полей, смещены относительно друг друга на половину сеточного шага в каждом из моделируемых направлений (зависит от размерности моделируемой области). Таким образом, для трехмерного случая получается, что каждая компонента поля  $\vec{E}$  окружена четырьмя соответствующими компонентами поля  $\vec{H}$ , что позволяет рассчитать оба поля для каждой точки. Помимо этого, электрическая и магнитная компоненты поля сдвинуты на половину шага и во временной области. Чтобы рассчитать поле  $\vec{H}$  на шаге  $n + \frac{1}{2}$ , необ-

ходимо использовать значения поля  $\vec{E}$  на  $n$ -ом шаге. Полная система уравнений для реализации алгоритма Йи для двумерного случая представлена в 1.6. Стоит отметить, что метод FDTD не ограничивает счетную область, ограничения есть лишь по времени вычисления и необходимым ресурсам. Из-за сильной ресурсозависимости данный метод получил широкое распространение лишь в 1990-х годах вместе с ростом доступных вычислительных мощностей.

$$\left\{ \begin{array}{l} H_x|_{i,k}^{n+\frac{1}{2}} = H_x|_{i,k}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\delta t}{\mu} \frac{E_y|_{i,k+1}^n - E_y|_{i,k}^n}{\delta z} \\ H_y|_{i,k}^{n+\frac{1}{2}} = H_y|_{i,k}^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\delta t}{\mu} \left( \frac{E_x|_{i,k+1}^n - E_x|_{i,k}^n}{\delta z} - \frac{E_z|_{i+1,k}^n - E_z|_{i,k}^n}{\delta x} \right) \\ H_z|_{i,k}^{n+\frac{1}{2}} = H_z|_{i,k}^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\delta t}{\mu} \frac{E_y|_{i+1,k}^n - E_y|_{i,k}^n}{\delta x} \\ E_x|_{i,k}^{n+1} = E_x|_{i,k}^n + \frac{\delta t}{\varepsilon_{i,k}} \frac{H_y|_{i,k}^{n+\frac{1}{2}} - H_y|_{i,k-1}^{n+\frac{1}{2}}}{\delta z} \\ E_y|_{i,k}^{n+1} = E_y|_{i,k}^n - \frac{\delta t}{\varepsilon_{i,k}} \left( \frac{H_x|_{i,k}^{n+\frac{1}{2}} - H_x|_{i,k-1}^{n+\frac{1}{2}}}{\delta z} - \frac{H_z|_{i,k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i-1,k}^{n+\frac{1}{2}}}{\delta x} \right) \\ E_z|_{i,k}^{n+1} = E_z|_{i,k}^n - \frac{\delta t}{\varepsilon_{i,k}} \frac{H_y|_{i,k}^{n+\frac{1}{2}} - H_y|_{i-1,k}^{n+\frac{1}{2}}}{\delta x} \end{array} \right. , \quad (1.6)$$

где  $i, k, n$  - индексы ячейки по  $x, z$  и  $t$  соответственно,  $\varepsilon_{i,k}$  - диэлектрическая проницаемость данной ячейки,  $\mu$  - магнитная проницаемость. Видно, что эта система в двумерном случае разбивается на две независимые подсистемы из трех уравнений каждая.

Шаги пространственной дискретизации  $\delta x$  и  $\delta z$  обычно берут таким образом, чтобы на максимальную длину волны приходилось минимум порядка десяти шагов:

$$\lambda_{max} \geq 10 \max \{ \delta x, \delta z \} ,$$

величина шага по времени ограничена условием Мура для сходимости метода:

$$\delta t < \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{(\delta x)^2} + \frac{1}{(\delta z)^2}}} ,$$

где  $c$  - скорость света в вакууме. В случае сложных форм моделируемых объектов может потребоваться достаточно мелкое разбиение сетки, что приведет к большим затратам ресурсов.

### 1.2.1. Граничные условия

В зависимости от поставленной задачи и моделируемой области могут использоваться различные граничные условия. Чаще всего используются условие *идеально согласованных слоев* (Perfectly Matched Layers - PML), *периодические условия* для расчета периодических структур и *условия идеального проводника на границе*, когда в граничных точках поле берется всегда равным нулю. Последнее имеет очень серьезный недостаток, так как от такой границы идет полное отражение волны, и если требуется длительное наблюдение электромагнитного поля, отраженные от границ счетной области волны могут "загрязнять" сигнал и делать невозможным его дальнейший анализ. Для исключения отражения от границ области и был придуман способ идеально-согласованных слоев, описанный в [4]. В данной работе используются только условие идеальных проводников и периодические граничные условия.

### 1.2.2. Метод TF/SF

Полное поле/ рассеянное поле (англ. total-field/scattered-field, TF/SF) - метод, позволяющий изучать оптические свойства исследуемых объектов посредством анализа рассеянного объектом поля [9].

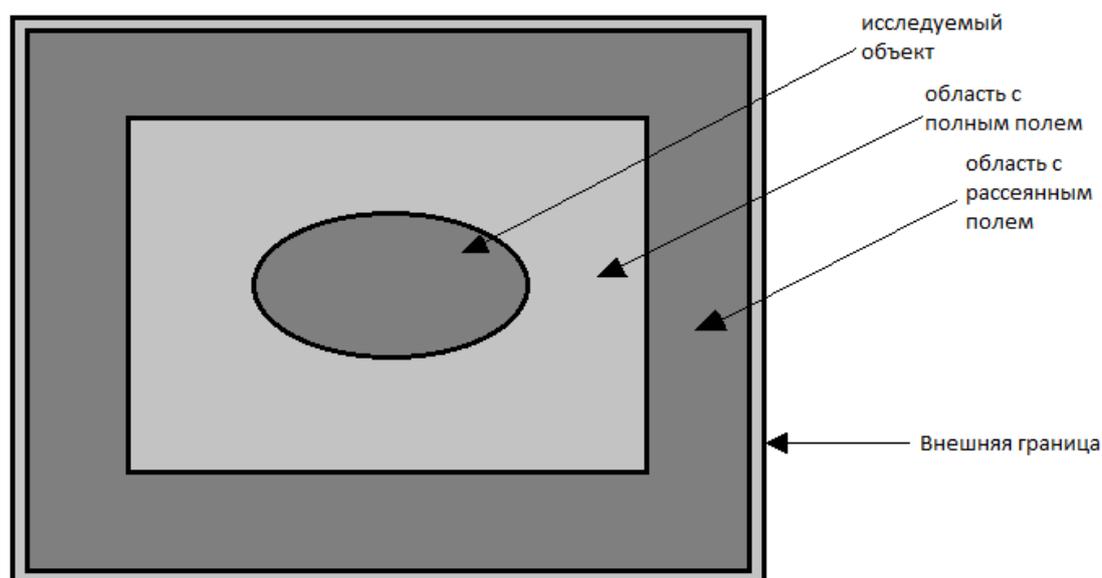


Рисунок 1.5: Схема разбиения счетной области при использовании TF/SF.

Согласно принципу суперпозиции, электрическое и магнитное поле в каждой точке

пространства можно представить как суперпозицию падающей и рассеянной волн:

$$\vec{E}_{sum} = \vec{E}_{in} + \vec{E}_{sc} \quad (1.7)$$

$$\vec{H}_{sum} = \vec{H}_{in} + \vec{H}_{sc}, \quad (1.8)$$

где  $\vec{E}_{in}$  - иницирующее поле,  $\vec{E}_{sc}$  - рассеянное поле,  $\vec{E}_{sum}$  - полное поле в данной области; магнитное поле представляется аналогично. При этом иницирующее поле считается известным в каждой точке пространства, что позволяет легко получить рассеянное поле. Метод TF/SF состоит в разделении счетной области на две подобласти: область общего и рассеянного поля (рис. 1.5).

Обычно с TF/SF в качестве иницирующего поля используют плоскую волну, которая исходит от удаленного источника, находящегося за пределами счетной области, и задается аналитически, что позволяет с большой точностью определить иницирующее поле в последующие моменты времени и правильно задать границу области полного поля.

### 1.2.3. Параллелизация алгоритма.

FDTD-метод, как и большинство сеточных методов, поддается распараллеливанию с очень высокими показателями ускорения. В данной работе используется интерфейс MPI (англ. Message Passing Interface), позволяющий процессам, выполняющим одну задачу, обмениваться данными (сообщениями). Работа выполнена с использованием ресурсов суперкомпьютерного комплекса МГУ имени М.В. Ломоносова [10].

В данной работе параллелизация вычислений организована методом разбиения счетной области в одном направлении и передачей между процессами значений электромагнитного поля на смежных границах счетных областей (рис. 1.6). Так как программа специализирована на моделирование периодических структур, две границы счетной области связаны периодическими граничными условиями, чтобы симулировать периодичность самой структуры. Для упрощения параллелизация сделана таким образом, чтобы границы передавались только в одном направлении, то есть вся сетка является как бы закольцованной в одном направлении. Для двух других границ используется условие идеальных проводников.

Для обмена данными между процессами используется команда `MPI_Sendrecv()`, сов-

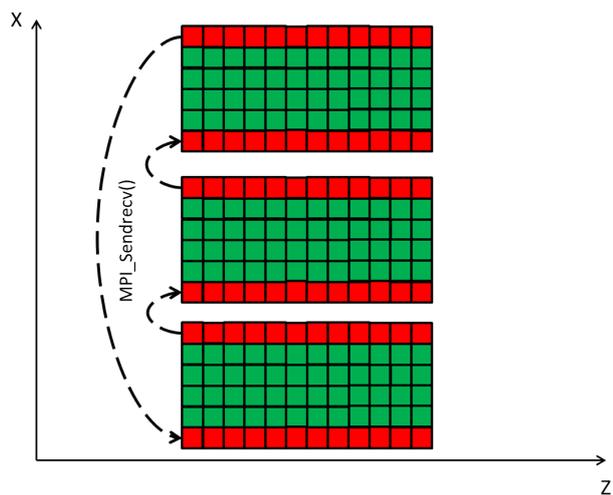


Рисунок 1.6: Схема разбиения счетной области и обмена границами между процессами.

мещающая выполнение операций передачи и приема. Обе операции используют один и тот же коммунитор, но идентификаторы сообщений могут различаться. Данные операции выполняются в блокирующем режиме, области памяти, где лежат посылаемые и получаемые данные, не пересекаются, поэтому операции отправки и получения данных обращаются к разным областям памяти, конфликта не происходит. Последовательно передаются значения трех полей на границах  $(E_y, H_x, H_z)$ .

Используется технология параллельного вывода данных для ускорения записи.

## 2. Результаты моделирования.

### 2.1. Одномерные фотонные кристаллы

В данной работе моделируется РБО с 10 парами четвертьволновых пластинок, относительная диэлектрическая проницаемость которых  $\epsilon_1 = 4$   $\epsilon_2 = 5$ .

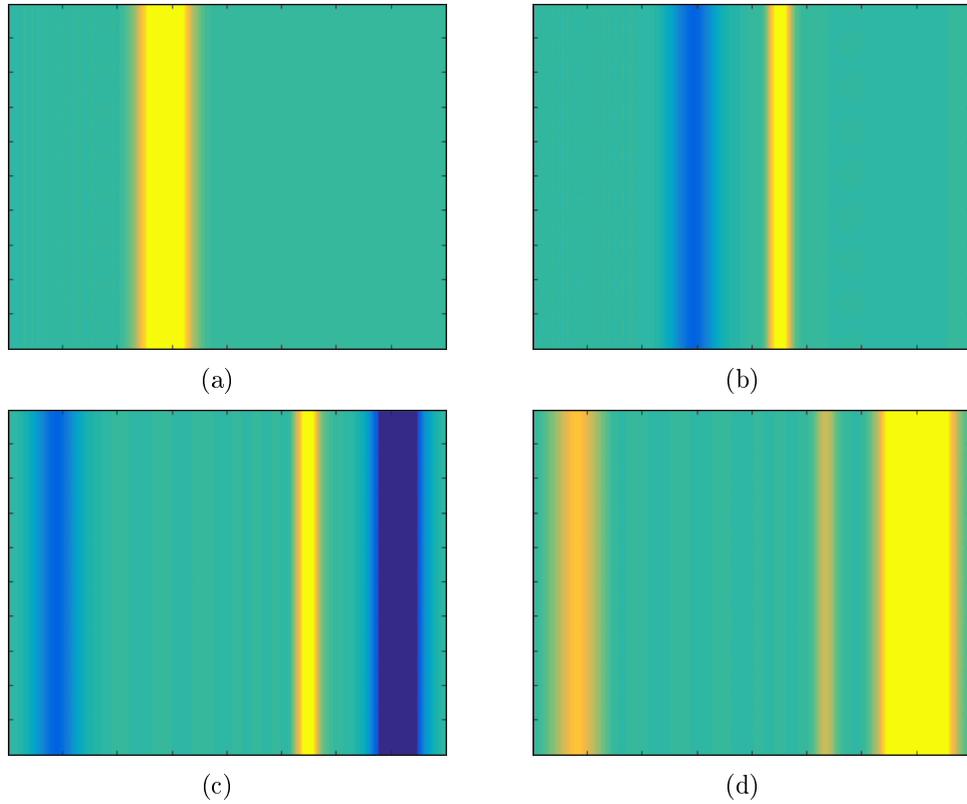


Рисунок 2.1: Результаты моделирования РБО.

Так как в случае немагнитной среды, когда  $\mu = 1$ , коэффициент преломления и относительная диэлектрическая проницаемость связаны как  $n = \sqrt{\epsilon}$ , по формуле 1.2, с учетом, что вокруг РБО вакуум, получается, что

$$R = \frac{1 - \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right)^m}{1 + \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right)^m}, \quad (2.1)$$

и тогда для  $m = 10$

$$R \approx 0.81$$

Поскольку неоднородность кристалла есть только в одном направлении, параллельном направлению распространения волны, можно анализировать распространение электромагнитной волны лишь по одному продольному слою (расположенному параллельно с направлением неоднородности кристалла). На рисунке 2.2 представлены волновые формы, списанные в области непосредственно перед РБО и сразу за отражателем.

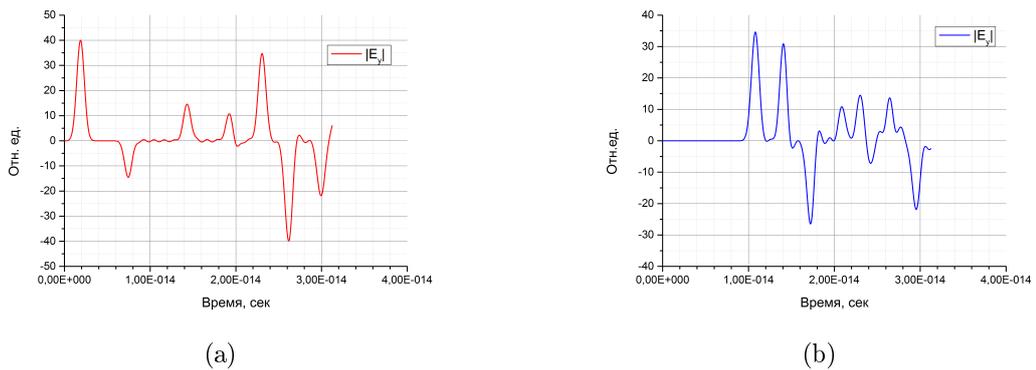


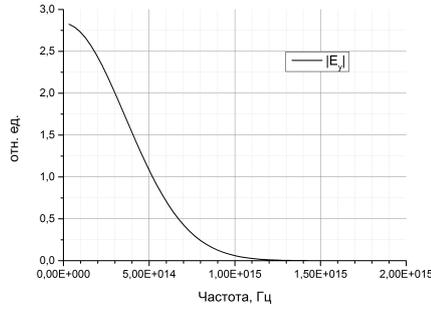
Рисунок 2.2: Результаты моделирования РБО: волновые формы в области перед 2.2(a) и за РБО 2.2(b).

Как видно, на второй форме прописался "паразитный" сигнал от переотражений от РБО и границ счетной области. Так как данная форма нужна для получения спектра инициирующего поля, необходимо избавиться от паразитного сигнала. Это можно сделать, сделав Фурье-преобразование только над частью формы, однако это повлияет на разрешающую способность: из-за особенностей быстрого Фурье-преобразования шаг по частоте обратно пропорционален длине сигнала

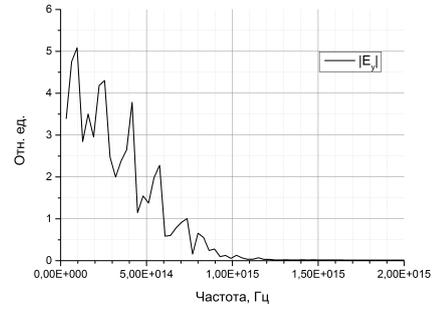
$$\delta\nu = \frac{1}{N\delta t},$$

где  $N$  - число точек, в которых записан сигнал,  $\delta t$  - интервал по времени, с которым прописана волновая форма сигнала. Получается, уменьшая число точек, по которым берется Фурье-образ, теряется разрешение образа по частоте. Другой способ - занулить значения сигнала во всех точках вне исследуемого участка, однако это приведет к уменьшению спектральной амплитуды. Полученные спектры показаны на 2.3.

Спектр на рис. 2.3(b) - спектр прошедшего сигнала. Идея в том, что по отношению спектральных компонент инициирующего и прошедшего полей можно оценить коэффи-



(a)



(b)

Рисунок 2.3: Результаты моделирования РБО: спектры сигналов, полученные по 2.2(a) и 2.2(b).

циент прохождения, а соответственно далее и коэффициент отражения. Помимо этого, высокий коэффициент отражения будет не только для той спектральной компоненты, для которой слои имеют оптическую толщину  $\frac{\lambda}{4}$ , но и те, для которых оптическая толщина слоев есть  $m\lambda + \frac{\lambda}{4}$ , где  $m \in N$ , что и проявляется в спектре 2.3(b) в виде резкого ухудшения пропускания не только одной спектральной компоненты, а нескольких с некоторым периодом по частоте. Для наименьшей частоты, коэффициент отражения в итоге равен

$$R \approx 0.79,$$

что близко к теоретическим 0.81. При этом спектральная амплитуда бралась из спектра, полученного из урезанной волновой формы, т.к. для оценки коэффициента отражения необходимо максимально точно знать амплитуду. Естественно, это всего лишь оценка, но даже она дает неплохое согласие с теоретическим значением. Идеальным вариантом является теоретический расчет коэффициента отражения и моделирование с использованием метода FDTD для качественного анализа спектра прошедшего и отраженного излучений.

## 2.2. Волноводы на основе ФК.

Для моделирования полосного фильтра на основе волновода на фотонном кристалле параметры и экспериментальные результаты из [7]. Таким образом, смоделировав кристалл с теми же параметрами, можно сравнить получившееся результаты спектра пропускания и результаты, описанные в [6] и [7].

На рис. 2.5 представлены волновые формы аналогично случаю моделирования РБО: 2.5(a) снята непосредственно перед фотонным кристаллом, 2.5(b) - за кристаллом.

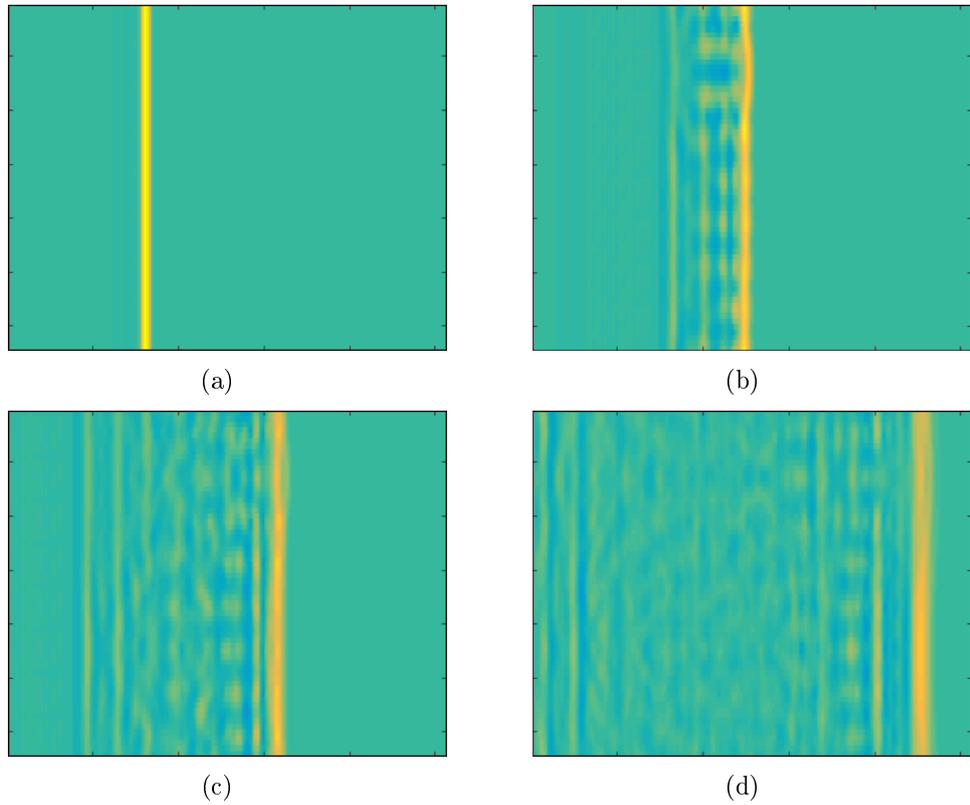


Рисунок 2.4: Результаты моделирования волновода.

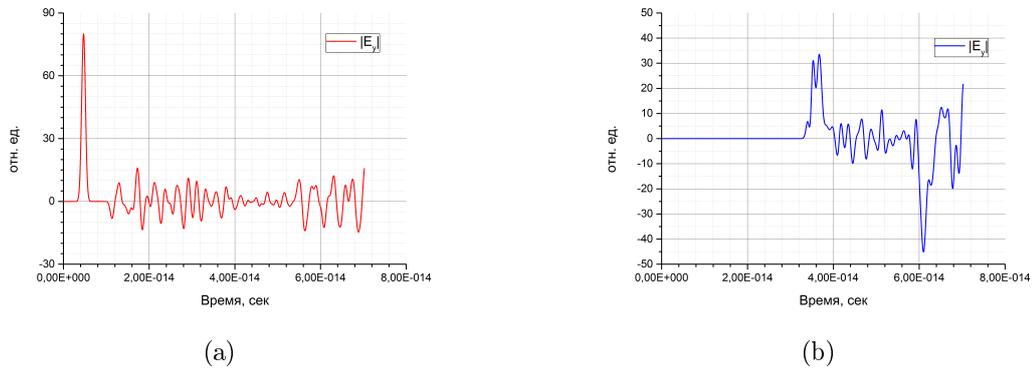
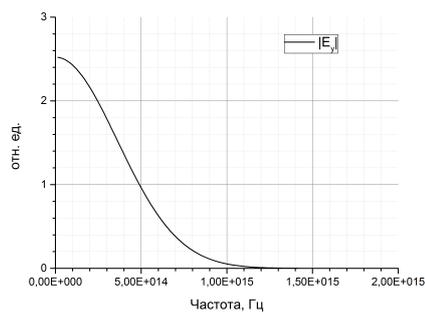
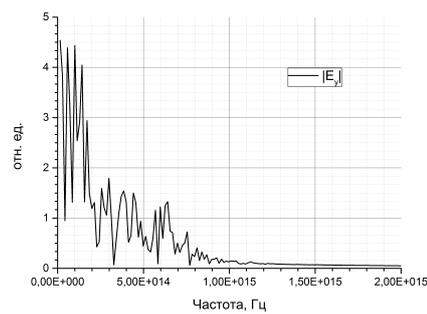


Рисунок 2.5: Результаты моделирования волновода: волновые формы в области перед 2.5(a) и за кристаллом 2.5(b).

Точно так же, как и для случая РВО, можно получить спектр входного сигнала двумя способами. В данном случае проводится исключительно качественный анализ спектральной функции пропускания кристалла, поэтому необходимо для обоих спектров (входного и выходного) получить одинаковое спектральное разрешение. На рис. 2.6 представлены спектры входного и выходного сигналов. Спектр выходного сигнала довольно сильно изрезан, что может быть связано как с неточностями моделирования, так и с особенностями моделируемого кристалла. Для качественного анализа удобно посмотреть на прохождение отдельных спектральных компонент. На рис. 2.7 представлена зависимость коэффициента пропускания от частоты.



(a)



(b)

Рисунок 2.6: Результаты моделирования волновода: спектры сигналов, полученные по 2.5(a) и 2.5(b).

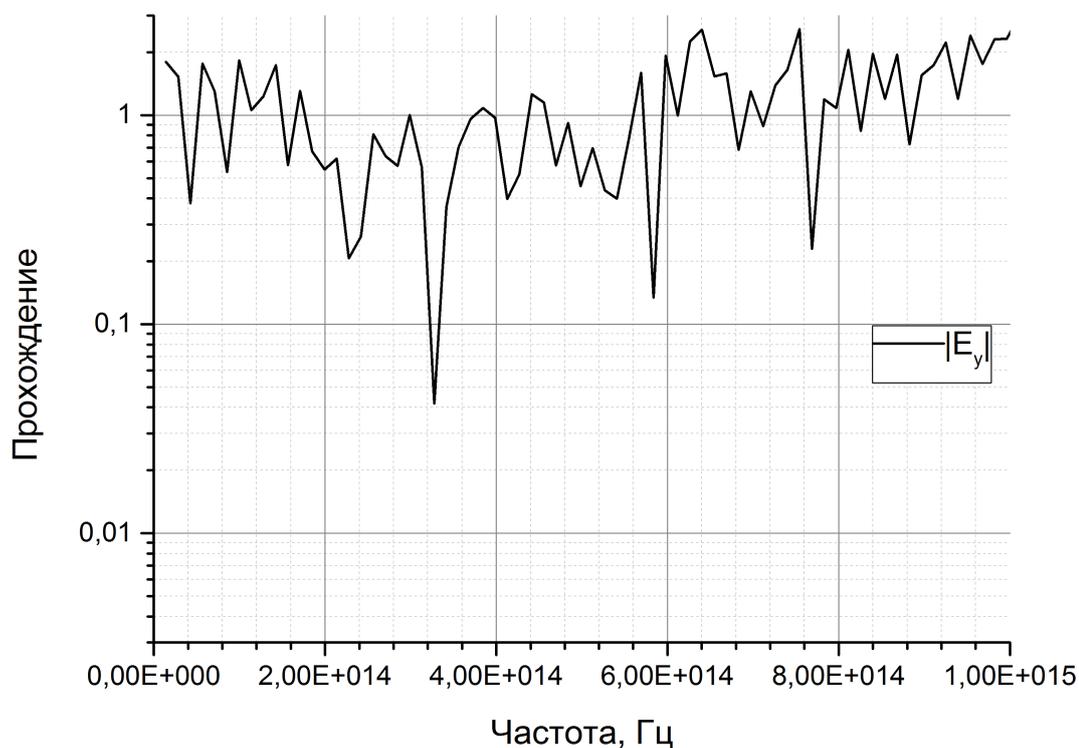


Рисунок 2.7: Коэффициент пропускания волновода-фильтра от частоты.

На графике 2.7 видны некоторые узкие полосы частот, для которых коэффициент пропускания резко падает. Общая "загрязненность" полученных данных связана, в первую очередь, с тем, что волновод имел небольшую длину, к тому же волна падала не только на область пропускания, как это предполагается при правильном использовании волновода, а на всю поверхность кристалла, что, естественно, сказалось и на результатах.

Однако и в таком случае видно, что есть узкие спектральные полосы, прохождение которых сильно ослаблено, то есть фильтр выполняет свою функцию. Вторая причина - недостаточные размеры волновода (в случае большой длины сигнал, падающий на "стенки" волновода, т.е. не попадающий в область распространения, сильно рассеивается и довольно быстро затухает). Тем не менее, даже в случае падения сигнала на всю поверхность смоделированного волновода с резонатором со слабой связью, выполняющего роль фильтра, виден эффект спектральной фильтрации сигнала.

### 2.3. Степень ускорения. Закон Амдала.

Качество распараллеливания в самом простом случае можно оценивать через отношение объема тех вычислений, которые выполняются параллельно, ко всему объему вычислений, включающему также и последовательную часть. Здесь уместно упомянуть *закон Амдала*, который иллюстрирует ограничение роста производительности вычислительной системы с увеличением количества вычислителей. По этому закону, максимальное ускорение, которое можно получить за счет распараллеливания алгоритма, выражается как

$$S_p = \frac{1}{\alpha + \frac{1-\alpha}{p}}, \quad (2.2)$$

где  $\alpha$  - доля вычислений, которые могут проводится только последовательно,  $p$  - число процессов, участвующих в вычислениях. Очевидно, что ускорение не может превысить величины:

$$S_{p,max} = \frac{1}{\alpha}, \quad (2.3)$$

тогда, экспериментально получив зависимость времени вычислений от числа процессов, можно получить зависимость ускорения от числа процессов и, соответственно, оценить  $\alpha$  и максимальное ускорение. На графике 2.8 представлены зависимости ускорения вычислений от числа процессов в случаях, когда ведется запись значений поля в файл (в данном случае на каждом 50-ом шаге по времени) и когда записи нет (идет выборочная запись значений поля в одной точке, т.е. прописывается волновая форма в выбранной точке моделируемого пространства). Несмотря на параллелизацию процесса записи, он все равно довольно сильно влияет на прирост ускорения.

Средние значения последовательной части кода и максимального ускорения для дан-

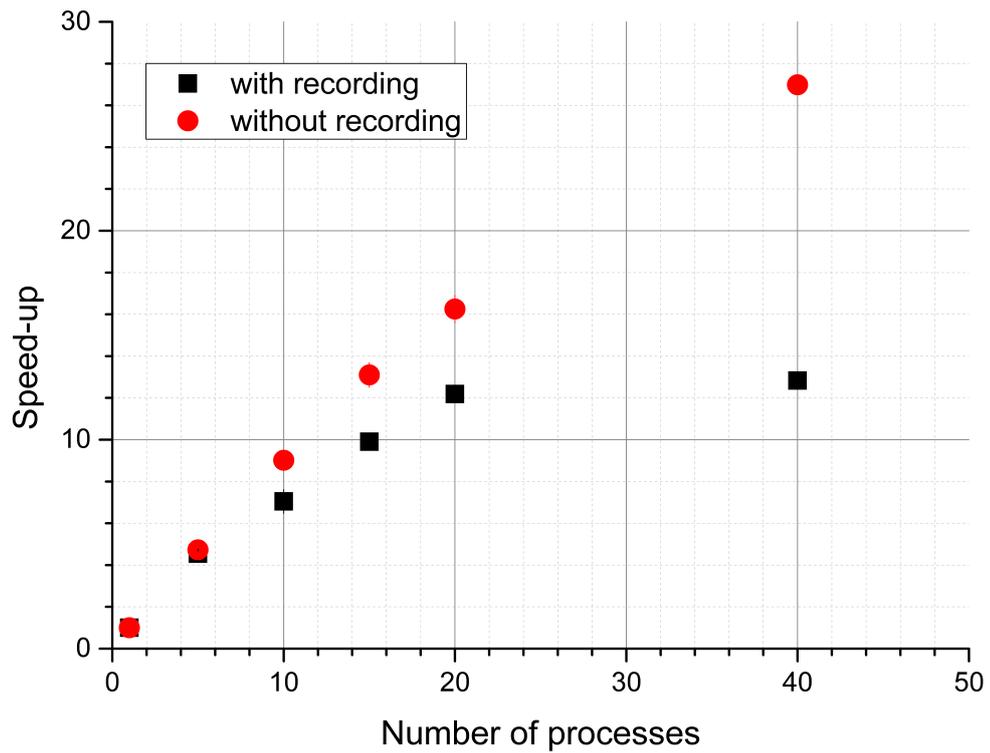


Рисунок 2.8: Зависимость ускорения вычислений от числа процессов.

ного алгоритма с записью:

$$\alpha = 0.039 \pm 0.011,$$

$$S_{p,max} = 27.3 \pm 3.7$$

Без записи соответственно:

$$\alpha = 0.012 \pm 0.001,$$

$$S_{p,max} = 82.3 \pm 4.3$$

Поэтому в случае, если не требуется визуализация процесса распространения волн во всей счетной области, можно обойтись записью поля лишь в некоторых точках счетной области, тем самым значительно повысив эффективность распараллеливания.

### 3. Заключение.

Хотелось бы отметить, что несмотря на преимущества метода FDTD, большая ресурсопотребность является серьезным недостатком, если нет возможности параллелизации алгоритма. Написанная и использовавшаяся в работе программа может быть модернизирована. Основные возможности оптимизации: использование динамической памяти; ввод значений диэлектрической проницаемости в счетной области извне (из файла), сразу же можно отметить возможность параллельного ввода; оптимизация процесса постобработки, так как именно с ним возникали главные технические трудности (из-за невозможности распараллеливания процесса графической обработки данных этот процесс занимал значительное время при обработке на обычном ПК); разбиение счетной области по двум направлениям, что даст максимальные возможности для ускорения работы программы (остается еще временная область, для которой характерна явная итерационная зависимость, что сводит на нет возможность параллелизации); тонкая работа с источниками (в ряде задач куда удобнее или явно требуется анализ взаимодействия монохроматических и квазимонохроматических волн с веществом, использование не TF/SF источников, как, например, это по-хорошему требуется при моделировании волноводов); учет проводимости намагничиваемости вещества даст куда более широкие возможности для моделирования различных сред, содержащих металлы и магнетики, например, динамические фотонные кристаллы. Несмотря на все вышеперечисленные недостатки программы (возможности развития программного кода), базовый алгоритм FDTD был успешно реализован и распараллелен, показана его применимость к одно- и двумерным фотонным кристаллам на примере РБО и частотного фильтра на базе волновода и резонатора со слабой связью.

## Список использованной литературы

1. Манцызов, Б.И. Когерентная и нелинейная оптика фотонных кристаллов: учеб. пособие / Е.С. Артоболовская - уч.-изд.— М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. — 208 с.
2. Фотонные кристаллы и нанокompозиты:структурoобразование, оптические и электрические свойства / отв. ред. В.Ф. Шабанов, В.Я. Зырянов; Рос. акад. наук, Сиб. отд-ние, Ин-т физики им Киренского [и др.]. - Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2009. - 257 с.
3. Eli Yablonovitch. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics // PHYSICAL REVIEW LETTERS. -1987. -58. -2059-2062.
4. S.G. Johnson. Notes on Perfectly Matched Layers // Online MIT course notes. -2007
5. C.J.R. Sheppard. Approximate calculation of the reflection coefficient from a stratified medium // Pure and Applied Optics 4. - 1995. -665-669.
6. Ridder R.M., Stoffer R. Applicability of the finite-difference time-domain method to photonic crystal structures / Nanoscale linear and nonlinear optics/Ed. by M.Bertolotti. -American Institute of Physics. -2001. -99-106.
7. Cucinotta A., Selleri S., Vincetty L. Impact of the cell geometry on the spectral properties of photonic crystal structures.// Applied physics. -2001. -Vol. 73, N5-6. -595-600
8. Kane Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // IEEE Transactions on Antenna and propagation. -1966. -14. -302-307.
9. Anantha V., Taflove A. Efficient Modeling of Infinite Scatterers Using a Generalized Total-Field/Scattered-Field FDTD Boundary Partially Embedded Within PML // IEEE Trans. Antennas Propagat. -2002. -10. -1337-1349.

10. Воеводин Вл.В., Жуматий С.А., Соболев С.И., Антонов А.С., Брызгалов П.А., Никитенко Д.А., Стефанов К.С., Воеводин Вад.В. Практика суперкомпьютера "Ломоносов" // Открытые системы. - Москва: Издательский дом "Открытые системы". -2012. -7 -36-39.