Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ

КУРСОВАЯ РАБОТА

КАНАЛИРОВАНИЕ НАНОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВОЛНОВОДОМ, ОБРАЗОВАННЫМ ПУЧКОМ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ФИЛАМЕНТОВ

Выполнил
студент 2 курса группы 216
Панкратов В.В.

«12» мая 2016 года

Научный руководитель
к.ф.-м.н. с.н.с.*Панов Н.А.*

«12» мая 2016 года

Москва
2016

Аннотация

Рекомбинация плазмы филамента ведет к формированию узкой протяженной области с повышенной на $\sim$ 100 K температурой, которая является источником акустических волны, что могут быть использованы в качестве волновода для оптического излучения. Целью данной курсовой работы является разработатка теоретической модели каналирования наносекундного оптического излучения структурой, образованной фемтосекундными филаментами, и анализ эффективности каналирования такой структуры с применением средств численного моделирования и параллельных вычислений.

Оглавление

1 Введение **2**
1.1 Обзор 2
1.2 Цель работы 3
1.3 Физическая постановка задачи 3

2 Физическая модель **4**
2.1 Генерация акустической волны 4
2.2 Распространения наносекундного импульса 5
2.3 Начальные условия 5

3 Численные методы **6**
3.1 Методика численного моделирования 6
3.2 Задача дифракции 6
3.3 Задача набега фазы 8

4 Вычислительный алгоритм **9**
4.1 Структура программы 9
4.2 Параллелизация и оптимизация алгоритма 9

5 Результаты **12**
5.1 Математическое моделирование 12
5.1.1 Эволюция акустической волны 12
5.1.2 Распространение наносекундного пучка 13
5.1.3 Оценка эффективности каналирования 17
5.2 Анализ производительности алгоритма 19

6 Выводы **21**

Глава 1

Введение

1.1 Обзор

Явление филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов состоит в локализации энергии оптического излучения в одном или нескольких протяженных филаментах в результате динамического баланса между самофокусировкой и дефокусировкой в самонаведенной лазерной плазме [1–4]. Пиковая интенсивность филамента достигает $50 - 100$ ТВт/см^2, концентрация электронов в его лазерной плазме, согласно прямым измерениям в [6], составляет порядка $10^{16} - 10^{17}$ см$^{-3}$.

Вследствие относительно быстрой (~ 10 нс согласно [7]) рекомбинации лазерной плазмы возникала узкая протяженная область с повышенной на ~ 100 К температурой относительно окружающей среды, и, как следствие, повышенным давлением газа. Она релаксирует путём испускания акустической волны за время ~ 100 нс после создания филамента. За время ~ 1 мкс, достигается равенство давления с окружающей областью, после чего дальнейшая релаксация проходила посредством термодиффузии за несколько миллисекунд [9].

Изучение регулярной структуры из четырех филаментов позволило выделить два физических механизма, обеспечивающих каналирование оптического излучения, т.е. подавление его дифракционной расходимости [8]. Менее длительный, акустический механизм инициируется интерференцией акустических волн в геометрическом центре массива филаментов и вызывает локальное увеличение плотности газа, которое длится ~ 50 нс. Более долгий термический механизм возникает через несколько микросекунд после создания филаментов. Вследствие термодиффузии область в центре массива с температурой, немного больше окружающей оказывается окружена областью пониженной плотности газа. Время жизни такой структуры может достигать нескольких миллисекунд.

В работе [10] детально исследовалась динамика распространения акустических волн при филаментации одного или нескольких филаментов, упорядоченных в регулярную структуру с помощью фазовых масок. В работе [8] продемонстрировано усиление сигнала в 1.5 раза при распространении на 1 м внутри такой структуры по сравнению со случаем её отсутствия. Исследование динамики коэффициента передачи оптической мощности в основную моду рассматриваемого волновода проведено в [11]. Тем не менее, систематического численного исследования каналирования оптического излучения по рассматриваемому волноводу не проводилось.

1.2 Цель работы

Целью данной курсовой работы является разработатка теоретической модели каналирования оптического излучения структурой, образованной фемтосекундными филаментами, и численный анализ эффективности каналирования лазерного излучения в ней с применением средств параллельных вычислений.

1.3 Физическая постановка задачи

Пусть сегментированный с помощью маски фемтосекундный пучок с энергией порядка 1 — 5 мДж распространяется в воздухе, через некоторое время после него идёт каналируемый наносекундный пучок энергией порядка 1 — 10 Дж. Фемтосекундный пучок зажигает в среде 4 филамента, которые формируют акустические волны. Их интерференция приводит к сложной модуляции плотности и, следовательно, показателя преломления [12]. В геометрическом центре структуры может формироваться область с положительной добавкой к показателю преломления. Именно с помощью неё и планируется произвести каналирование наносекундного импульса, компенсировав его дифракционную расходимость.

Поскольку групповые скорости фемто- и наносекундного импульсов отличаются незначительно, то для последнего дисперсия не играет существенной роли. Длина же каналируемого импульса в несколько раз меньше характерного времени эволюции канала, поэтому в задаче он аппроксимируется монохроматической волной, которая на каждом шаге по координате распространения встречает одно и то же распределение показателя преломления, определяемого лишь временной задержкой между импульсами.

Выбор длительности импульсов обусловлен тем, что для наносекундного пучка порог мощности, при котором он самофокусируется, намного выше, чем для фемтосекундного, что позволяет выполнить главную цель задачи – сохранить как можно больше энергии каналируемого пучка, поскольку наносекундный импульс может нести значительную энергию и при этом не испытывать самофокусировки.

Глава 2

Физическая модель

2.1 Генерация акустической волны

Пусть в среде с температурой θ_0 имеется возмущение температуры $T_0(x, y)$, вызванное рекомбинацией плазмы филамента. Тогда представляя плотность газа ρ в виде $\rho = \rho_0 + \rho'$, где ρ_0 и ρ' — плотность невозмущенного воздуха и ее возмущение, причем $\rho' \ll \rho_0$, из системы уравнений газодинамики [13]:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \overrightarrow{u}) = 0 \\ \rho\left(\frac{\partial \overrightarrow{u}}{\partial t} + (\overrightarrow{u}\nabla)\,\overrightarrow{u}\right) = -\nabla p \\ p = p_0\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma} \end{cases} \tag{2.1}$$

несложно получить волновое уравнение:

$$\Delta\xi - \frac{\mu}{\gamma R\left[\theta_0 + T_0\left(x, y\right)\right]}\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 0 \tag{2.2}$$

от *функции возмущения среды*:

$$\xi\left(x, y, t\right) = \left[\rho_0 + \gamma\rho'\left(x, y, t\right)\right]\left[\theta_0 + T_0\left(x, y\right)\right] \tag{2.3}$$

Здесь μ — молярная масса воздуха, $R = 8.31\,\frac{\text{Дж}}{\text{моль}\cdot\text{К}}$, $\theta_0 = 300\,\text{К}$, $\gamma \approx 1.39$ — показатель адиабаты.

Протяженность филамента позволяет в данной задаче рассматриваешь лишь производные по поперечным координатам:

$$\Delta \approx \Delta_\perp = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \tag{2.4}$$

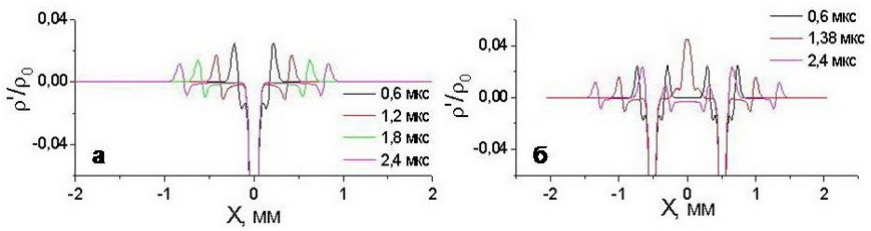

Рис. 2.1: Акустические волны для случая нагрева среды одним (а) и четырьмя (б) филаментами

На рис. 2.1 показана плотность $\rho'(x, y = 0, t)$ для ряда времён t. На рисунке (а) видно разбегание акустической волны вокруг единичного филамента. В случае четырех филаментов (б) возможно формирование максимума плотности газа между ними ($t = 1.48$ мкс) вследствие интерференции акустических волн.

2.2 Распространения наносекундного импульса

Возмущение плотности ρ' формирует в воздухе добавку к показателю преломления, выражение для которой представлено в [12]:

$$\Delta n(x, y, t) = \sum_i R_i \rho_i{}'(x, y, t), \;\; R_i = 4\pi \frac{N_a}{\mu_i} \alpha_i \tag{2.5}$$

где α_i – поляризуемость молекулы, μ_i – её молярная масса, N_a – число Авогадро.

Распространение оптического излучения по волноводной структуре с наведённым профилем показателя преломления описывается параболическим уравнением для комплексной амплитуды поля $A(x, y, z)$ [14]:

$$2ik\frac{\partial A}{\partial z} = \Delta_\perp A + 2k^2 \Delta n A \tag{2.6}$$

где z – координата распространения, (x, y) – поперечные координаты, k — волновое число, $\Delta n(x, y, z)$ — добавка к показателю преломления среды.

Поскольку характерное время распространяемого наносекундного импульса меньше времени эволюции канала (~ 12 нс), а дисперсией оптического наносекундного импульса можно пренебречь, то в данном уравнении время t входит как параметр задержки между фемто- и наносекундными импульсами.

2.3 Начальные условия

В качестве начальных условий использована структура из 4 филаментов диаметра $d_0 = 100$ мкм в виде квадрата стороны 1.4 мм, задающая гауссовый температурный профиль. Для каналируемого пучка условия аналогичны эксперименту в [8]: излучения лазера на кристалле Nd:YAG с длиной волны $\lambda = 1064$ нм, радиус пучка $a_0 = 0.5$ мм, его дифракционная длина составляет порядка 1.5 м.

$$\begin{gathered} \xi\left(x, y, t = 0\right) = \rho_0\left(\theta_0 + T_0\left(x, y\right)\right) \\ T_0\left(x, y\right) = T_{00} \sum_j \exp\left(-\frac{(x-x_j)^2+(y-y_j)^2}{2d_0^2}\right) \\ T_{00} = 70\, K \end{gathered} \tag{2.7}$$

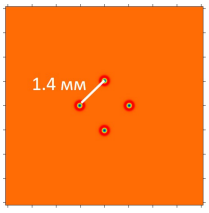

Рис. 2.2: Начальное распределение плотности среды

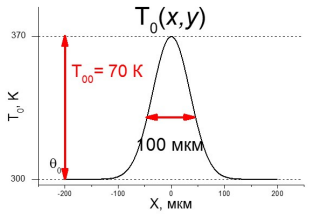

Рис. 2.3: Начальный профиль температуры среды

Глава 3

Численные методы

3.1 Методика численного моделирования

Для построения численной модели сформулированной в пункте 1.3 физической задачи необходимо решить уравнение (2.6). Проведём его нормировку следующим образом:

$$z' = \frac{z}{ka_0^2};\ x' = \frac{x}{a_0};\ y' = \frac{y}{a_0};\ A' = \frac{A}{A_0} \tag{3.1}$$

где z' – нормированная координата распространения; x', y' – нормированные поперечные координаты, $A'(x', y', z')$ – нормированная на некоторое максимальное в рассматриваемой области значение A_0 комплексная амплитуда поля; k, a_0 – волновое число и радиус рассматриваемого пучка, соответствующие начальным условиям в пункте 2.3. В такой нормировке уравнение (2.6) запишется в виде:

$$2i\frac{\partial A'}{\partial z'} = \Delta_\perp A' + 2(ka_0)^2 \Delta n A' \tag{3.2}$$

Дальнейшее решение поставленной задачи для уравнения (3.2) сводится к разделению по физическим факторам:

1. Задача дифракции для случая отсутствия профиля показателя преломления среды:

$$2i\frac{\partial A'}{\partial z'} = \Delta_\perp A' \tag{3.3}$$

2. Задача фазового набега вследствие наличия профиля показателя преломления среды:

$$2i\frac{\partial A'}{\partial z'} = 2(ka_0)^2 \Delta n A' \tag{3.4}$$

3.2 Задача дифракции

Численное решение уравнения (3.3) сводится к использованию *разностной схемы Кранка-Николсона* [17] на равномерной сетке с шагом h с последующим решением возникающей системы линейных уравнений методом прогонки. В данном случае, из свойств самой разностой схемы, допустима *факторизация поперечных координат* с разделением исходного уравнения на два:

$$\begin{array}{rcl} 2i\frac{\partial A'}{\partial z'} & = & \frac{\partial^2 A'}{\partial x'^2} \\ 2i\frac{\partial A'}{\partial z'} & = & \frac{\partial^2 A'}{\partial y'^2} \end{array} \tag{3.5}$$

Обычные граничные условия (задачи Дирихле и Неймана) для уравнения (3.3) ведут к отражению дифрагирующего на структуре наносекудного пучка от границ расчетной области, что, в свою очередь, приводит уже к искажению физической картины в центре пучка. В данной задаче это критично, поскольку получаемый показатель преломления вызывает расходимость периферии пучка, гораздо большую дифракционной. Уже через 0.1 дифракционной длины заметны добегающие до границы пространственной области волны. Для того, чтобы избежать отражения, необходимо применить *прозрачные граничные условия* для рассматриваемых уравнений (3.5). Таким образом устраняется их влияние на поведение излучения в центре. Для этого воспользуемся методом, названным *"Идеально согласованные слои" (Perfectly Matched Layers - PML)* [18]. Заменим (3.5) модифицированными уравнениями для соответствующей координаты:

$$2i\frac{\partial A'}{\partial z'} = M(x')\frac{\partial^2 A'}{\partial x'^2} + 2iN(x')\frac{\partial A'}{\partial x'} \tag{3.6}$$

где $M(x')$ и $N(x')$ – коэффициенты, выбранные таким образом, чтобы собственные моды уравнения (3.6) вида $exp(ik'_x x')$ перешли в $exp(ik'_x x' - k'_x w^3 x'^4)$ за границами выбранной центральной области и константы распространения для обоих решений были согласованы:

$$M(x') = \begin{cases} -(i - 4\omega^3(x' - x'_l)^3)^{-2} & \text{в левом PML-слое} \\ 1 & \text{в центре} \\ -(i + 4\omega^3(x' - x'_r)^3)^{-2} & \text{в правом PML-слое} \end{cases} \tag{3.7}$$

$$N(x') = \begin{cases} \frac{-6iM(x')\omega^3(x'-x'_l)^2}{i-4\omega^3(x'-x'_l)^3} & \text{в левом PML-слое} \\ 0 & \text{в центре} \\ \frac{6iM(x')\omega^3(x'-x'_r)^2}{i+4\omega^3(x'-x'_r)^3} & \text{в правом PML-слое} \end{cases} \tag{3.8}$$

где x'_l и x'_r – координаты границ "нормальной" области распространения, т.е. *центральной*. Вне её находится "поглощая"область, или *PML - слой*. Параметр $\omega = \frac{1}{20h}$ здесь играет роль обратной длины затухания амплитуды. Параметр ω, как и глубина поглощающего слоя $(40h)$ были подобраны эмпирически. Таким образом, в центральной области решаются уравнения (3.5) без всяких изменений. Когда же процесс численного интегрирования доходит до границ вычислительной области, решаются уже уравнения вида (3.6) для каждой координаты, что и вызывает быстрое затухание амплитуды волн возле границ.

Из уравнения (3.6) путём простых преобразований получаются прогоночные коэффициенты для равномерной сетки с шагом h по соответствующей поперечной координате и $\Delta z'$ по координате распространения пучка:

$$\begin{aligned} a_j &= M(x'_j) - iN(x'_j)h \\ b_j &= M(x'_j) + iN(x'_j)h \\ c_j &= 4i\tfrac{h^2}{\Delta z'} + 2M(x'_j) \\ d_j &= b_j A'_{j+1} + a_i A'_{j-1} - \left(-4i\tfrac{h^2}{\Delta z'} + 2M(x'_j)\right) A'_j \end{aligned} \tag{3.9}$$

где индексом j обозначается шаг прогонки. В результате применения *разностной схемы Кранка-Николсона* [17] к уравнениям (3.5) с *прозрачными граничными условиями* [18] получаем систему линейных уравнений с коэффициентами (3.9)

$$a_j \tilde{A'}_{j-1} - c_j \tilde{A'}_j + b_j \tilde{A'}_{j+1} = -d_j \tag{3.10}$$

которая решается методом прогонки.

3.3 Задача набега фазы

После получения численного решения уравнения (3.3) необходимо добавить к нему член, отвечающий за наличие профиля показателя преломления среды на пути распространения пучка. Для этого рассмотрим уже полученное после разделения по физическим факторам уравнение (3.4). Оно допускает решение вида:

$$A_{k+1} = A_k \cdot \exp\left[-i(ka_0)^2 \Delta n(x,y,t)\Delta z\right] \tag{3.11}$$

где A_k, A_{k+1} – амплитуда пучка в данной точке до и после добавления структуры в среду, Δz - шаг по координата распространения, k — волновое число, a_0 – начальный радиус распространяющегося пучка, $\Delta n(x,y,t)$ — добавка к показателю преломления среды. Следовательно, последний этап построения численной модели задачи, а именно учёт влияние профиля показателя преломления среды на распространение в ней наносекундного пучка лазерного излучения, сводится к домножению полученного массива решений уравнения (3.3) на множитель, задающий набег фазы волны.

Глава 4

Вычислительный алгоритм

4.1 Структура программы

Вычислительный алгоритм, использованный для численного моделирования в данной задаче, состоит из двух независимых частей. Первая из них производит расчёт формирования волноводной структуры согласно описанной в пункте 2.1 теории. Вторая – расчёт распространения наносекундного пучка внутри образовавшейся структуры согласно разделу 3.

Принципиальная схема работы вычислительного алгоритма задачи представлена на рисунке 4.1. Согласно ей, вначале путём численного интегрирования уравнения (2.2) с начальными условиями, описанными в пункте 2.3, происходит генерация слоёв добавки к показателю преломления среды $\Delta n(x, y, t)$, что соответствует физической ситуации формирования исследуемой структуры. В ходе работы использовалась конфигурация из 500 слоёв 500×500 точек с временным разрешением в 12 нс и равномерным шагом по координате 3 мкм.

Далее, на основе сгенерированного массива добавки к показателю преломления среды $\Delta n(x, y, t)$ происходит расчёт распространения пучка в каждом таком временном слое согласно описанным в разделе (3) методам. Именно этот этап рассматривается в рамках данной курсовой работы. Шаг по координате распространения $\Delta z = 10^{-3}$ м, вычислительная сетка 579×579 точек с равномерным шагом по координате 16.4 мкм. Увеличение размеров по сравнению с входным слоем обусловлено использованием прозрачных граничных условий из пункта 3.2 — 79 новых точек по краям и есть поглощающий слой.

После всех вычислений происходит вывод необходимых данных, таких как: распределение интенсивности пучка в нескольких проекциях, зависимость пиковой интенсивности пучка от координаты распространения и т.д.

4.2 Параллелизация и оптимизация алгоритма

Большую роль в оптимизации вычислений сыграло использование технологий параллельного программирования. В рамках задачи был применён гибридный *MPI + OpenMP* подход [19] в архитектуре алгоритма. Её суть заключается в наличии 2 уровней параллелизации вычислений.

На первом уровне средствами *MPI* происходит распределение всех имеющихся слоёв добавок к показателю преломления среды $\Delta n(x, y, t)$ по вычислительным узлам кластера [20]. Поскольку в задаче нет необходимости в обмене данными между узлами в процессе вычислений, что является большим преимуществом при работе с *системами с распределённой памятью*, а сами по себе временные слои независимы согласно 2.2, то

уже на этом этапе ожидается существенный выигрыш в производительности алгоритма вместе с линейным ростом скорости вычислений по мере увеличения числа задействованных узлов.

Вторым уровнем является использование *OpenMP* уже внутри каждого вычислительного узла как *системы с общей памятью*, что позволяет эффективно разбивать большие итерационные циклы на несколько процессоров. Благодаря тому, что переменные при численной интегрировании уравнения (3.3) факторизованы, т.е. они друг от друга независимы, при этом сначала происходит прогонка по X - координате, а затем - по Y, есть возможность распределить итерации циклов при решении возникающей в рамках использующейся *разностной схемы Кранка-Николсона* системы линейных уравнений вида (3.10). Эти же методы используются и для ускорения ряда других вспомогательных процессов в алгоритме, например, генерации коэффициентов для прозрачных граничных условий (3.7,3.8). Данные процедуры позволяют так же увеличить производительность программного кода по сравнению с одноуровневой параллелизацией.

Немаловажным шагом в оптимизации алгоритма стало решение проблемы с отражениями волн от границ вычислительной сетки в пункте 3.2. Использование большой расчетной области с экспоненциально нарастающим шагом сетки у границ позволяет избежать влияния отраженных волн на поведение излучения в центре, однако это ведёт с существенному увеличению времени расчётов на одном слое $\Delta n(x, y, t)$ – для 1000×1000 точек оно достигало 1 часа вместо 10 минут на конфигурации пункта 4.1. Именно по этой причине в качестве конечного варианта для прозрачных граничных условий было принято решение внедрить в задачу *"Идеально согласованные слои"* ([18]).

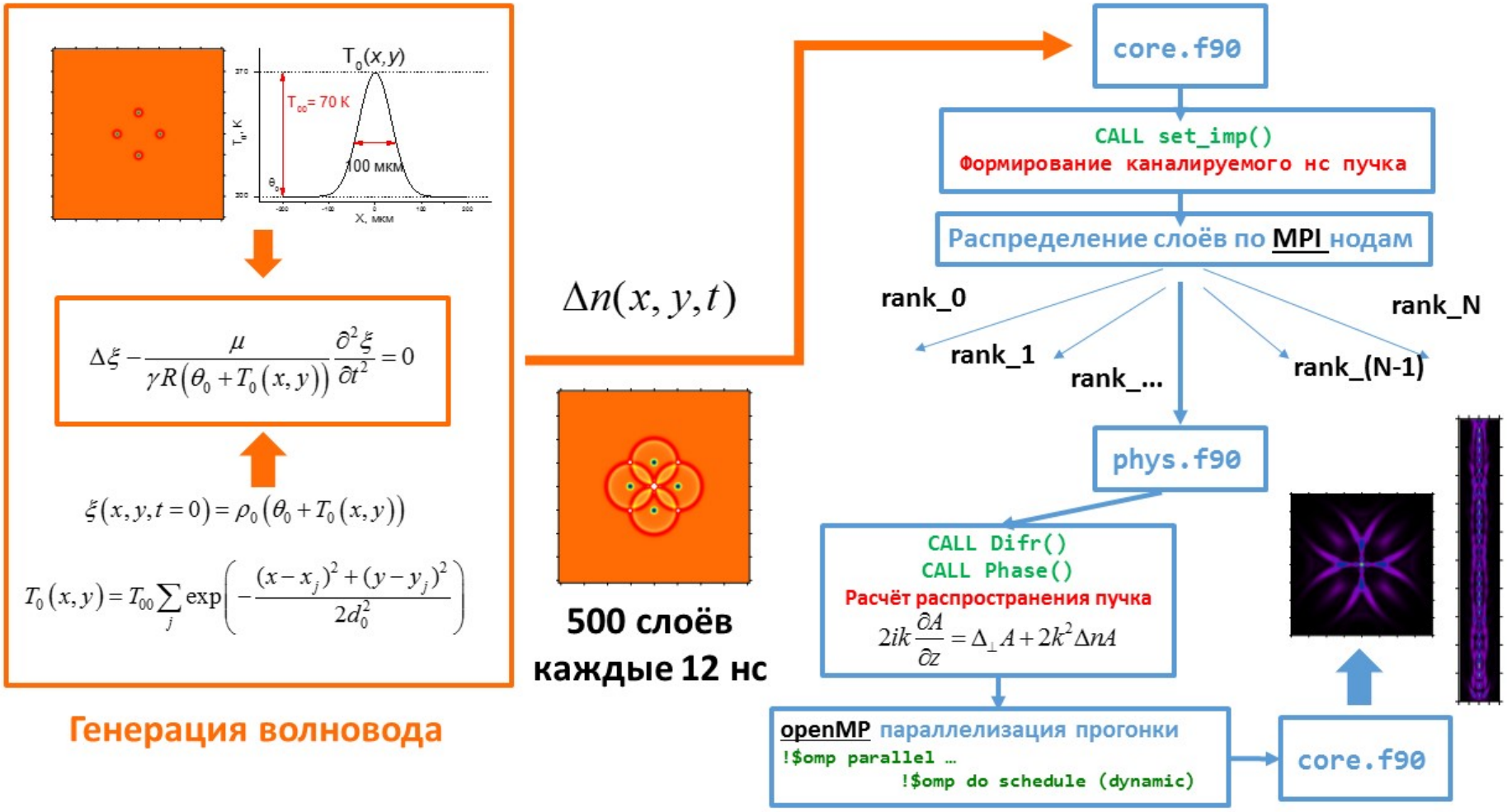

Рис. 4.1: Схема вычислительного алгоритма

Глава 5

Результаты

5.1 Математическое моделирование

5.1.1 Эволюция акустической волны

Перейдем к рассмотрению результатов численного моделирования. На рис. 5.1 представлена временная эволюция акустической волны, где ярко-красной линией показан распространяющийся от филаментов цилиндрический волновой фронт. Хорошо виден процесс интерференции образовавшихся волн с формированием максимума плотности среды в геометрическом центре структуры и последующим их расхождением к границам рассматриваемой области.

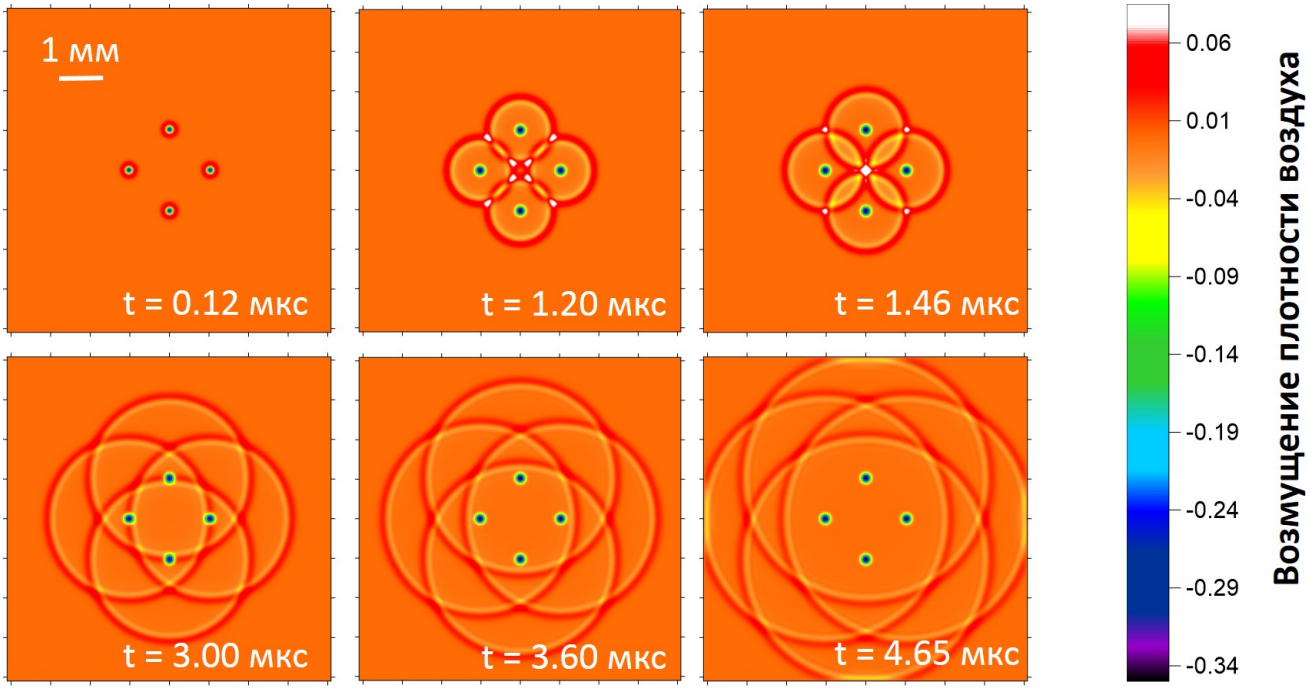

Рис. 5.1: Эволюция акустической волны

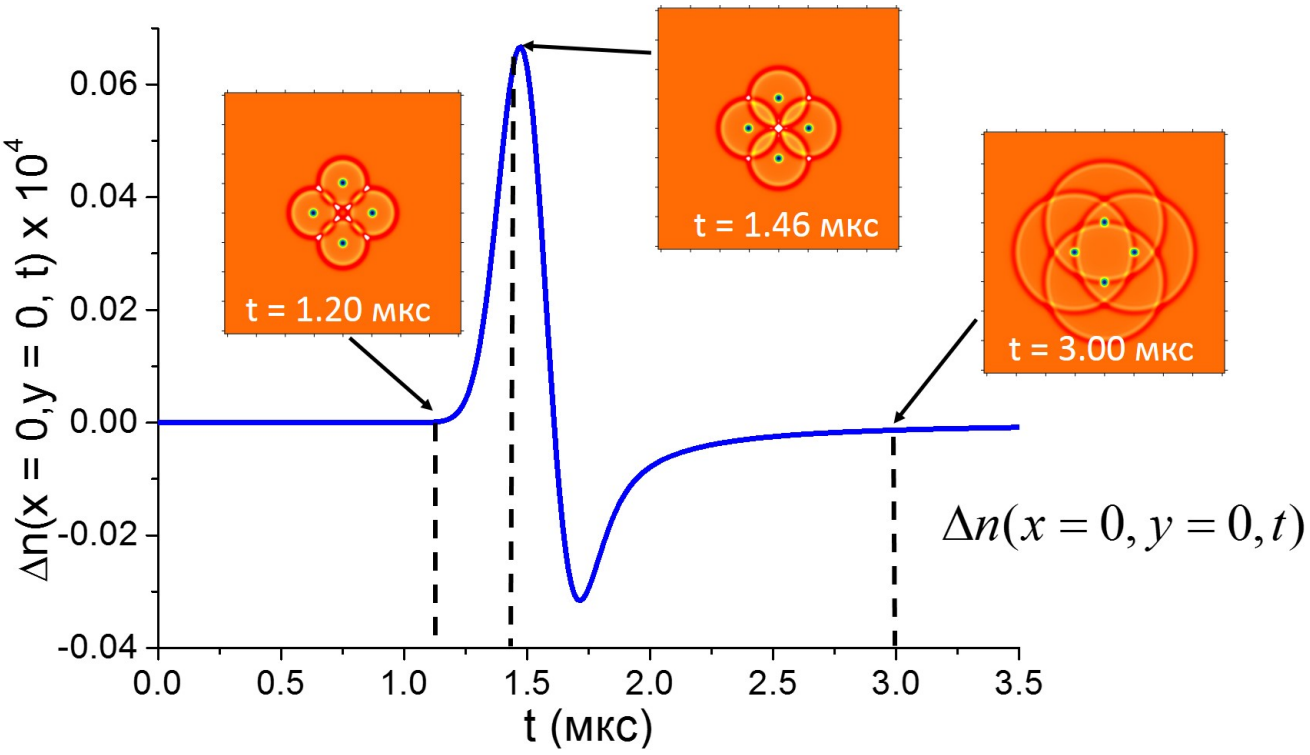

Рис. 5.2: Добавка к показателю преломления в центре структуры

В зависимости добавки к показателю преломления в центре структуры от времени обнаружен пик длительностью в $\sim d_0/c_s \approx 200$ нс, где где d_0 – диаметр филамента, c_s – скорость звука в невозмущенной среде, в момент времени $t = 1.46$ мкс (см. рис. 5.2). Здесь в центре структуры вследствие образования максимума плотности среды наблюдается максимум добавки к показателю преломления, что даёт повод предполагать, что данную область можно использовать для высококачественного каналирования излучения.

5.1.2 Распространение наносекундного пучка

Установлено, что в широком диапазоне времён задержки t зависимость пиковой интенсивность пучка от его координаты распространения ведёт схожим образом (рис. 5.3): она представляет собой множество пиков порядка 10 – 20 начальной интенсивности с характерным пространственным периодом порядка 5 см. Кроме того, наблюдаются “биения” с периодом порядка 40 см. Такое поведение объяснимо тем, что энергия пучка перераспределяется между узким пятном, определяемым профилем показателем преломления, и пятном размером с первоначальный радиус пучка a_0, при этом пространственные осцилляции определяются модовой структурой такого волновода. Однако для случая реального филамента, который не является однородным по продольной координате, подобные осцилляции будут иметь нерегулярный характер, поэтому в рамках текущей задачи дальнейшее рассмотрение этого явления проводиться не будет.

Рассмотрим поперечное распределение пиковой интенсивности при распространении наносекундного импульса на дифракционной длине пучка 1.5 м в полученной структуре (рис. 5.5). Несложно заметить, что излучение не расходится как целое, несмотря на осцилляции интенсивности. На основании этих данных можно сделать вывод о том, что описанные выше осцилляции действительно вызваны пространственным перераспределением энергии в волноводе. Более наглядно это представлено на продольных срезах, изображенных на рисунке 5.6. Положение плоскостей этих срезов проиллюстрировано на

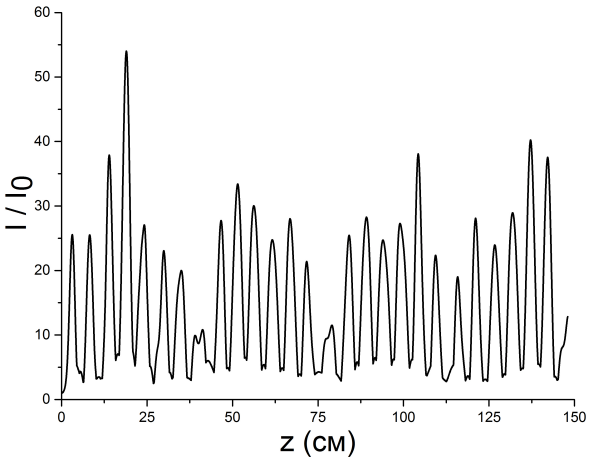

Рис. 5.3: Зависимость пиковой интенсивности наносекундного пучка при $t = 1.46$ мкс от координаты распространения

рисунке 5.4. Здесь сверху изображен разрез между осями филаментов, снизу – по осям двух диаметрально противоположных филаментов. Белыми точками слева изображены соответствующие срезы показателя преломления. Несмотря на то, что интенсивность излучения точно на оси при некоторых z практически обращается в нуль, хорошо видна локализация энергии в ограниченной области вдоль оси распространения пучка, обозначенной белыми горизонтальными линиями. Можно утверждать, что наблюдается именно случай каналирования лазерного излучения исследуемой волноводной структурой. Отметим также, что происходит каналирование на других интерференционных максимумах акустических волн, но заключенная в этих областях энергия существенно ниже, чем в центральных, что также видно на рисунке 5.6 в виде слабых фиолетовых жгутов интенсивности на периферии.

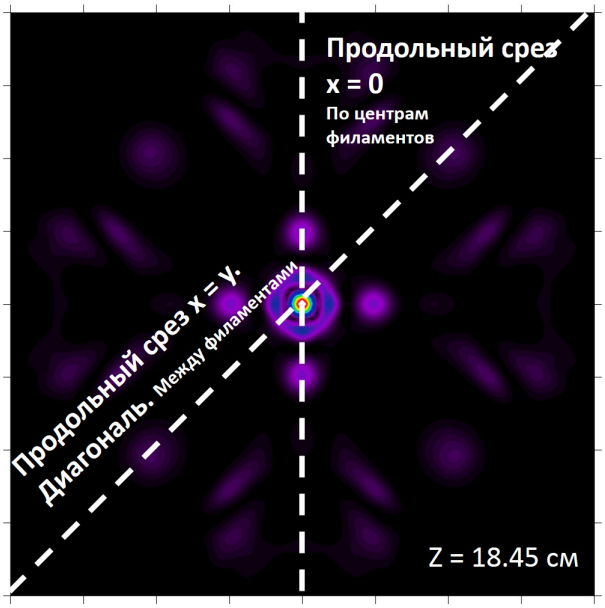

Рис. 5.4: Расположение продольных срезов профиля интенсивности каналируемого пучка

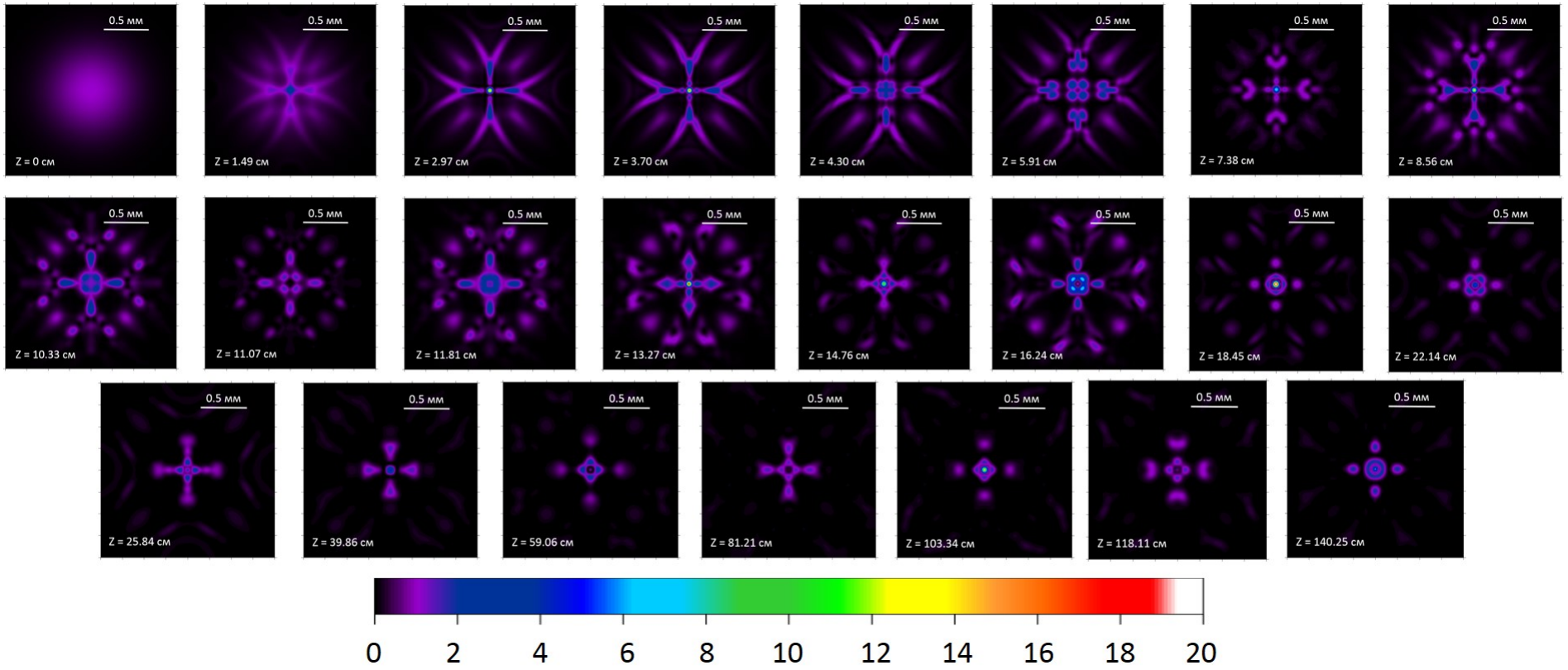

Рис. 5.5: Поперечное распределение интенсивности при распространении наносекундного импульса

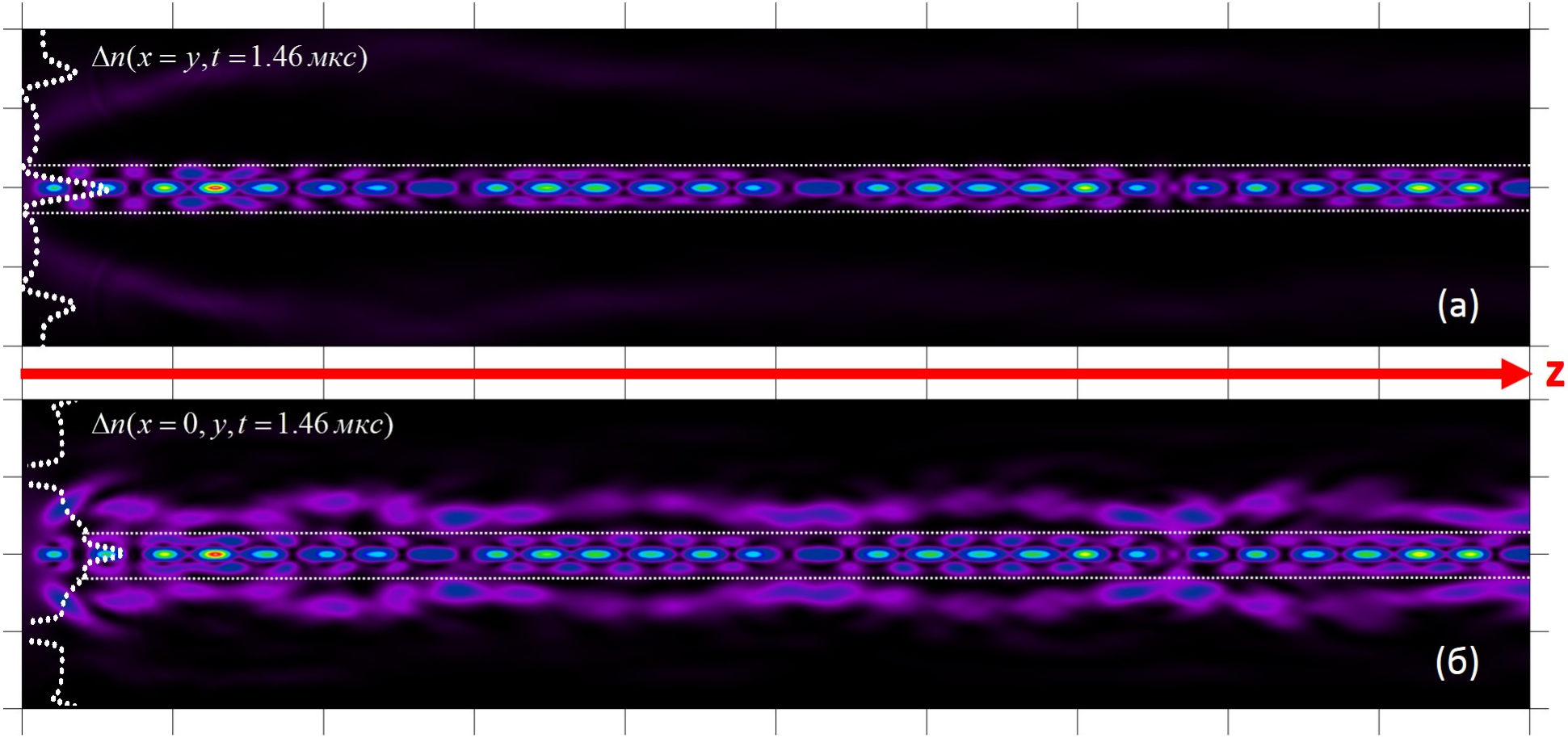

Рис. 5.6: Продольное распределение интенсивности при распространении наносекундного импульса при $t = 1.46$ мкс в плоскостях (а) $x = y$, (б) $x = 0$

5.1.3 Оценка эффективности каналирования

В качестве критерия оценки эффективности каналирования выберем усредненную по нормированной координате распространения (3.1) пиковую интенсивность пучка:

$$< I >_z = \int_0^1 I_{max}(z')dz' \tag{5.1}$$

На рисунке 5.7 представлена зависимость такой величины от времени задержки между фемто- и наносекундными импульсами t. Здесь же нанесена зависимость добавки к показателю преломления среды в центре стурктуры (рис. 5.2). Видно, что пик максимума $\Delta n(x = 0, y = 0, t)$ коррелирует с пиком средней интенсивности каналируемого наносекундного пучка лазерного излучения. Это подтверждает сформулированную выше гипотезу о наиболее эффективном каналировании в данном диапазоне временных задержек.

Таким образом, во временной области от 1.3 до 1.6 мкс (рис. 5.8) возможно каналирование со средней максимальной интенсивностью пучка порядка 10 начальных. Однако есть более широкая временная область (рис. 5.9) длительностью 1.75 мкс, где та же величина составляет не менее 3 начальных интенсивностей, что является приемлемым результатом рассматриваемой задачи.

Итак, в рамках данной работы проведено систематическое исследование распространения оптического излучения волноводом, образованным пучком фемтосекундных филаментов, и сформулировали условие для оптимального каналирования лазерного излучения с точки зрения времени задержки между фемто- и наносекудными пучками: время оптимальной задержки определяется временем распространения акустических волн от филаментов до центра структуры, а диапазон этих времён определяется как d_0/c_s, где d_0 – диаметр филамента, c_s – скорость звука в невозмущенной среде.

Рис. 5.7: Зависимость $< I >_z$ от времени задержки между фемто- и наносекундными импульсами t

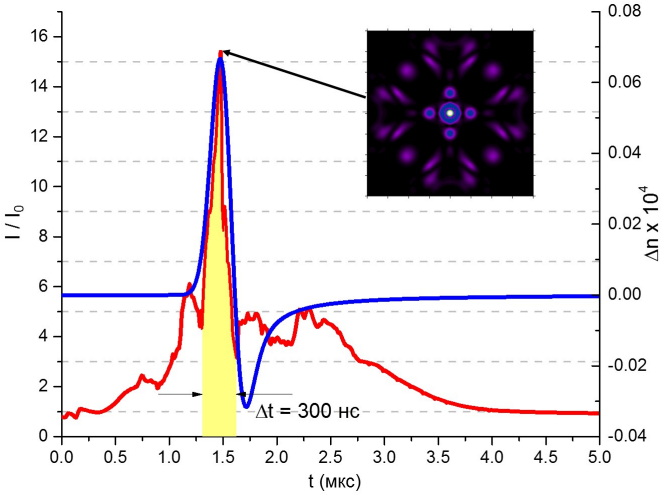

Рис. 5.8: Область высокоэффективного каналирования

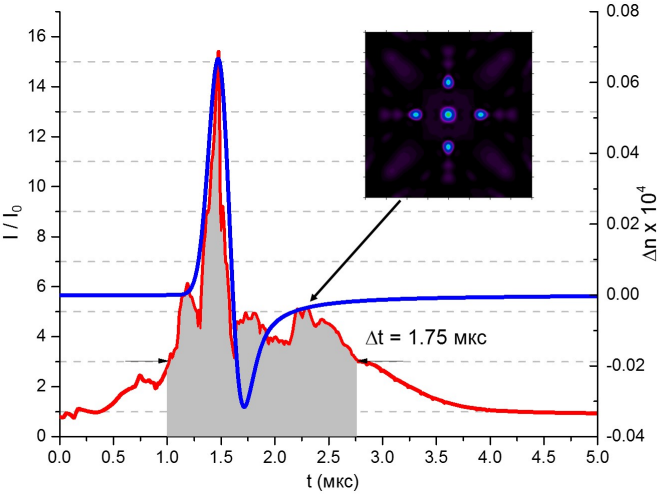

Рис. 5.9: Область удовлетворительного каналирования

5.2 Анализ производительности алгоритма

В результате тестирования производительности используемого в задаче кода на суперкомьютере "Ломоносов" [20] была проверена эффективность гибридной двухуровневой *OpenMP+MPI* параллелизации.

В случае использования *MPI* без *OpenMP* внутри каждого вычислительно узла, согласно пункту 4.2, время расчёта одного слоя $\Delta n(x, y, t)$ составляет порядка 10 минут, что при использовании лишь одного узла доводит суммарное время выполнения задачи до 4 суток. Однако при увеличении их числа до 25, что является максимальным числом задействованных в тестах узлов, удалось снизить время расчёта 500 временных слоёв до 3.5 часов вследствие равномерного распределения их между узлами. Таким образом, максимальное достигнутое на такой конфигурации кода ускорение вычислений равно 25.

При использовании *OpenMP+MPI* – конфигурации удалось добиться более впечатляющих результатов. Задействовав 8 процессоров на узел (их максимальное число), удалось снизить время обработки слоя до 2 минут, т.е. вычисления ускорились в 5 раз по сравнению с одноуровневой *MPI* – параллелизацией, что проиллюстрировано на рисунке 5.10. Это позволило в итоге получить 135-кратное ускорение для всей задачи при обработке 500 слоёв $\Delta n(x, y, t)$, что снизило суммарное время выполнения алгоритма до 38 минут по сравнению с 3.5 часами для отсутствия *OpenMP*-уровня параллелизации кода. Итоговые результаты тестирования производительности представлены на рисунке 5.11.

Оценка эффективности параллелизации алгоритма законом Амдала:

$$S_p = \frac{1}{\alpha + \frac{1-\alpha}{p}} \tag{5.2}$$

где S_p – оценка роста производительности по сравнению с однопроцессорным вариантом алгоритма, α – доля от общего объёма вычислений, которая может быть получена только последовательными расчётами, p – число задействованных вычислительных узлов, достигает 98 процентов, что является превосходным результатом.

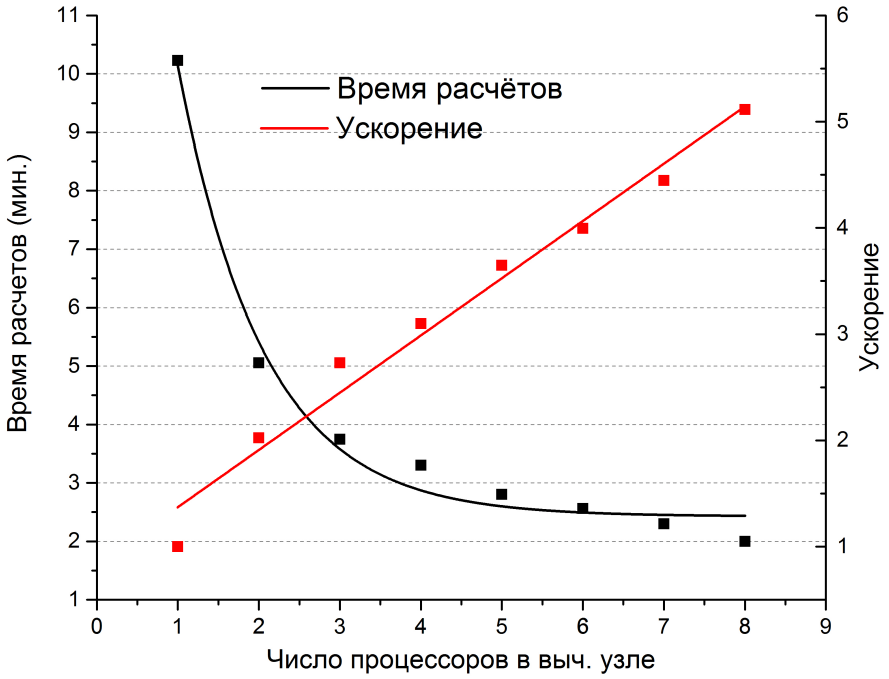

Рис. 5.10: Анализ производительности алгоритма при обработке одного временного слоя

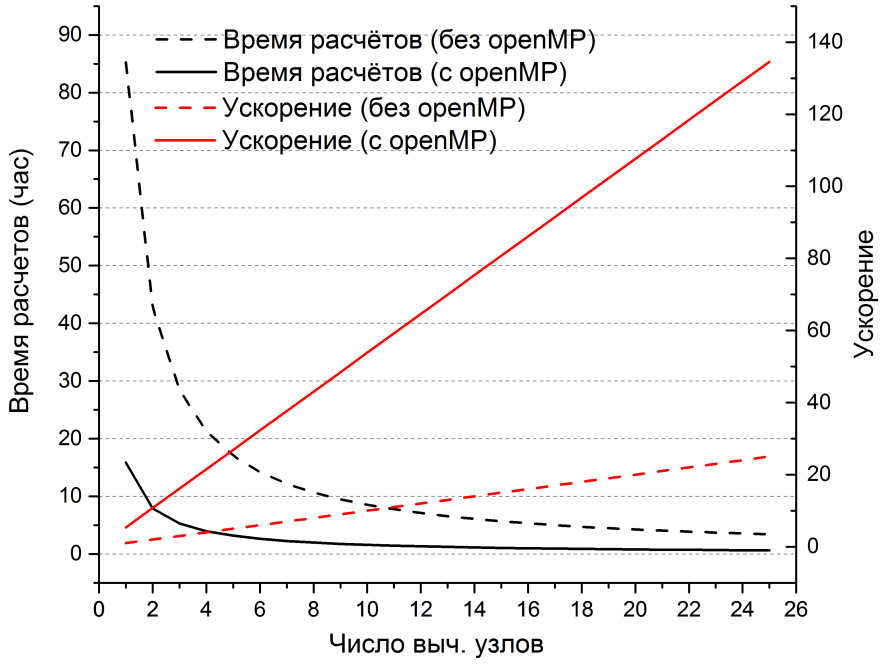

Рис. 5.11: Сравнение производительности алгоритма при обработке 500 временных слоёв

Глава 6

Выводы

- Разработана теоретическая модель формирования волноводной структуры при релаксации множества филаментов.
- Расходящиеся от филаментов акустические волны формируют волновод для наносекундного оптического излучения
- Для пучка из 4 филаментов, расположенных в углах квадрата со стороной 1.4 мм, наилучшего каналирования удалось добиться при задержках между фемто- и наносекундными импульсами от 1.3 до 1.6 мкс
- Сформулировано условие для оптимального каналирования лазерного излучения: время оптимальной задержки между фемто- и наносекундным импульсами определяется временем распространения акустических волн от филаментов до центра структуры, а диапазон этих времён определяется как d_0/c_s, где d_0 – диаметр филамента, c_s – скорость звука в невозмущенной среде.
- Проведено систематическое исследование производительности алгоритма, использовавшегося для численного моделирования в данной работе

Работа выполнена с использованием ресурсов суперкомпьютерного комплекса МГУ имени М.В. Ломоносова [20]

Литература

[1] В. П. Кандидов, С. А. Шлёнов и О. Г. Косарева *"Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения» Квантовая электроника"* 39, 205 (2009)

[2] A. Couairon and A. Mysyrowicz *"Femtosecond filamentation in transparent media"* Physical Reports 441, 47 (2007)

[3] S. L. Chin, S. A. Hosseini, W. Liu, Q. Luo, F. Theberge, N. Akozbek,A. Becker, V. P. Kandidov, O. G. Kosareva and H. Schroeder *"The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications, and new challenges"* Canadian Journal of Physics 83, 863 (2005)

[4] S. Chin, T. Wang, C. Marceau, J. Wu, J. Liu, O. Kosareva, N. Panov, Y. Chen, J. Daigle, S. Yuan, A. Azarm, W. Liu, T. Seideman, H. Zeng, M. Richardson, R. Li, Z. Xu *"Advances in intense femtosecond laser filamentation in air"* Laser Physics 22, 1-53 (2012)

[5] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, G. Mourou *"Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser-pulses in air"* Optics Letters 20, 73-75 (1995)

[6] S. Tzortzakis, M. A. Franco, Y. B. Andre, A. Chiron, B. Lamouroux, B. S. Prade, A. Mysyrowicz *"Formation of a conducting channel in air by self-guided femtosecond laser pulses"* Physical Review E 60, R3505-R3507 (1999)

[7] S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz *"Time-evolution of the plasma channel at the trail of a self-guided IR femtosecond laser pulse in air"* Optics Communications 181, 123-127 (2000)

[8] E. W. Rosenthal, N. Jhajj, J. K. Wahlstrand, H. M. Milchberg *"Collection of remote optical signals by air waveguides"* Optica 1, 5-9 (2014)

[9] N. Jhajj, E. W Rosenthal, R. Birnbaum, J. K Wahlstrand, H. M Milchberg *"Demonstration of Long-Lived High-Power Optical Waveguides in Air"* Physical Review X 4, 011027 (2014)

[10] J. K. Wahlstrand, N. Jhajj, E. W. Rosenthal, S. Zahedpour, H. M. Milchberg *"Direct imaging of the acoustic waves generated by femtosecond filaments in air"* Optics Letters 39, 1290-1293 (2014)

[11] N. Jhajj, J. K. Wahlstrand, H. M. Milchberg *"Optical mode structure of the air waveguide"* Optics Letters 39, 6312-6315 (2014)

[12] James C. Owens *"Optical Refractive Index of Air: Dependence on Pressure, Temperature and Composition"* Appl. Opt. 6, 51-59 (1967)

[13] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. *"Теория волн"*, 2-е изд. М.: Наука, 1990.

[14] Ахманов С.А., Никитин С.Ю. *"Физическая оптика"* М. МГУ, 1998.

[15] М. М. Яндульский, В. В. Панкратов, Д. Е. Шипило, Н. А. Панов, О. Г. Косарева *"Регулярный массив фемтосекундных филаментов для создания волновода в воздухе"* Сборник трудов VI Всероссийской молодежной конференции по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики,40–40. Москва, ФИАН, 2015.

[16] В. В. Панкратов, Д. Е. Шипило, М. М. Яндульский *"Распространение оптического излучения по наведённому пучком фемтосекундных филаментов волноводу в воздухе"* Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов - 2016», секция «Физика», том 2, 39–40, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 2016.

[17] Самарский А. А. *"Теория разностных схем"*, М.: Наука, 1977.-656 с

[18] S. G. Johnson *"Notes on Perfectly Matched Layers"*, online MIT course notes (Aug. 2007)

[19] Антонов А.С. *"Технологии параллельного программирования MPI и OpenMP: Учеб. пособие."* Предисл.: В.А.Садовничий. - М.: Издательство Московского университета, 2012.-344 с.-(Серия "Суперкомпьютерное образование")

[20] 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, Издательский дом "Открытые системы Москва, N 7, 2012. С. 36-39.