

На правах рукописи

Кучугов Павел Александрович

**Математическое моделирование процессов при сжатии
лазерных термоядерных мишеней**

Специальность 1.2.2 —
«Математическое моделирование, численные методы и комплексы
программ»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Москва — 2025

Работа выполнена в Федеральном государственном учреждении «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша Российской академии наук».

Научные консультанты:

Тишкин Владимир Фёдорович, доктор физико-математических наук, профессор, член-корреспондент РАН, ФГУ «ФИЦ Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН», заведующий отделом

Гуськов Сергей Юрьевич, доктор физико-математических наук, профессор, ФГБУН Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, и.о. руководителя сектора теории лазерной плазмы

Официальные оппоненты:

Гузев Михаил Александрович, доктор физико-математических наук, профессор, академик РАН, ФГБУН Институт прикладной математики ДВО РАН, директор

Сухинов Александр Иванович, доктор физико-математических наук, профессор, член-корреспондент РАН, ФГБОУ ВО «Донской государственный технический университет», заведующий кафедрой «Математика и информатика»

Рыжков Сергей Витальевич, доктор физико-математических наук, профессор, ФГАОУ ВО «Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)», профессор кафедры теплофизики

Ведущая организация:

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Защита состоится 28 апреля 2026 г. в 14:00 часов на заседании диссертационного совета 24.1.237.01 при Федеральном государственном учреждении «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша Российской академии наук» по адресу: 125047, г. Москва, Миусская пл., д. 4.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ИПМ им. М.В. Келдыша РАН.

Автореферат разослан «___» _____ 2026 года.

Учёный секретарь
диссертационного совета
24.1.237.01,
канд. физ.-мат. наук

Корнилина Марина Андреевна

Общая характеристика работы

Работа посвящена исследованиям, в основном методами математического моделирования, процессов переноса энергии лазерно-индуцированными быстрыми электронами и перемешивания веществ на контактных границах применительно к мишеням лазерного термоядерного синтеза (ЛТС). Наиболее простая общепринятая на сегодняшний день конструкция мишени представляет собой три концентрические сферы, составляющие две оболочки и центральную область: внешняя оболочка или аблятор, DT-оболочка, состоящая из замороженного на внутреннюю поверхность аблятора слоя DT-льда и внутренняя полость, заполненная DT-газом, находящимся в термодинамическом равновесии с DT-оболочкой. Поглощение лазерного или лазерно-индуцированного излучения в абляторе приводит к испарению вещества аблятора и формированию за счёт этого ударной волны, движущейся к центру мишени. Область между поверхностью поглощения и краем разлетающейся плазмы принято называть короной мишени.

Актуальность и степень разработанности темы. В последние несколько лет развитие направления лазерного термоядерного синтеза получило новый толчок, связанный с зажиганием термоядерной мишени¹, достигнутом на NIF (National Ignition Facility)² – крупнейшей в мире действующей лазерной установке с мегаджоульным уровнем энергии. Этому достижению предшествовало почти 15 лет экспериментальных, теоретических и численных исследований, причём не только коллабораций научных лабораторий США, но и мирового сообщества. На сегодняшний день рекордный нейтронный выход составляет порядка $3 \cdot 10^{18}$ частиц³, что соответствует 8.6 МДж термоядерной энергии при лазерной энергии на мишени 2.08 МДж (коэффициент термоядерного усиления составляет 4.13). Этому удалось добиться за счёт лучшего контроля несимметрии сжатия и снижения уровня перемешивания различных оболочек⁴.

Схема облучения мишени на NIF реализует непрямой способ воздействия лазерного излучения, при котором основным целевым объектом является конвертер (хольраум), состоящий из веществ с высокими зарядовыми числами, такими как золото. В результате такого воздействия лазерное

¹ *Abu-Shawareb H.* [et al.]. Achievement of Target Gain Larger than Unity in an Inertial Fusion Experiment [Текст] // Physical Review Letters. 2024. Vol. 132, no. 6. P. 065102.

² *Campbell M. E., Hogan W. J.* The National Ignition Facility - applications for inertial fusion energy and high-energy-density science [Текст] // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1999. Vol. 41, 12B. B39—B56; *Moses E. I.* [et al.]. The National Ignition Facility: Ushering in a new age for high energy density science [Текст] // Physics of Plasmas. 2009. Vol. 16, no. 4.

³ URL: <https://lasers.llnl.gov/science/achieving-fusion-ignition>.

⁴ *Woolsey N.* Self-heating plasmas offer hope for energy from fusion [Текст] // Nature. 2022. Vol. 601, no. 7894. P. 514—515; *Pak A.* [et al.]. Observations and properties of the first laboratory fusion experiment to exceed a target gain of unity [Текст] // Physical Review E. 2024. Vol. 109, no. 2. P. 025203.

излучение преобразуется в мягкое рентгеновское излучение, заполняющее внутреннее пространство конвертера и воздействующее уже непосредственно на термоядерную мишень. Другим способом воздействия лазерного излучения на мишень является прямой способ. В этом случае с поверхности мишени в результате лазерной абляции испаряется часть вещества аблятора, толкая оставшиеся слои к центру для достижения высоких сжатий. При одинаковой лазерной энергии прямое облучение мишени обеспечивает большую энергию на поверхности мишени по сравнению с непрямым облучением, однако является источником более существенной несимметрии сжатия.

На сегодняшний день NIF является единственной действующей лазерной установкой мегаджоульного уровня энергии. Строительство установок со сходными с NIF характеристиками ведётся во Франции (LMJ, 1.4 МДж, 3ω , 400 ТВт) и России⁵ (2ω , 2.8 МДж). Российской установке присущи некоторые отличия от NIF и LMJ. В частности, схема облучения предполагает реализацию как схем прямого, так и схем непрямого облучения. Другим отличием является использование излучения 2-ой гармоники Nd-лазера вместо излучения 3-ей гармоники. В работе рассматриваются мишени, предназначенные для использования на российской лазерной установке.

Как уже было отмечено выше, зажигание на NIF стало возможным благодаря колоссальным усилиям, направленным на подавление и контроль развития гидродинамических неустойчивостей при сжатии лазерных термоядерных мишеней. При переходе к прямому облучению мишеней следует ожидать увеличения степени несимметрии сжатия, что потребует ещё более внимательного отношения к данной проблеме. В работах⁶ были определены допустимые пределы нарушения симметрии облучения, не приводящие к срыву зажигания, т.е. снижению коэффициента термоядерного усиления (отношение выделившейся термоядерной энергии к лазерной энергии) ниже 1. При этом из-за ограниченности времени имплозии термоядерной мишени принято считать, что низкомодовые возмущения не успевают перейти на существенно нелинейную стадию, а высокомодовые возмущения на внешней границе аблятора подавляются за счёт абляционной стабилизации. Тем не менее наличие таких возмущений на внутренних границах оболочек способно приводить к перемешиванию топлива с аблятором. Лабораторные эксперименты по изучению перемешивания и турбулентности в условиях высоких плотностей энергии осложнены низкой повторяемостью

⁵Бельков С. А. [и др.]. Мощные лазеры, исследования в области физики высоких плотностей энергии [Текст] // XLVIII Международная конференция по физике плазмы и УТС. 2021.

⁶*Gamaliï E. G.* [et al.]. Hydrodynamic stability of compression of spherical laser targets [Текст] // Sov. Phys. JETP. 1980. Vol. 52, no. 2. P. 230—237; *Bel'kov S. A.* [et al.]. Compression and burning of a direct-driven thermonuclear target under the conditions of inhomogeneous heating by a multi-beam megajoule laser [Текст] // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2019. Vol. 61, no. 2. P. 025011.

и, как следствие, плохой статистикой. Более того, из-за ограничений современных методов диагностики получаемые экспериментальные результаты имеют интегральный характер, описывая при этом сложные трёхмерные течения. Это может повлечь за собой потерю важных физических данных. Всё это приводит к тому, что численное моделирование таких задач имеет важное значение и способно дополнить экспериментальные данные. В то же время моделирование перемешивания, вызванного развитием гидродинамических неустойчивостей, используя прямое численное моделирование (DNS, Direct Numerical Simulation), может быть слишком ресурсозатратным, поскольку необходимо разрешить все пространственные масштабы вплоть до колмогоровского, что приводит к сеткам с огромным числом сеточных элементов. На сегодняшний день не проведено ни одного такого расчёта имплозии термоядерной мишени. Это делает более привлекательными подходы на основе осреднённых уравнений Навье-Стокса, такие как RANS (Reynold-Avareged Navier-Stokes), LES (Large Eddy Simulation) и, в особенности, гибридные подходы. Надежды на гибридные подходы возлагаются по той причине, что большинство гидродинамических экспериментов в физике высоких плотностей энергии включают переходные стадии течений, плохо поддающиеся описанию классическими RANS и LES подходами. Так в работе для моделирования перемешивания веществ используется модель на основе бесшовного гибридного подхода с частичным осреднением уравнений Навье-Стокса.

Особое внимание в работе уделено лазерно-ускоренным быстрым электронам, являющихся результатом развития лазерно-плазменных неустойчивостей (ЛПН) в короне термоядерной мишени прямого облучения. Массовый пробег (произведение плотности на пробег) быстрых электронов определяется в основном только энергией частиц, поэтому они способны проникать в области с высокой плотностью, например, сжатый центр термоядерной мишени, нагревая его и ухудшая сжатие. При использовании 2-ой гармоники излучения вместо 3-ей пороговые интенсивности для развития ЛПН снижаются, а температура быстрых электронов растёт, и вопрос влияния переноса энергии быстрыми электронами стоит более остро. Наиболее общим подходом для задач, включающих распространение быстрых электронов, является полное кинетическое описание плазмы, являющееся чрезвычайно трудоёмким с вычислительной точки зрения. Конструирование простых моделей, допускающих реализацию в гидродинамических численных кодах, является здесь хорошей альтернативой. Такие модели были разработаны в представляемой работе и на их основе исследовано влияние переноса энергии быстрыми электронами на сжатие традиционных мишеней искрового зажигания при прямом облучении.

Отдельного внимания заслуживает перенос энергии быстрых электронов при реализации альтернативных подходов к зажиганию термоядерных

мишеней, таких как зажигание сфокусированной ударной волной⁷ (ударно-волновое зажигание или УВ-зажигание) и быстрое зажигание⁸, призванных разделить процессы сжатия и нагрева мишени. В этих подходах генерация быстрых электронов играет положительную роль в отличие от мишеней традиционного искрового зажигания. В быстром зажигании пучок быстрых электронов является инициирующим, а область генерации частиц расположена вблизи центра мишени. В схемах УВ-зажигания благодаря предварительному сжатию мишени лазерно-ускоренные быстрые электроны основную часть энергии передают плотной части неспарённого аблятора, повышая абляционное давление и способствуя достижению более высоких степеней сжатия. Исследование влияния переноса энергии быстрыми электронами с учётом развитых моделей в мишенях УВ-зажигания также выполнено в представляемой работе.

Ещё одним направлением исследований данной работы, связанным с переносом энергии быстрыми электронами, которое необходимо отметить, является воздействие потока частиц на плоские мишени. Это направление имеет как практическую, так и фундаментальную значимость, т.к. в результате такого воздействия происходит либо генерация мощных ударных волн (при малых пробегах частиц по сравнению с толщиной мишени), либо формирование источника термоядерных нейтронов или рентгеновского излучения с заданными характеристиками. Хорошо известно, что использование лазерного излучения для генерации ударных волн позволяет достичь наиболее высоких плотностей энергии, при этом давление и температура в нагреваемой области зависят от энергии кванта через величину критической плотности, являющейся масштабом плотности в области поглощения. При нагреве быстрыми электронами масштаб давления и температуры зависит только от плотности потока энергии частиц. В этом состоит принципиальное отличие нагрева лазерным излучением и быстрыми электронами, приводящее к тому, что при одной и той же плотности потока энергии давление при облучении быстрыми электронами будет значительно выше. Тем самым возможна генерация более мощных ударных волн в лабораторных условиях. В случае значительного превышения пробега быстрых электронов над толщиной мишени, т.е. при конечных размерах (массе) мишени, реализуется квазистационарный режим нагрева плотной (почти твердотельной) плазмы до высоких (несколько кэВ) температур за счёт многократных пролётов быстрых электронов через мишень при отражении в электростатическом поле на границах мишени. Таким образом, создание в лабораторных условиях плазмы с экстремальными характери-

⁷Щербаков В. А. Расчет воспламенения термоядерной лазерной мишени фокусирующейся ударной волной [Текст] // Физика плазмы. 1983. Т. 9, № 2. С. 409—411.

⁸Basov N. G., Gus'kov S. Y., Feokistov L. P. Thermonuclear gain of ICF targets with direct heating of ignitor [Текст] // Journal of Soviet Laser Research. 1992. Vol. 13, no. 5. P. 396—399.

стиками является перспективным направлением, которое позволит расширить понимание протекающих процессов, а соответствующие численные расчёты являются основой планирования таких экспериментов.

Целью данной работы является построение физико-математических моделей и программного комплекса на их основе для расчёта задач лазерного термоядерного синтеза, связанных с развитием гидродинамических неустойчивостей и переносом энергии лазерно-ускоренными быстрыми электронами, применительно к условиям экспериментов на российских и зарубежных лазерных установках.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработать модель прогрева мишени ЛТС лазерно-ускоренными быстрыми электронами, в том числе с учётом торможения быстрых электронов в поле обратного тока, а также в самосогласованном поле разделения зарядов на границах мишени, и создать на её основе расчётный модуль для используемых одномерных и многомерных программных комплексов.

2. Провести расчёты имплозии различных мишеней ЛТС прямого облучения с целью определения степени влияния переноса энергии лазерно-ускоренными быстрыми электронами на эффективность сжатия.

3. Численно исследовать воздействие пучка быстрых электронов на плоские мишени с целью определения характеристик возбуждаемых ударных волн в случае пробега быстрых электронов меньшей толщины мишени и характеристик плазменных объектов, образующихся в случае пробега быстрых электронов, значительно превышающего толщину мишени.

4. Разработать модель на основе частично осреднённых уравнений Навье-Стокса для описания перемешивания веществ на границах составных частей мишеней ЛТС и реализовать в многомерном программном комплексе.

5. Исследовать влияние параметров модели на характеристики сжатия мишени ЛТС при наличии перемешивания веществ на границах её составных частей.

Научная новизна:

1. Впервые развита физико-математическая модель нагрева мишени лазерно-ускоренными быстрыми электронами, учитывающая особенности распространения частиц в сферической мишени ЛТС прямого облучения, заключающиеся в том, что только небольшая часть быстрых электронов участвует в прогреве неиспарённых частей мишени, а оставшиеся частицы передают свою энергию короне мишени в процессе многочисленных пролётов через неё за счёт отражения в поле разделяющихся зарядов на границе плазмы (эффект «блуждания»).

2. Впервые разработана физико-математическая модель нагрева плазмы, учитывающая торможение быстрых электронов в поле обратного тока тепловых электронов.

3. Разработан новый вычислительный алгоритм для численного моделирования переноса энергии быстрыми электронами с учётом развитых физико-математических моделей.

4. Впервые математическая модель на основе частично осреднённых уравнений Навье-Стокса была сформулирована для описания турбулентного перемешивания в задачах лазерного термоядерного синтеза за счёт учёта сжимаемости веществ и совместного использования адаптивных значений параметров подхода с учётом соответствующих коммутационных ошибок оператора осреднения. Данная модель была впервые применена при моделировании сжатия мишеней ЛТС. На основе данной модели создан новый трёхмерный программный комплекс PM^2 , также включающий поглощение лазерного излучения и перенос энергии лазерно-ускоренными быстрыми электронами.

5. Впервые на основе численного моделирования установлены характеристики потока лазерно-ускоренных быстрых электронов, допустимые для зажигания различных типов мишеней ЛТС прямого облучения.

6. Впервые численно определены параметры мощных ударных волн, индуцированных воздействием потока быстрых электронов при пробеге частиц много меньше толщины мишени, и параметры источников термоядерных нейтронов и рентгеновского излучения при пробеге частиц много больше толщины мишени.

Теоретическая и практическая значимость. Теоретическая значимость работы состоит в создании физико-математических моделей, позволяющих описывать такие критичные для осуществления зажигания при прямом облучении мишеней ЛТС процессы, как перемешивание на границах составных частей мишеней и перенос энергии лазерно-ускоренными быстрыми электронами. Разработанные для этих моделей вычислительные алгоритмы и программные модули, включённые в одномерные и многомерные численные коды, позволяют анализировать и планировать эксперименты в области физики высоких плотностей энергии как в ударных трубах, так и на лазерных установках, что представляет практическую ценность для ряда институтов, выполняющих такие работы, в частности, РФЯЦ-ВНИИЭФ и РФЯЦ-ВНИИТФ.

Методология и методы исследования. Представляемая диссертационная работа содержит как теоретические, так и численные результаты. Для построения модели переноса быстрых электронов в мишенях ЛТС при прямом облучении используется приближение, заключающееся в упрощённом представлении траекторий частиц и их отражения от границы плазмы. Физико-математическая модель нагрева мишени ЛТС потоком быстрых электронов сформулирована на основе общепринятой модели торможения заряженной частицы в среде, расширенной учётом торможения в поле обратного тока тепловых электронов на основе законов сохранения и электродинамических соотношений.

Обозначенные физико-математические модели также реализованы в виде программных модулей на языках C и Fortran как для трёхмерного эйлера программного комплекса PM², так и одномерного лагранжева численного кода DIANA. В соответствии с использованной физической идеализацией траектории частиц представляют собой прямые линии, проходящие через всю область, заполненную веществом, на которое оказывается воздействие. Для определения доли переданной энергии от быстрых электронов веществу используется численное интегрирование методом Рунге-Кутты в пределах каждой пересекаемой ячейки области моделирования. Реализованный модуль выступает дополнительным источником в общей системе уравнений, записанной в приближении сплошной среды.

Физико-математическая модель для описания турбулентного перемешивания на границах оболочек мишени ЛТС сформулирована на основе частично осреднённых уравнений Навье-Стокса и включает адаптивное изменение параметров подхода и связанные с этим изменением коммутационные ошибки оператора осреднения. Развита модель реализована в виде программного комплекса PM². Для численного решения общей системы уравнений используется метод расщепления по физическим процессам. Для дискретизации дифференциальных уравнений используется метод конечных объёмов. Гиперболическая подсистема решается методами гудуновского типа. Вычисление вязких потоков осуществляется согласованным с решением гиперболической подсистемы образом. Численное решение неоднородной системы уравнений, включающей турбулентные источники, осуществляется явно-неявным методом. Трассировка лучей внутри каждой ячейки выполняется на основе аналитического решения соответствующей системы уравнений в декартовой геометрии. Трассировка быстрых электронов через область моделирования выполняется вдоль длинных характеристик.

Вычислительный эксперимент использовался как метод исследования задач ЛТС с учётом протекающих физических процессов.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Физико-математическая модель распространения быстрых электронов и нагрева ими плазмы, учитывающая особенности их генерации в сферических мишенях ЛТС при прямом облучении (эффект «блуждания») и основные механизмы тормозной способности плазмы, в том числе торможение в поле обратного тока тепловых электронов. Обоснование того, что эффект «блуждания» приводит к снижению потока «прогревающих» быстрых электронов в мишенях прямого облучения.

2. Алгоритм расчёта переноса энергии быстрых электронов в одномерных и многомерных программных комплексах.

3. Физико-математическая модель для описания течения в подсеточных масштабах на основе частично осреднённых уравнений Навье-Стокса, учитывающая динамическое изменение параметров модели, отвечающих

за разделением разрешаемых и неразрешаемых масштабов течения, и связанное с этим наличие коммутационных ошибок оператора осреднения.

4. Трёхмерный программный комплекс PM^2 , реализующий модель на основе частично осреднённых уравнений Навье-Стокса, а также включающий модуль переноса энергии быстрыми электронами.

5. Результаты расчётов влияния переноса энергии лазерно-ускоренными быстрыми электронами на динамику сжатия и горения мишени ЛТС прямого облучения, предназначенной для облучения мегажидоульным импульсом с длиной волны излучения, соответствующей 2-ой гармонике Nd-лазера. Установлено, что эффект «блуждания» приводит к значительному расширению области параметров быстрых электронов, при которых можно ожидать зажигания мишени.

6. Результаты расчётов формирования мощных ударных волн гигабарного уровня, а также их характеристики при различных параметрах пучка быстрых электронов. Установлено, что такие ударные волны могут быть получены при использовании лазерного импульса с энергией несколько десятков Дж. При воздействии пучка релятивистских быстрых электронов на мишени из высокозарядовых элементов обнаружено сильное сжатие вещества в периферийной области ударной волны за счёт эффекта радиационного охлаждения.

7. Результаты расчётов, в которых установлены характеристики источников термоядерных нейтронов и рентгеновского излучения, образующихся при воздействии пучка релятивистских быстрых электронов на тонкие мишени. Созданные таким образом плазменные объекты могут служить мощным источником нейтронов с удельным выходом (на джоуль лазерной энергии) порядка 10^8 – 10^9 нейтронов/Дж, а также источником жёсткого рентгеновского излучения.

Достоверность полученных численных результатов обеспечивается использованием надёжных общепринятых физических приближений и численных методов, а также подтверждается сопоставлением с известными аналитическими решениями, с результатами различных перекрёстных расчётов, выполненных с помощью сопоставимых по функциональности численных кодов, а также с доступными экспериментальными данными. Результаты находятся в соответствии с результатами, полученными другими авторами.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на следующих семинарах, российских и международных научных конференциях и научных школах:

1. XVII Международная конференция «Забабахинские научные чтения», г. Снежинск, Челябинская обл., РФ, 19–23 мая 2025 г.

2. II Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по газодинамике и физике взрыва, г. Саров, Нижегородская обл., РФ, 25–28 марта 2025 г.

3. XI Международная конференция ЛаПлаз–2025, Семинар «Физика экстремального состояния вещества на экспериментальном лазерно-физическом комплексе ЭЛЬФ», г. Москва, 30 января 2025 г.

4. LI Международная звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, г. Звенигород, МО, РФ, 18–22 марта 2024 г.

5. XVI Международная конференция «Забабахинские научные чтения», г. Снежинск, Челябинская обл., РФ, 29 мая – 02 июня 2023 г.

6. I Всероссийская школа-семинар для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов в области газодинамики и физики взрыва, экстремальных состояний вещества, г. Саров, Нижегородская обл., РФ, 14–16 марта 2023 г.

7. Семинар Отделения квантовой радиофизики им. Н.Г. Басова Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ, 26 ноября 2021 г.

8. XV Международная конференция «Забабахинские научные чтения», г. Снежинск, Челябинская обл., РФ, 27 сентября – 01 октября 2021 г.

9. Семинар Отделения квантовой радиофизики им. Н.Г. Басова Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, РФ, 28 мая 2021 г.

10. XLVIII Международная звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу г. Звенигород, МО, РФ, 15–19 марта 2021 г.

11. 11th International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA), Osaka, Japan, 22–27 September, 2019.

12. XIV Международная конференция «Забабахинские научные чтения», г. Снежинск, Челябинская обл., РФ, 18–22 марта 2019 г.

13. XLVI Международная звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, 18–22 марта 2019 г.

14. 16th International Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing (IWPCTM), Marseilles, France, July 15–20, 2018.

Личный вклад. Автор выполнил основной объём теоретических и численных исследований, изложенных в диссертационной работе, включая разработку физико-математических моделей, численную реализацию программных модулей, выполнение расчётов, сопоставление и анализ различных результатов. Автор внёс определяющий вклад в подготовку совместных печатных работ, в которых представлены основные результаты работы, подготовил обобщающие работы по теме диссертации в единоличном авторстве, представлял результаты исследований на различных российских и международных конференциях и семинарах профильных научных организаций.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 16 печатных изданиях, 15 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 15 — в периодических научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus.

Валидационные расчёты экспериментов в ударных трубах, представленные в Главе 3 диссертационной работы, выполнены при поддержке Национального центра физики и математики (Государственной контракт № Н.4ц.241.4Д.23.1085).

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения. Полный объём диссертации составляет **316** страниц текста с **76** рисунками и **1** таблицей. Список литературы содержит **374** наименования.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, формулируется цель, ставятся конкретные задачи работы, излагается научная новизна и практическая значимость представляемой работы. В последующих главах сначала описываются развитые физико-математические модели, как аналитические, так и численные, для описания турбулентного перемешивания и переноса энергии быстрыми электронами в различных лазерных мишенях, а затем рассматриваются конкретные примеры мишеней и приводятся результаты численного моделирования.

В **первой главе** формулируется и обсуждается базовая физико-математическая модель течения вязкой теплопроводной среды на основе частично осреднённых уравнений Навье-Стокса⁹. Сконструированная модель учитывает сжимаемость течения на всех этапах её построения, предполагает использование адаптивных, подстраивающихся под характеристики течения, параметров подхода f_k и f_ϵ , отвечающих за разделение разрешаемых и неразрешаемых масштабов турбулентного течения, и включает связанные с этим дополнительные члены, отражающие наличие коммутационных ошибок оператора осреднения с пространственными и временной производными.

Подход на основе частично осреднённых уравнений Навье-Стокса представляет собой гибридный бесшовный подход, базирующийся на осреднённой по Фавру системе уравнений Навье-Стокса, приведённой в параграфе 1.1.

В параграфе 1.2 в результате обобщения и расширения имеющихся теоретических моделей была получена следующая базовая система уравне-

⁹ *Germano M.* A proposal for a redefinition of the turbulent stresses in the filtered Navier–Stokes equations [Текст] // *The Physics of Fluids*. 1986. Vol. 29, no. 7. P. 2323—2324; *Girimaji S. S.* Partially-Averaged Navier-Stokes Model for Turbulence: A Reynolds-Averaged Navier-Stokes to Direct Numerical Simulation Bridging Method [Текст] // *Journal of Applied Mechanics*. 2005. Vol. 73, no. 3. P. 413—421.

ний:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t} \langle \rho \rangle + \frac{\partial}{\partial x_i} (\langle \rho \rangle \tilde{v}_i) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\langle \rho \rangle \tilde{v}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\langle \rho \rangle \tilde{v}_i \tilde{v}_j + \langle p \rangle \delta_{ij}) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\langle \sigma_{ij} \rangle + 2\mu_f A_{ij}) - \\ \quad - \frac{\partial}{\partial x_j} (\langle \rho \rangle \tau_1 (v_i, v_j)), \\ \frac{\partial}{\partial t} (\langle \rho \rangle \tilde{E}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\langle \rho \rangle \tilde{E} \tilde{v}_i + \langle p \rangle \tilde{v}_i) = -\frac{\partial}{\partial x_i} \langle q_i \rangle - \frac{\partial}{\partial x_i} \tau_2 (v_i, H) + \\ \quad + \frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{v}_j (\langle \sigma_{ij} \rangle + 2\mu_f A_{ij})) - \frac{\partial}{\partial x_i} (\langle \rho \rangle \tilde{v}_k \tau_1 (v_i, v_k)) + \\ \quad + \frac{\partial}{\partial x_i} \tau_2 (v_j, \sigma_{ij}) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{2} \langle \rho \rangle \tau_1 (v_i, v_k, v_k) \right), \\ \frac{\partial}{\partial t} (\langle \rho \rangle \tilde{C}_\alpha) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\langle \rho \rangle \tilde{C}_\alpha \tilde{v}_i) = -\frac{\partial}{\partial x_i} (\langle \rho \rangle \tau_1 (C_\alpha, v_i)), \\ \langle p \rangle = \langle \mathcal{P}(\rho, T) \rangle, \langle \varepsilon \rangle = \langle \mathcal{E}(\rho, T) \rangle, \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t} (\langle \rho \rangle k_u) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\langle \rho \rangle k_u \tilde{v}_i) = P_{ku} + P_f - \langle \rho \rangle \varepsilon_u + T_{ku}, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\langle \rho \rangle \varepsilon_u) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\langle \rho \rangle \varepsilon_u \tilde{v}_i) = C_{1\varepsilon}^* (P_{ku} + P_f) \frac{\varepsilon_u}{k_u} - C_{2\varepsilon}^* \frac{\langle \rho \rangle \varepsilon_u^2}{k_u} + T_{\varepsilon u}, \end{array} \right. \quad (2)$$

где $\varphi = \rho, v_i, p, T, \varepsilon, C_\alpha$ – плотность, компоненты скорости, давление, температура, удельная внутренняя энергия и массовая концентрация компонента α в классическом понимании, т.е. мгновенные локальные характеристики течения, $\langle \varphi \rangle$ и $\tilde{\varphi} = \langle \rho \varphi \rangle / \langle \rho \rangle$ – усреднённые характеристики течения, $E = \varepsilon + \frac{1}{2} v_i v_i$ – полная удельная энергия, $\sigma_{ij} = 2\mu \left(S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right)$ – тензор вязких напряжений, $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$ – тензор скоростей деформации, $q_i = -\kappa(\rho, T) \frac{\partial T}{\partial x_i}$ – поток тепла в диффузионном приближении. Для усреднённых величин $\langle \sigma_{ij} \rangle$ и $\langle q_i \rangle$ принято следующее приближение: $\langle \sigma_{ij} \rangle \approx 2\mu(\tilde{T}) A_{ij}$, $A_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{v}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{v}_k}{\partial x_k} \delta_{ij}$ и $\langle q_i \rangle \approx -\kappa(\langle \rho \rangle, \tilde{T}) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i}$. Следует отметить, что в приведённых выражениях кроме всего прочего принято приближение «без модели» для транспортных коэффициентов μ и κ . В этом же приближении уравнения состояния можно записать в виде $\langle p \rangle = \langle \mathcal{P}(\rho, T) \rangle \approx \mathcal{P}(\langle \rho \rangle, \tilde{T})$ и $\langle \varepsilon \rangle \approx \mathcal{E}(\langle \rho \rangle, \tilde{T})$.

В качестве базовой модели турбулентности в системе (1)-(2) для конкретизации вида уравнений записана $k - \varepsilon$ -модель, соответственно, величини

ны k_u и ϵ_u – турбулентная кинетическая энергия неразрешаемых оператором осреднения пульсаций и скорость диссипации турбулентной кинетической энергии. Для корреляционных моментов τ_1 и τ_2 различных величин приняты стандартные приближения, а именно, для корреляционного момента скоростей приближение Буссинеска

$$-\langle \rho \rangle \tau_1(v_i, v_j) = 2\mu_u A_{ij} - \frac{2}{3} \langle \rho \rangle k_u \delta_{ij}, \quad (3)$$

μ_u – динамическая вязкость, определяемая неразрешёнными оператором осреднения турбулентными пульсациями, а для остальных – градиентное приближение

$$\langle \rho \rangle \tau_1(v_i, \varepsilon) \approx -C_\nu \frac{\mu_u}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i}, \quad (4)$$

$$\tau_2(v_j, \sigma_{ij}) - \frac{1}{2} \langle \rho \rangle \tau_1(v_i, v_k, v_k) - \tau_2(v_i, p) \approx \left(\tilde{\mu} + \frac{\mu_u}{\sigma_{ku}} \right) \frac{\partial k_u}{\partial x_i}, \quad (5)$$

$$\langle \rho \rangle \tau_1(v_i, C_\alpha) \approx -\frac{\mu_u}{Sc_t} \frac{\partial \tilde{C}_\alpha}{\partial x_i}, \quad (6)$$

где Pr_t и Sc_t – турбулентные числа Прандтля и Шмидта.

Турбулентная вязкость также определяется базовой моделью турбулентности и в случае $k - \epsilon$ -модели рассчитывается согласно выражению

$$\mu_u = \langle \rho \rangle C_{\mu u} \frac{k_u^2}{\epsilon_u}. \quad (7)$$

Члены в уравнениях подсеточной модели, определяющие эволюцию турбулентных величин, даются выражениями:

$$P_{ku} = -\langle \rho \rangle \tau_1(v_i, v_j) \frac{\partial \tilde{v}_j}{\partial x_i}, \quad (8)$$

$$T_{ku} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\tilde{\mu} + \frac{\mu_u}{\sigma_{ku}} \right) \frac{\partial k_u}{\partial x_i} \right), \quad (9)$$

$$T_{\epsilon u} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\tilde{\mu} + \frac{\mu_u}{\sigma_{\epsilon u}} \right) \frac{\partial \epsilon_u}{\partial x_i} \right). \quad (10)$$

Калибровочные константы подсеточной модели $C_{1\epsilon}^*$, $C_{2\epsilon}^*$, σ_{ku} , $\sigma_{\epsilon u}$ выражаются через константы базовой модели турбулентности через параметры $f_k = k_u/k$ и $f_\epsilon = \epsilon_u/\epsilon$ подхода на основе частично осреднённых уравнений Навье-Стокса следующим образом:

$$\sigma_{ku} = \frac{f_k^2}{f_\epsilon} \sigma_k, \quad (11)$$

$$C_{1\epsilon}^* = C_{1\epsilon}, \quad (12)$$

$$C_{2\epsilon}^* = C_{1\epsilon} + \frac{f_k}{f_\epsilon} (C_{2\epsilon} - C_{1\epsilon}), \quad (13)$$

$$\sigma_{\epsilon u} = \frac{f_k^2}{f_\epsilon} \sigma_\epsilon, \quad (14)$$

$$C_{\mu u} = C_\mu, \quad (15)$$

где k и ϵ – полные турбулентная кинетическая энергия и скорость её диссипации.

Наконец, члены, отвечающие за перераспределение энергии между разрешаемыми и неразрешаемыми масштабами течения за счёт динамического изменения параметра f_k есть:

$$P_f = \langle \rho \rangle \frac{k_u}{f_k} \frac{Df_k}{Dt}, \quad (16)$$

$$\mu_f = P_f \left/ \left(2A_{ij} \frac{\partial \tilde{v}_i}{\partial x_j} \right) \right., \quad (17)$$

где $\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \tilde{v}_i \frac{\partial}{\partial x_i}$ – субстанциональная производная. P_f представляет собой дополнительный генерационный член, а μ_f – дополнительную динамическую вязкость. Как первая, так и вторая величина могут принимать и положительные, и отрицательные значения. Отрицательные значения соответствуют передаче энергии из неразрешаемых в разрешаемые масштабы (обратный каскад), положительные – наоборот (прямой каскад).

В параграфе 1.3 обсуждается эквивалентность подхода на основе частично осреднённых уравнений Навье-Стокса другим гибридным RANS-LES подходам, часто использующимся при решении задач вычислительной гидрогазодинамики. Этого можно добиться подбором зависимостей параметров подхода, обеспечивающих сходное разделение масштабов течения.

Результаты, представленные в первой главе, опубликованы в работах автора [1; 2].

Во **второй главе** представлены разработанные физико-математические модели для описания переноса энергии быстрыми электронами в различных условиях, а также теоретические модели нагрева плазмы с учётом особенностей переноса быстрых электронов в мишенях ЛТС.

В параграфе 2.1 приводится описание условий для развития ЛПН, в которых происходит ускорение тепловых электронов, характеристики быстрых электронов, а также общее масштабное соотношение для температуры частиц, полученное на основе пондеромоторного скейлинга.

В параграфе 2.2 приведён обзор подходов к моделированию переноса быстрых электронов. В качестве базовой модели выбрана модель замедления заряженных частиц в среде, для которой представлены выражения

для тормозных способностей при различных видах взаимодействия быстрых электронов со средой.

В параграфе 2.3 обсуждаются особенности генерации и переноса быстрых электронов в современных мишенях ЛТС прямого облучения. Предложена оригинальная физико-математическая модель, учитывающая удалённость области генерации быстрых электронов от центральной сжимаемой части мишени, что приводит к тому, что основная доля быстрых электронов многократно пересекает малоплотную разлетающуюся часть аблятора (корону), отражаясь на границах плазмы в электростатическом поле разделяющихся зарядов – эффект «блуждания». Описанное распространение быстрых электронов в мишенях ЛТС схематично приведено на рисунке 1.

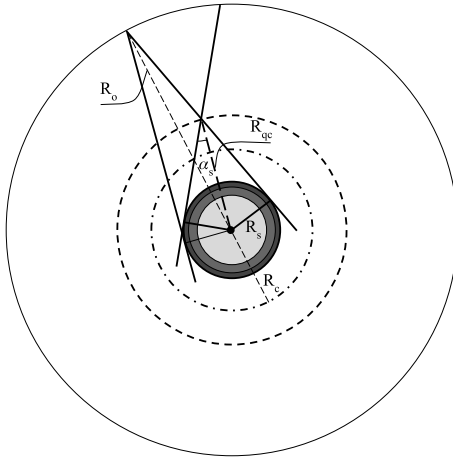


Рисунок 1 — Траектории движения быстрых электронов, ускоряемых вблизи n_{qc} -поверхности (пунктирная окружность). Штрихпунктирная окружность обозначает поверхность с критической плотностью n_c . Два центральных сферических слоя обозначают неиспарённую часть аблятора и DT-слоя. Внешняя окружность обозначает поверхность отражения быстрых электронов внутрь мишени за счёт самосогласованного электрического поля.

Быстрые электроны, имеющие возможность попасть в сжимаемую часть мишени будем называть «прогревающими», остальные – «блуждающими». Доля «прогревающих» быстрых электронов согласно модели даёт-ся выражением

$$\delta_h = \frac{2\Delta\Omega_s}{4\pi} = 1 - \cos \alpha_s, \quad (18)$$

$\cos \alpha_s = \sqrt{1 - \left(\frac{R_s}{R_{qc}}\right)^2}$, $R_s = R_{s0} - V_i(t - t_0)$, $t_0 \leq t \leq \tau_L$, α_s – угол между радиусом окружности, соответствующей n_{qc} -поверхности, и касательной, проведённой из точки рождения быстрого электрона к окружности, соответствующей n_s -поверхности.

Для мишени прямого облучения, предназначенной для зажигания лазерным импульсом излучения 2-ой гармоники Nd-лазера с полной энергией порядка 2 МДж¹⁰, ($t_0 = 7$ нс, $R_{s0} = 1350$ мкм, $R_{qc} = 1850$ мкм, $V_i = 350$ км/с) интегральная за время высокоинтенсивной части лазерного импульса доля «прогревающих» быстрых электронов составляет 12 %, а её мгновенное значение снижается по мере сжатия мишени от примерно 31 % до 1.5 %. Таким образом, негативное влияние на сжатие может оказывать только небольшая доля всех быстрых электронов.

Кроме того при использовании модели, описывающей эффект «блуждания», для той же мишени была построена аналитическая модель нагрева, позволившая рассчитать долю энергии быстрых электронов, переданную DT-топливу, а также снижение плотности топлива за счёт прогрева в зависимости от температуры частиц. Для диапазона начальной энергии $30 \text{ кэВ} \leq \varepsilon_{h0} \leq 70 \text{ кэВ}$ реализуются противоположные режимы передачи энергии от быстрых электронов DT-топливу: от практически полного отсутствия нагрева при 30 кэВ до передачи значительной доли энергии, а именно 74 %. Снижение плотности DT топлива при учёте эффекта «блуждания» в 2 раза более слабое, чем в случае, когда все быстрые электроны считаются «прогревающими».

В параграфе 2.4 приведена оценка эффекта «блуждания» для мишени непрямого облучения, свидетельствующая о незначительности прогрева центральной части мишени быстрыми электронами, что находится в соответствии с экспериментальными данными.

В параграфе 2.5 обсуждается вклад торможения в поле обратного тока тепловых электронов в общую тормозную способность среды. В приближении постоянной плотности частиц получено выражение для омической тормозной способности через начальные параметры потока быстрых электронов с произвольными энергиями. Омическая тормозная способность падает с ростом проводимости плазмы при повышении температуры, что приводит к заметному вкладу только при воздействии на слабо нагретые (порядка 10 эВ) мишени, в таких приложениях, как лазерное ускорение заряженных частиц лазерным импульсом релятивистской интенсивности. В мишенях же ЛТС омическая составляющая тормозной способности не играет существенной роли. Используя аппроксимацию для проводимости среды, построена в аналитическом виде модель нагрева плазмы с учётом

¹⁰ Бельков С. А. [и др.]. Термоядерные мишени прямого облучения лазерным импульсом мегаджоульного уровня [Текст] // ЖЭТФ. 2015. Т. 148, № 4. С. 784–798.

омической тормозной способности, позволяющая описывать динамику нагрева мишени в широком диапазоне плотностей энергии лазерного излучения.

Результаты, представленные во второй главе, опубликованы в работах автора [3–5].

Третья глава посвящена описанию трёхмерного программного комплекса РМ² и численных методик, используемых в нём для решения системы (1)-(2), а также дополнительных энергетических источников, связанных с переносом энергии быстрыми электронами, собственного излучения плазмы и поглощением лазерного излучения. Кроме того приведены результаты моделирования валидационных задач на базе экспериментальных данных, полученных в ударных трубах, а также модельных задач для определения влияния параметров подхода на основе частично осреднённых уравнений Навье-Стокса на интегральные характеристики.

В параграфе 3.1 приведён вычислительный алгоритм для решения полной системы уравнений, строящийся на основе метода расщепления по физическим процессам. Базовой вариант расщепления определяется следующей системой:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \mathbf{U}^*}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_c^{(d)}}{\partial x_d} = \mathbf{S}_c, \\ \frac{\partial \mathbf{U}^*}{\partial t} - \frac{\partial (\mathbf{F}_\nu^{(d)} + \mathbf{F}_t^{(d)})}{\partial x_d} = 0, \\ \frac{\partial \mathbf{U}^*}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{F}_h^{(d)} + \mathbf{F}_{ht}^{(d)})}{\partial x_d} = 0, \\ \frac{\partial \mathbf{U}^{**}}{\partial t} = \mathbf{S}_t, \\ \frac{\partial \mathbf{U}^{***}}{\partial t} = \mathbf{S}_e, \end{array} \right. \quad (19)$$

где \mathbf{U} – вектор консервативных переменных, $\mathbf{U} = (\rho, \rho v_i, \rho E, \rho C_\alpha, \rho k_u, \rho \epsilon_u)^T$, $\mathbf{U}^*(t_n) = \mathbf{U}^n$, $\mathbf{U}^{**}(t_n) = \mathbf{U}^*(t_{n+1})$, $\mathbf{U}^{***}(t_n) = \mathbf{U}^{**}(t_{n+1})$, $\mathbf{F}_c^{(d)}$ – конвективные потоки, $\mathbf{F}_\nu^{(d)}$ – вязкие потоки, $\mathbf{F}_t^{(d)}$ – вязкие турбулентные потоки, $\mathbf{F}_h^{(d)}$ и $\mathbf{F}_{ht}^{(d)}$ – молекулярные и турбулентные потоки тепла, \mathbf{S}_c определяется наличием внешних объёмных сил, например, силы тяжести и используемой системой координат (фиктивные силы за счёт использования криволинейных систем координат), \mathbf{S}_e – свойствами многокомпонентной смеси (скорости реакций для реагирующих смесей), а также наличием источников и стоков энергии различной природы, \mathbf{S}_t определяется выбранной подсеточной моделью.

Область моделирования ограничена плоскостями, параллельными координатным плоскостям, и аппроксимируется структурированной ортого-

нальной разностной сеткой. Дискретизация исходных дифференциальных уравнений осуществляется в соответствии с методом конечных объёмов. Интегрирование по времени подсистемы конвекции-диффузии выполняется явным методом Рунге-Кутты 3-го порядка¹¹, не увеличивающим полную вариацию, что обеспечивает его устойчивость и сохранение свойств монотонности решения. Для расчёта конвективных потоков используется метод Годунова. Для вычисления значений переменных на гранях ячеек используется линейная интерполяция с последующим ограничением наклона для сохранения монотонности разностной схемы. Диффузионные потоки вычисляются согласованным с решением гиперболической подсистемы образом, где градиенты компонент скорости вычисляются с использованием формул векторного анализа на основе значений, выработанных в результате распада разрыва на гранях. Численное решение уравнения квазилинейной теплопроводности осуществляется локально-одномерным методом с итерациями по нелинейности¹². Интегрирование неоднородной системы с турбулентными источниками проводится явно- неявным методом для сохранения положительной определённости турбулентных величин. Также при необходимости рассчитываются энергетические источники от переноса лазерного излучения, собственного излучения и энергии лазерно-ускоренными быстрыми электронами. В последнем случае торможение быстрых электронов происходит вдоль длинных характеристик. Эффективная длина торможения рассчитывается с учётом рассеяния быстрых электронов. Для расчёта переданной энергии в ячейке выполняется разбиение на дополнительные интервалы и интегрирование методом Рунге-Кутты. Интегрирование соответствующей неоднородной системы осуществляется методом Эйлера. При моделировании многокомпонентных течений для вычисления равновесных термодинамических параметров смеси в качестве базового используется pvT -приближение, которое требует решения системы нелинейных алгебраических уравнений.

Последовательная версия численного кода PM^2 реализована на языке C, параллельная версия получена с помощью набора средств, упрощающих процесс распараллеливания¹³, SAPFOR и DVMH. Отдельные модули, такие как перенос энергии быстрыми электронами, также реализованы на

¹¹ *Gottlieb S., Shu C.-W.* Total variation diminishing Runge-Kutta schemes [Текст] // *Mathematics of Computation*. 1998. Vol. 67, no. 221. P. 73—85.

¹² *Самарский А. А., Соболев И. М.* Примеры численного расчета температурных волн [Текст] // *Журнал вычислительной математики и математической физики*. 1963. Т. 3, № 4. С. 702—719.

¹³ *Kataev N.* Application of the LLVM Compiler Infrastructure to the Program Analysis in SAPFOR [Текст] // *Supercomputing*. Springer International Publishing, 2018. P. 487—499; *Bakhtin V. A., Krakov V. A.* DVM-Approach to the Automation of the Development of Parallel Programs for Clusters [Текст] // *Programming and Computer Software*. 2019. Vol. 45, no. 3. P. 121—132.

языке Fortran для включения в другие численные коды из набора прикладных программ для моделирования задач ЛТС.

В параграфе 3.2 приведены примеры решения валидационных задач и примеры моделирования с привлечением подсеточных моделей на основе частично осреднённых уравнений Навье-Стокса.

На рисунке 2 приведены численные шпирен-изображения и экспериментальные кинограммы в различные моменты времени для задачи о развитии неустойчивости Рэлея-Тейлора на границе газ/жидкость. Видно, что

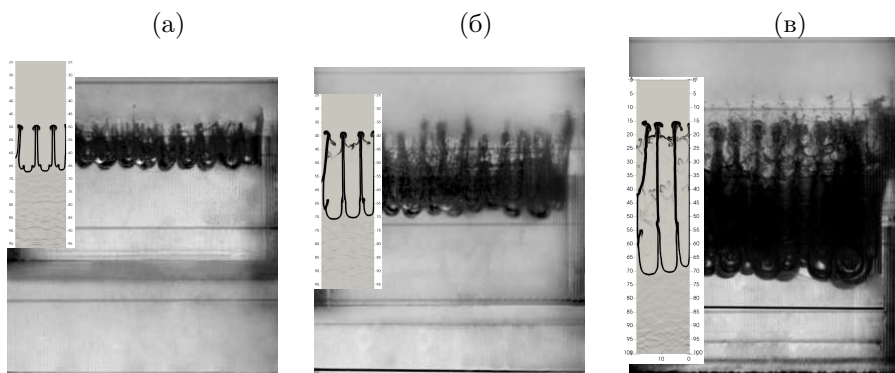


Рисунок 2 — Экспериментальные кинограммы с наложенными численными шпирен-изображениями: (а) $t = 2.7$ мс, (б) $t = 3.5$ мс, (в) $t = 4.8$ мс.

полученные распределения достаточно хорошо соответствуют экспериментальным данным. Кроме того, в опытах были получены данные по ширине зоны взаимопроникновения веществ. Численное моделирование даёт приемлемое количественное соответствие с учётом достаточно больших погрешностей измерения.

На рисунке 3 представлено качественное сопоставление численных и экспериментальных результатов о взаимодействии ударной волны с вихрем. Вихрь формируется при прямом проходе ударной волны через ступенчатую контактную границу, а затем отражённая от торца трубы ударная волна взаимодействует с ним. Можно отметить хорошее качественное сходство численных и экспериментальных результатов. Наличие мембраны на контактной границе, разрушающейся при прохождении ударной волны, приводит к формированию зоны перемешивания и мелкомасштабных структур течения на контактной границе на экспериментальных кинограммах, зашумляющих основную волновую структуру, отчётливо наблюдающуюся в численных результатах. Из-за частичной проницаемости мембраны характеристики газов несколько отличаются от расчётных, что приводит к несколько иным скоростям различных волн и контактной границы в

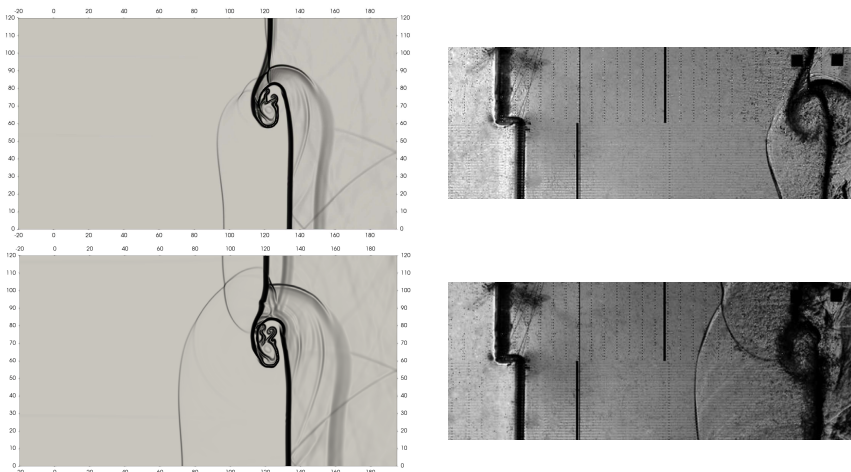


Рисунок 3 — Сопоставление численных шпирен-изображений и экспериментальных кинограмм в различные моменты времени.

численном и натурном эксперименте, соответствующим временному сдвигу порядка 100 мкс.

На рисунке 4 на два характерных момента времени представлены результаты расчёта задачи о сжатии модельной мишени ЛТС, которое обеспечивается высоким давлением во внешней области. На контактной границе между центральной областью и оболочкой заданы одноименные физические возмущения.

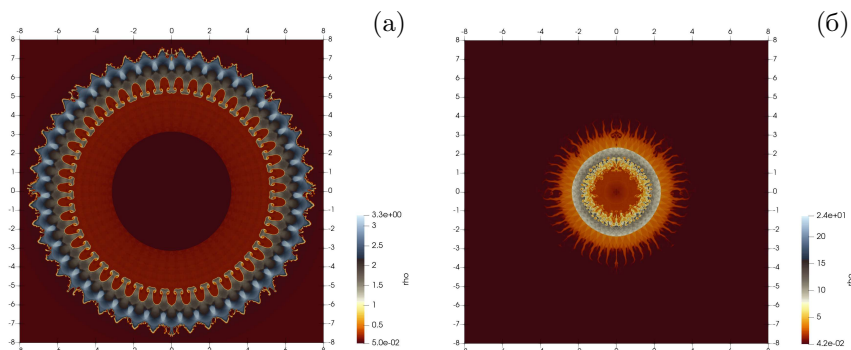


Рисунок 4 — Распределения плотности в момент времени (а) $t = 1.5$ нс и (б) $t = 2.5$ нс. Расчёт на сетке 4096×4096 .

Далее приведём результаты моделирования на основе частично осреднённых уравнений Навье-Стокса при адаптивном изменении параметра f_k с учётом коммутационных ошибок на различных сетках. При использо-

вании подсеточной модели наблюдается увеличение полной турбулентной кинетической энергии на фоне ILES (Implicit LES) расчётов. На рисунке 5 приведены средние плотности центральной области мишени и оболочки, по которым можно судить о влиянии такого приращения в полной турбулентной кинетической энергии. Следует отметить, что характеристики цен-

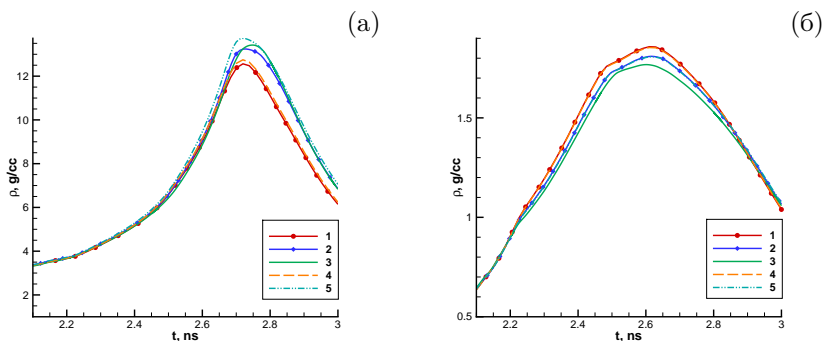


Рисунок 5 — Зависимости от времени средних плотностей оболочки (а) и центральной области (б) мишени: 1 – ILES, $N = 1024$, 2 – ILES, $N = 2048$, 3 – ILES, $N = 4098$, 4 – PANS, $N = 1024$, 5 – PANS, $N = 2048$.

тральной области слабо реагируют на включение в рассмотрение течения в подсеточных масштабах, практически совпадая с соответствующими зависимостями, полученными при использовании неявного метода крупных вихрей. Иначе дело обстоит с характеристиками оболочки: для средней плотности наблюдается хорошее совпадение кривых для ILES расчёта на сетке $N = 4096$ и PANS расчёта на сетке $N = 2048$ при адаптивном изменении параметра f_k . Совпадение результатов расчётов без подсеточной модели на подробной сетке и с подсеточной моделью на более грубой сетке указывает на возможность снижения требований к пространственному разрешению при моделировании сжатия мишеней ЛТС.

Представленные в Главе 3 результаты опубликованы в работах [2; 6–9]

В **четвёртой главе** представлены результаты численных расчётов сжатия и горения различных мишеней прямого облучения с учётом переноса энергии лазерно-ускоренными быстрыми электронами. Определены характеристики быстрых электронов, при которых можно ожидать зажигания мишеней.

В параграфе 4.1 для базовой мишени¹⁴, предназначенной для облучения излучением 2-ой гармоники Nd-лазера с полной энергией порядка

¹⁴Бельков С. А. [и др.]. Термоядерные мишени прямого облучения лазерным импульсом мегаджоульного уровня [Текст] // ЖЭТФ. 2015. Т. 148, № 4. С. 784–798.

2-3 МДж, получены зависимости коэффициента термоядерного усиления и сжатия DT-топлива от характеристик лазерно-ускоренных быстрых электронов, а именно, температуры частиц T_h и доли конверсии энергии лазерного излучения в энергию быстрых электронов η_h . Соответствующие распределения для коэффициента усиления с учётом эффекта «блуждания» и без учёта эффекта «блуждания» приведены на рисунке 6. При темпера-

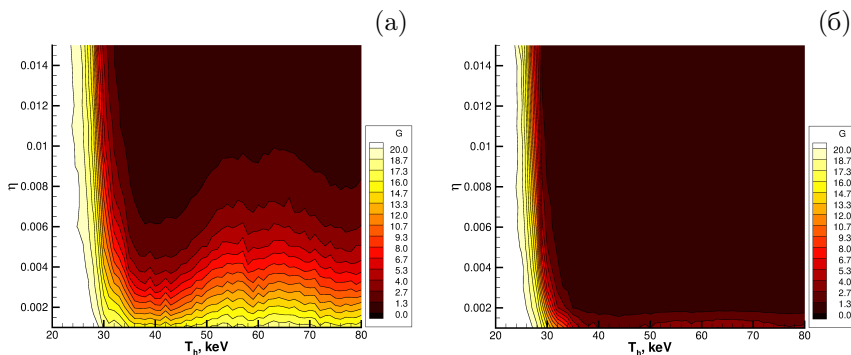


Рисунок 6 — Изолинии коэффициента усиления при различных температурах и эффективности преобразования лазерной энергии в энергию быстрых электронов: (а) с учётом эффекта «блуждания»; (б) без учёта эффекта «блуждания».

турах частиц выше 25 – 28 кэВ быстрые электроны начинают попадать в сжатую часть мишени, а при $T_h > 34$ кэВ без учёта эффекта «блуждания» мишень уже не зажигается ни при какой степени конверсии. Эффект «блуждания» существенно снижает негативное влияние быстрых электронов на коэффициент усиления, приводя к появлению окна зажигания с умеренными значениями коэффициента усиления для диапазонов параметров $\eta_h < 0.01$ и $T_h > 55$ кэВ.

В параграфе 4.2 приведены результаты аналогичных исследований для мишени ударно-волнового зажигания¹⁵. Отличительной особенностью такого подхода к зажиганию является обеспечение более сильного разделения процессов сжатия и нагрева термоядерной мишени по сравнению с традиционным искровым зажиганием. УВ-зажигание основано на использовании двухстадийного импульса: первая часть импульса имеет классическое временное профилирование для обеспечения низкоэнтропийного сжатия, вторая – резкий короткий пик мощности с целью формирования зажигающей ударной волны. В отличие от мишеней традиционного искрового за-

¹⁵ Щербakov В. А. Расчет воспламенения термоядерной лазерной мишени фокусирующейся ударной волной [Текст] // Физика плазмы. 1983. Т. 9, № 2. С. 409–411; Betti R. [et al.]. Shock Ignition of Thermonuclear Fuel with High Areal Density [Текст] // Physical Review Letters. 2007. Vol. 98, no. 15. P. 155001.

жигания здесь перенос энергии быстрыми электронами может оказывать как положительный эффект, увеличивая абляционное давление при передаче энергии сжатой части аблятора, так и отрицательный, прогревая термоядерное топливо и препятствуя эффективному сжатию. На рисунке 7 приведены распределения коэффициента усиления от характеристик лазерно-ускоренных быстрых электронов с учётом эффекта «блуждания» и без учёта эффекта «блуждания» для мишени УВ-зажигания, предназначенной для облучения излучением 3-ей гармоники Nd-лазера, не горящей в отсутствие быстрых электронов. Без учёта эффекта «блуждания», когда

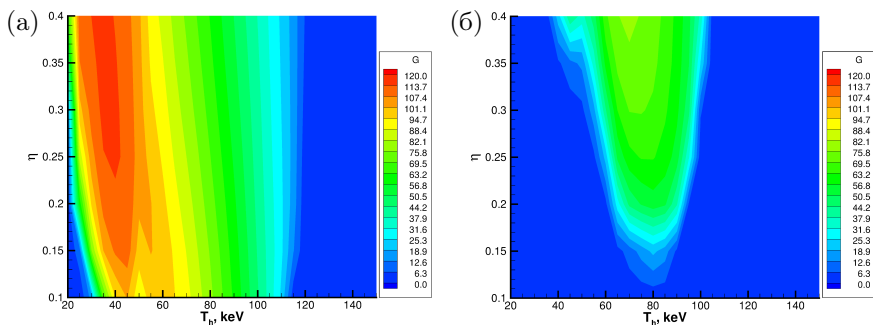


Рисунок 7 — Распределения коэффициента усиления в зависимости от энергии быстрых электронов и конверсии: (а) без учёта эффекта «блуждания», (б) с учётом эффекта «блуждания».

все частицы имеют возможность попасть в сжатую часть мишени, коэффициент усиления составляет от 30 до 110 в диапазоне температур быстрых электронов от 30 кэВ до 100 кэВ для всех рассматриваемых значений конверсии энергии зажигающей части импульса. Эффект «блуждания» в свою очередь снижает как отрицательный прогрев DT, так и увеличение абляционного давления, приводя в конечном итоге к общему снижению коэффициента усиления. Зажигание в этом случае происходит в диапазоне температур 60-90 кэВ при конверсии более 20 %.

В параграфе 4.3 на основе результатов численных расчётов предложена мишень УВ-зажигания, предназначенная для облучения 2-ой гармоникой Nd-лазера, допускающая снижение энергии зажигающего лазерного импульса при сохранении высоких значений коэффициента усиления. Соответствующая область параметров быстрых электронов ограничена значениями конверсии от 10 % до 40 % и значениями температуры от 50 кэВ до 70 кэВ. Передача энергии лазерно-ускоренными быстрыми электронами с указанными температурами не приводит к отрицательному предварительному нагреву внутренних областей мишени, включая термоядерное топливо. В то же время передача энергии быстрых электронов во внутреннюю область относительно плотной короны и особенно во внешнюю

часть плотного аблятора приводит к существенному увеличению давления за фронтом зажигающей ударной волны по сравнению со случаем воздействия только лазерным излучением. Такое увеличение давления обеспечивает существенное снижение энергии зажигающего импульса при сохранении высокого коэффициента усиления мишени УВ-зажигания.

Результаты, приведённые в четвёртой главе, опубликованы в работах [10–12].

В **пятой главе** представлены результаты численных расчётов облучения плоских толстых (по сравнению с пробегом частиц) мишеней пучком быстрых электронов, в результате которого возможно создание ударных волн гигабарного уровня давления.

В параграфе 5.1 обсуждается соответствующая постановка задачи на основе работы¹⁶, в которой было построено аналитическое решение, описывающее динамику нагрева мишени потоком моноэнергетических быстрых электронов с постоянной интенсивностью на начальной стадии процесса, в течение которой изотермическая волна разрежения распространяется от внешней поверхности полупространства до внутренней границы нагретого слоя. Соответствующее время называется временем абляционного нагружения t_h . Считается, что в этот период времени вещество нагретого слоя неподвижно, температура и давление в нём растут линейно со временем. Максимальное давление P_h в конце стадии абляционного нагружения даётся выражением

$$P_h = \left[\frac{3(\gamma - 1)}{4} \right]^{2/3} \rho_0 \left(\frac{I_h}{\rho_0} \right)^{2/3}, \quad (20)$$

где I_h – плотность потока энергии быстрых электронов, ρ_0 – массовая плотность мишени, γ – показатель адиабаты. Важно отметить, что масштаб давления P_h зависит только от интенсивности греющего потока быстрых электронов и не зависит от энергии частиц. В этом состоит принципиальное отличие нагрева вещества и генерации ударной волны с помощью пучка заряженных частиц от случая использования лазерного излучения. При нагреве вещества лазерным излучением давление и температура нагреваемой области зависят от энергии кванта через величину критической плотности плазмы, которая является масштабом плотности в области поглощения излучения¹⁷: $P_L \propto I_L^{2/3} \rho_c^{1/3}$, где ρ_c – критическая плотность плазмы, длина волны излучения λ_L измеряется в микрометрах. При одинаковых интенсивностях I_h и I_L давление больше при нагреве вещества быстрыми электронами примерно в соотношении $(\rho_0/\rho_c)^{1/3}$.

¹⁶ Gus'kov S. [et al.]. Ablation Pressure Driven by an Energetic Electron Beam in a Dense Plasma [Текст] // Physical Review Letters. 2012. Vol. 109, no. 25. P. 255004.

¹⁷ Afanasiev Y. V., Gus'kov S. Y. Nuclear Fusion by Inertial Confinement. A Comprehensive Treatise [Текст] // ed. by G. Velarde, Y. Ronen, J. M. Martinez-Val. CRC Press, 1993. Chap. Energy Transfer to the Plasma in Laser Targets. P. 99–119.

При использовании алюминиевой мишени, согласно (20) давление P_h достигает 1 Гбар при плотности потока энергии $I_h = 4 \cdot 10^{15}$ Вт/см². Температура нагретого слоя полностью ионизированной алюминиевой плазмы в этом случае составляет около 600 эВ. Давление 10 Гбар достигается при $I_h = 1.5 \cdot 10^{17}$ Вт/см². При этом температура нагретого слоя достигает значений около 20 кэВ. При доле конверсии лазерного излучения в быстрые электроны $\eta_h = 0.2 - 0.3$ интенсивность соответствующего лазерного импульса составляет $I_L = 10^{16}$ Вт/см². При использовании основной гармоники излучения Nd-лазера с длиной волны $\lambda_L = 1.06$ мкм, давления в 1 Гбар можно достичь с помощью пучка нерелятивистских электронов с энергией около 100 кэВ, а при использовании излучения 3-й гармоники – с энергией 50 кэВ. Для достижения давления 10 Гбар при использовании основной гармоники излучения Nd-лазера требуются пучки релятивистских электронов с энергией 500-700 кэВ, а при использовании излучения 3-й гармоники излучения Nd-лазера – с энергией около 300 кэВ.

В параграфе 5.2 представлены результаты численных расчётов воздействия пучков нерелятивистских и релятивистских быстрых электронов на алюминиевую мишень. Определены параметры ударных волн при различных параметрах пучков быстрых электронов, а также характеристики лазерных пучков, с помощью которых можно достичь давлений в ударной волне, превышающих 1 Гбар в лабораторных условиях.

На рисунке 8 показаны профили давления и плотности при нагреве мишени потоком максвелловских быстрых электронов с температурой $T_h = 55$ кэВ и $I_h = 4 \cdot 10^{15}$ Вт/см². Усреднённый по максвелловскому спектру с температурой 55 кэВ массовый пробег быстрых электронов составляет 0.008 г/см², что соответствует длине свободного пробега около 30 мкм в твёрдом алюминии. Такое воздействие позволяет достигать мгновенного максимального давления в ударной волне около 850 Мбар и давления квазистационарной ударной волны после периода абляционного нагружения на уровне 300-400 Мбар. Эквивалентное комбинированное воздействие лазерного излучения и потока лазерно-ускоренных быстрых электронов приводит к увеличению как максимального давления до уровня 1 Гбар, так и давления квазистационарной ударной волны до 670 Мбар.

При увеличении интенсивности лазерного излучения в сторону генерации релятивистских быстрых электронов вклад столкновительного механизма поглощения становится незначительным по сравнению с бесстолкновительными. По этой причине при воздействии лазерного импульса столь высокой интенсивности роль доминирующего источника нагрева все более играют лазерно-ускоренные быстрые электроны. На рисунке 9 приведены профили давления и плотности при облучении алюминиевой мишени потоком моноэнергетических быстрых электронов с энергией 200 кэВ при плотности потока энергии $2 \cdot 10^{17}$ Вт/см². Максимальное давление в области нагрева составляет 9.1 Гбар и достигается в момент времени 104 пс, при

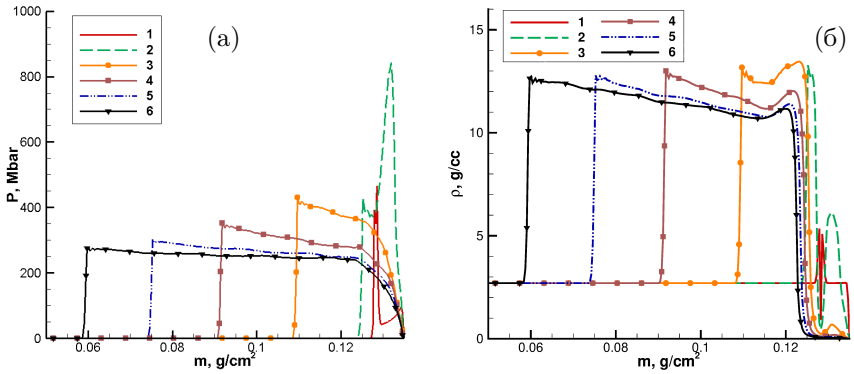


Рисунок 8 — Профили давления (а) и плотности (б) за фронтом ударной волны при воздействии пучка максвелловских быстрых электронов с интенсивностью $I_h = 4 \cdot 10^{15}$ Вт/см² и температурой 55 кэВ на плоскую алюминиевую мишень: 1 – 20 пс, 2 – 100 пс, 3 – 500 пс, 4 – 1 нс, 5 – 1,5 нс, 6 – 2 нс.

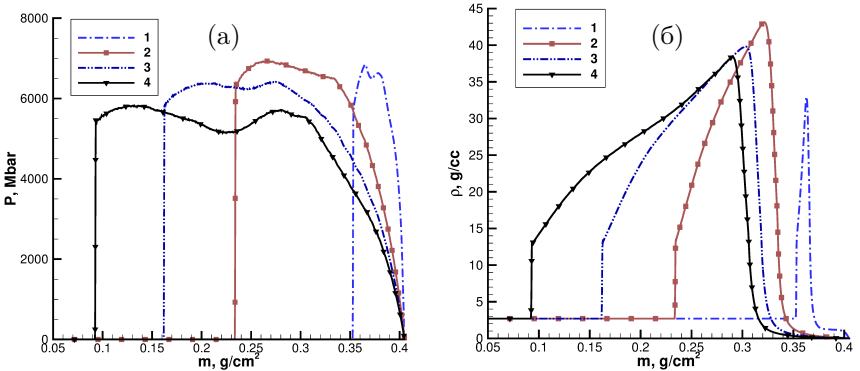


Рисунок 9 — Профили давления (а) и плотности (б) за фронтом ударной волны при воздействии пучка моноэнергетических быстрых электронов с $I_h = 2 \cdot 10^{17}$ Вт/см² и начальной энергией 200 кэВ на плоскую алюминиевую мишень в различные моменты времени: 1 – 200 пс, 2 – 1 нс, 3 – 1,5 нс, 4 – 2 нс.

температуре 8 кэВ. Квазистационарная ударная волна распространяется со скоростью $7 \cdot 10^7$ см/с, давление за фронтом волны составляет 5-7 Гбар.

Необходимо отметить, что расходимость потока быстрых электронов будет снижать плотность потока энергии частиц и, в соответствии с (20), максимальное достигаемое давление. Выполненные исследования показали, что для экспериментально установленных значений расходимости в 30°

снижение давление составляет около 30 % по сравнению с одномерным приближением.

Использование алюминиевой мишени приводит к существенным потерям энергии на собственное излучение, которые в случае релятивистского пучка составляют около 40 %, что ведёт к снижению максимального давления. Также данное обстоятельство приводит к насыщению скорости ударной волны с ростом интенсивности потока лазерно-ускоренных быстрых электронов. Ещё одним эффектом, связанным с потерями на собственное излучение, который можно наблюдать на рисунке 9б, является сильное сжатие вещества в периферийной области ударной волны [13]. Наблюдаемый эффект усиления сжатия обусловлен радиационным охлаждением вещества на границе нагрева пучком быстрых электронов. При этом область, охваченная движением за ударной волной, оказывается в значительной степени прозрачной для собственного излучения, что приводит к дожатию вещества.

На основе полученных численных данных возможно определить параметры лазерного импульса, необходимые для проведения экспериментов по генерации ударных волн с гигабарным уровнем давления. Радиус пучка можно определить из условия двукратного превышения поперечного расширения мишени, определяемого скоростью звука. На рисунке 10 приведены зависимости максимального давления, времени абляционного нагружения и радиуса пучка от полной лазерной энергии для интенсивности потока быстрых электронов $I_h = 2 \cdot 10^{17}$ Вт/см². Для достижения мак-

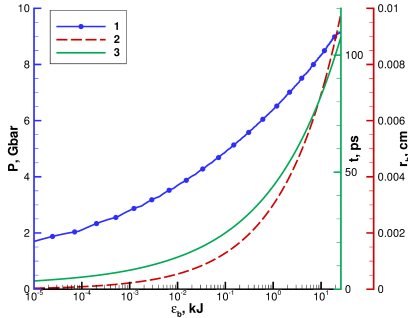


Рисунок 10 — Зависимости максимально достижимого давления в ударной волне (1), времени достижения максимального давления (2) и радиуса лазерного пучка r_b (3) от полной энергии лазерного импульса для $I_h = 2 \cdot 10^{17}$ Вт/см².

симального давления ~ 9 Гбар необходимо вложить около 25 кДж, при этом радиус пучка должен быть около 100 мкм. При необходимости снижения энергии лазера можно по-прежнему рассчитывать на гигабарный уровень давления, однако в соответствии с уменьшением времени абляци-

онного нагружения сокращается расстояние, проходимое ударной волной, что также важно для постановки эксперимента и получения качественных диагностических данных. Минимально подходящее расстояние 10 мкм, согласно рисунку 10, ударная волна преодолет за 83 пс, что соответствует радиусу пучка около 70 мкм и энергии около 10 кДж. В этом случае максимальное давление снизится до 8.5 Гбар. Дальнейшее снижение энергии приведет к необходимости перехода на стадию процесса после достижения максимального давления, когда начинается интенсивное расширение мишени, с целью увеличения расстояния, проходимого ударной волной.

Результаты, приведённые в пятой главе, опубликованы в работах [13–15].

В шестой главе представлены результаты численных расчётов облучения плоских тонких (по сравнению с пробегом частиц) твердотельных мишеней пучком релятивистских быстрых электронов. В этом случае частицы совершают колебания в толще мишени за счёт отражения в электростатическом поле на краях мишени. Схематично схема облучения приведена на рисунке 11.

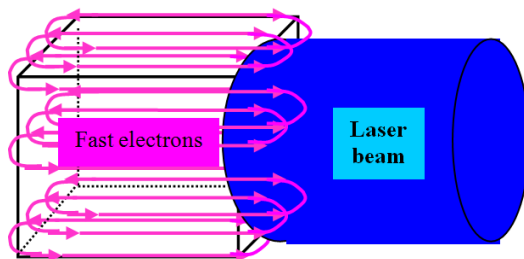


Рисунок 11 — Схема облучения кубической мишени ограниченной массы лазерным лучом и захваченными быстрыми электронными колебаниями внутри мишени.

В параграфе 6.1 представлен общий подход к оптимизации таких мишеней на основании требования о сохранении квазистационарного состояния мишени с плотностью, близкой к твердотельной, получены условия для осуществления эффективного захвата лазерно-ускоренных быстрых электронов в такой мишени и оценка минимальной толщины мишени. Ключевым фактором задачи является фактор многопролётности α , определяемый как отношение пробега торможения быстрого электрона к толщине мишени: $\alpha = \frac{l_p}{\rho d}$, где d – толщина мишени, l_p – массовый пробег торможения быстрого электрона. Температура, достигаемая при таком нагреве в α раз выше, чем при воздействии на толстые мишени.

В параграфе 6.2 приведены аналитические выражения и функциональные зависимости от параметров потока быстрых электронов для термодинамических и радиационных характеристик мишеней с конечной (ограниченной) массой. Выполнены оценки для некоторых мишеней. В качестве примера рассмотрим CD_2 -мишень, импульс длительностью $\tau = 1$ пс и интенсивностью $I_L = 10^{19}$ Вт/см² при эффективности преобразования лазерной энергии в энергию быстрых электронов $\eta = 0.2$. В этом случае энергия импульса составляет около 900 Дж, минимальный размер мишени 94 мкм, а фактор многопролётности $\alpha = 85$. Оценки по числу нейтронов дают значение $N_n \approx 10^9$ частиц за импульс. Для мишени из DT-льда при тех же параметрах лазерного импульса минимальный размер мишени в 2.9 раза больше, чем для CD_2 -мишени, и равен примерно 270 мкм, а достигаемая температура та же. Таким образом, для достижения такой же равновесной температуры требуется существенно большая энергия лазера – 7.5 кДж. Число нейтронов при этом составляет около 10^{12} частиц за импульс (или 10^8 частиц на 1 Дж лазерной энергии). Аналогичные оценки для алюминиевой мишени с учётом потерь энергии на излучение при тех же условиях дают: размер мишени 40 мкм, фактор многопролётности 92, температура 3 кэВ, потери энергии на излучение плазмы 30 %, потери энергии на излучение пучка быстрых электронов 4 %. Таким образом будут генерироваться мощные радиационные импульсы длительностью около 100 пс, а именно импульс рентгеновского излучения с верхней энергией кванта около 3 кэВ и интенсивностью около $5 \cdot 10^{17}$ Вт/см² и импульс γ -излучения с верхней энергией кванта около 1 МэВ и интенсивностью около $5 \cdot 10^{16}$ Вт/см².

В параграфе 6.3 представлены результаты численных расчётов воздействия пучка быстрых электронов на CD_2 - и DT-мишени. Для DT-мишени толщина варьировалась в диапазоне от 200 до 400 мкм, для CD_2 -мишени – от 40 до 120 мкм.

Для DT-мишени на рисунке 12 показаны зависимости максимальных значений электронной $T_{e(\max)}$ и ионной $T_{i(\max)}$ температур, достигаемых за всё время эволюции мишени, энергии лазера E_L , затраченной на нагрев мишени за счёт быстрых электронов, нейтронного выхода DT-реакции Y_{DT} и удельного нейтронного выхода Y_{DT}/E_L (на 1 Дж энергии лазера) от толщины мишени. При изменении толщины мишени от 200 до 400 мкм, что соответствует увеличению энергии лазера E_L от 4 кДж до 16 кДж, выход нейтронов Y_{DT} монотонно увеличивается на порядок от $7.8 \cdot 10^{10}$ до $9.5 \cdot 10^{11}$. Зависимость удельного выхода нейтронов Y_{DT}/E_L имеет максимум для мишени толщиной около 350 мкм (при энергии лазера 12.25 кДж), равный $6.5 \cdot 10^7$ нейтронов/Дж. Максимальная электронная температура уменьшается с ростом толщины мишени от 4.8 кэВ до 2.5 кэВ, тогда как максимальная ионная температура во всем диапазоне толщин составляет около 1.5 кэВ. Для оптимальной DT-мишени передача энергии от быстрых электронов происходит в результате 70 пролётов частиц через мишень за

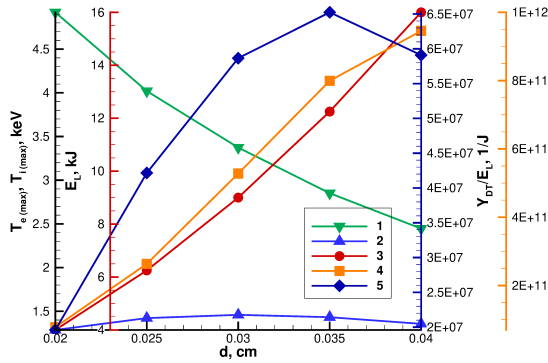


Рисунок 12 — Зависимости максимальных значений электронной $T_{e(max)}$ (1) и ионной $T_{i(max)}$ (2) температур, достигаемых за все время эволюции мишени, энергии лазера E_L (3), затрачиваемой на нагрев мишени за счёт быстрых электронов, выхода нейтронов DT-реакции Y_{DT} (4) и удельного нейтронного выхода Y_{DT}/E_L (5) от толщины кубической DT-мишени.

время около 100 пс, в сто раз превышающее время их генерации, равное длительности лазерного импульса (1 пс). Далее мишень сохраняет квазистатическое состояние до времени 400 пс, к которому энергия гидродинамического движения не превышает 30 %. К этому моменту происходит 80 % от общего числа реакций синтеза. Полная энергия синтеза составляет $E_{th} = 2.2$ Дж (0.09 % от вложенной в мишень энергии). Энергия тормозного излучения составляет $E_{rp} = 46$ Дж (2 % от вложенной в мишень энергии). Таким образом, в эксперименте с очень простой схемой облучения и широкими возможностями применения различных диагностик, используя лазерный импульс с энергией 4-10 кДж, длительностью 1-10 пс и интенсивностью около 10^{19} Вт/см², доступный на сегодняшний день¹⁸, в DT-плазме с достаточно большим временем жизни, около 0.5 нс, удалось достичь температур плазмы около 2-4 кэВ, давления около 400 Мбар и выхода нейтронов $1 - 5 \cdot 10^{11}$.

Аналогичные расчёты были выполнены при облучении CD₂-мишени тем же лазерным импульсом. При изменении толщины мишени от 45 до 120 мкм, что соответствует увеличению энергии лазера от 0.2 кДж до 1.4 кДж, выход нейтронов монотонно увеличивается от $6 \cdot 10^7$ до $3.6 \cdot 10^8$. Зависимость удельного выхода нейтронов имеет максимум для мишени толщиной около 70 мкм (при энергии лазера 0.49 кДж, теоретически ожидаемая оптимальная толщина мишени составляет 90 мкм), равный $4.4 \cdot 10^5$ нейтронов/Дж. Максимальная температура ионной подсистемы снижается с увеличением толщины мишени от 4.2 кэВ до 1.8 кэВ. Нагрев мишени с

¹⁸ Danson C. N. [et al.]. Petawatt and exawatt class lasers worldwide [Текст] // High Power Laser Science and Engineering. 2019. Vol. 7.

оптимальной толщиной 70 мкм, дающей максимальный удельный выход нейтронов, происходит примерно за 30 пс в результате 98 пролётов быстрых электронов через мишень. Время передачи энергии примерно в 4 раза меньше, а количество пролётов, наоборот, в 1.2 раза больше, чем в случае DT-мишени толщиной 350 мкм. CD₂-мишень сохраняет свое квазистатическое состояние до времени 100 пс, в течение которого кинетическая энергия не превышает 30 %, и, как и в случае с DT-мишенью, рассмотренной выше, происходит около 80 % всех реакций синтеза. Это время примерно в 4 раза меньше, чем в DT-мишени, из-за меньшей толщины CD₂-мишени. Полная энергия реакций синтеза составляет $1.5 \cdot 10^{-4}$ Дж ($0.00015 \cdot 10^{-4}$ % от полной энергии, вложенной в мишень). Энергия тормозного излучения составляет 5.7 Дж (5.7 % от энергии, вложенной в мишень).

Результаты, приведённые в шестой главе, опубликованы в работе [16].

В **заключении** приведены основные результаты работы.

Публикации автора по теме диссертации

1. *Кучугов П. А., Тишкин В. Ф.* Частично усредненные уравнения Навье-Стокса // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. — 2023. — № 45. — С. 1–19.
2. *Кучугов П. А.* Адаптивное изменение параметра физического решения в подходе на основе частично усреднённых уравнений Навье-Стокса // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. — 2024. — № 68. — С. 1–27.
3. *Кучугов П. А.* Перенос энергии быстрыми электронами в мишенях лазерного термоядерного синтеза прямого облучения // Квантовая электроника. — 2025. — Т. 55, № 7. — С. 401–414.
4. *Gus'kov S. Y., Kuchugov P. A., Yakhin R. A., Zmitrenko N. V.* Effect of “wandering” and other features of energy transfer by fast electrons in a direct-drive inertial confinement fusion target // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2019. — Vol. 61, no. 5. — P. 055003.
5. *Gus'kov S. Y., Kuchugov P. A.* Resistivity contribution to stopping power and plasma heating by laser-accelerated electrons // Physics of Plasmas. — 2022. — Vol. 29, no. 12.
6. *Тишкин В. Ф., Гасилов В. А., Змитренко Н. В., Кучугов П. А.* [и др.]. Современные методы математического моделирования развития гидродинамических неустойчивостей и турбулентного перемешивания // Математическое моделирование. — 2020. — Т. 32, № 8. — С. 57–90.

7. Брагин М. Д., Гуськов С. Ю., Змитренко Н. В., Кучугов П. А. [и др.]. Экспериментальное и численное исследование динамики развития неустойчивости Рэлея-Тейлора при числах Атвуда близких к единице // Математическое моделирование. — 2023. — Т. 35, № 1. — С. 59—82.
8. Тишкин В. Ф., Змитренко Н. В., Демченко Н. Н., Кучугов П. А. [и др.]. Математическое моделирование гидродинамических неустойчивостей в мишенях инерциального термоядерного синтеза // Гидродинамические неустойчивости в мишенях инерциального термоядерного синтеза. — Саров : ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2024. — Гл. 5. С. 266—301.
9. Кучугов П. А. Расчёт термодинамических параметров в смешанных ячейках при моделировании многокомпонентных течений // Математическое моделирование. — 2025. — Т. 37, № 6. — С. 103—118.
10. Gus'kov S. Y., Kuchugov P. A., Yakhin R. A., Zmitrenko N. V. Effect of fast electrons on the gain of a direct-drive laser fusion target // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2019. — Vol. 61, no. 10. — P. 105014.
11. Gus'kov S. Y., Kuchugov P. A., Yakhin R. A., Zmitrenko N. V. The role of fast electron energy transfer in the problem of shock ignition of laser thermonuclear target // High Energy Density Physics. — 2020. — Vol. 36. — P. 100835.
12. Gus'kov S. Y., Demchenko N. N., Dmitriev E. O., Kuchugov P. A., [et al.]. Fast-electron maintaining a high shock-ignition gain with a significant decrease in the laser pulse energy // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2022. — Vol. 64, no. 4. — P. 045011.
13. Gus'kov S. Y., Kuchugov P. A., Vergunova G. A. Extreme matter compression caused by radiation cooling effect in gigabar shock wave driven by laser-accelerated fast electrons // Matter and Radiation at Extremes. — 2021. — Vol. 6, no. 2.
14. Гуськов С. Ю., Зарецкий Н. П., Кучугов П. А. Особенности и предельные характеристики нагрева вещества пучком лазерно-ускоренных быстрых электронов // Письма в ЖЭТФ. — 2020. — Т. 111, № 3. — С. 149—153.
15. Gus'kov S. Y., Kuchugov P. A., Yakhin R. A., Zmitrenko N. V. Gigabar shock wave driven by laser-accelerated electron stream // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2022. — Vol. 64, no. 4. — P. 045001.
16. Gus'kov S. Y., Kuchugov P. A., Murakami M., Yakhin R. A. Mass-limited plasmas heated by laser-driven fast electrons as a powerful source of neutron and hard X-ray radiation // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2020. — Vol. 62, no. 12. — P. 125007.

Кучугов Павел Александрович

Математическое моделирование процессов при сжатии лазерных термоядерных мишеней

Автореф. дис. на соискание учёной степени д-ра физ.-мат. наук

Подписано в печать 23.12.2025. Заказ № А-12

Формат 60×84/16. Усл. печ. л. 2,25. Тираж 80 экз.

ИПМ им.М.В.Келдыша РАН. 125047, Москва, Миусская пл., 4