

Федеральное государственное автономное научное учреждение
«Центр информационных технологий и систем органов
исполнительной власти» (ФГАНУ ЦИТиС) и ИнтерЭВМ

На правах рукописи

Лебо А.И.

**Анализ лазер-плазменных экспериментов с
помощью методов математического
моделирования**

05.13.18 – математическое моделирование, численные методы и
комплексы программ.

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
Назаров Алексей Николаевич
профессор, д.т.н

Москва - 2014 год

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	4
 ГЛАВА 1. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ВЕЩЕСТВОМ. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР	9
§1. Основные физические процессы в высокотемпературной лазерной плазме.....	9
§2. Основные уравнения, описывающие высокотемпературную лазерную плазму, и положенные в основу программных комплексов»	12
§3. Двумерная программа «Atlant-C». Краткое описание	13
 ГЛАВА 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА УСТАНОВКЕ “PALS”	16
§1. Моделирование экспериментов по распространению сильных ударных волн, инициируемых лазером, в металлических пластинах	16
п.1. Краткое описание натурного эксперимента	16
п.2. Анализ экспериментальных данных с помощью методов математического моделирования	17
п.3. Обсуждение результатов и развитие модели.....	30
§2. Физико-математическая модель переноса энергии в турбулентной плазме, образованной при воздействии мощного лазерного импульса на пористую мишень	34
п.1. Описание натурного эксперимента	34
п.2. Результаты численных расчетов.....	35
п.3. Алгоритм решения задачи переноса энергии в турбулентной плазме. Программа “Atlant_C_turb”	44
п.4. Анализ экспериментальных данных с помощью методов математического моделирования	50
§3. Концептуальная конструкция мишени для получения замагниченной плотной плазмы.....	55
п.1. Генерация спонтанных магнитных полей в пористых мишенях	55
п.2. Программа “Atlant_Sp_turb”	56
п.3. Моделирование сжатия лазерной термоядерной мишени. Обсуждение результатов	61
 ГЛАВА 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФОРПЛАЗМЫ ДЛЯ ЛАЗЕР- ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА	65
§1. Комбинированный нагрев плазмы с помощью лазера и токового разряда.....	65
§2. Расчеты параметров плазмы при взаимодействии пикосекундного лазера с конденсированной мишенью	65
§3. Соотношения подобия для определения потоков массы и заряда форплазмы	68
§4. Об эффективности поглощения лазерного излучения	72
§5. Сравнительный анализ параметров в случае пико- и наносекундных лазерных импульсов. Сравнение с данными экспериментов.....	75
§6. Программа «LP - Лазерная плазма »	80
п.1. Физико-математическая модель	80

п.2.Ограничения программы.....	83
п.3. Используемые технические средства и требуемые ресурсы.....	84
§7. Выводы и рекомендации.....	84
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	85
Список цитируемой литературы	87
Список литературы, где были опубликованы основные результаты диссертации	92
Список семинаров и конференций, где докладывались результаты диссертации	94

ВВЕДЕНИЕ

Открытие принципов квантовой генерации света (в 1964 году Н.Г. Басов, А.М. Прохоров и Ч. Таунс были удостоены Нобелевской премии за эти работы) и создание лазеров привели к возникновению многих новых направлений в современной физике и технике. За годы, прошедшие с появления первого лазера в 1960 году произошло бурное развитие мощных квантовых генераторов света. В 60-80-е годы был освоен диапазон мощностей до 10^{12} Вт при длительности импульса порядка 1 нс (10^{-9} сек). В конце XX века научились делать лазеры с длительностью порядка и менее 1 пс (10^{-12} сек) с пиковой мощностью более 10^{15} Вт! Лазерное излучение обладает свойством пространственной и временной когерентности, что позволяет фокусировать его с помощью оптических устройств в пятно порядка длины волны излучения. В результате при сравнительно умеренных энергиях в импульсе удается создать на поверхности твердотельной мишени чрезвычайно большие плотности потока (интенсивности) излучения. Мощность излучения может меняться на порядки величин за времена меньшие, чем одна миллиардная доля секунды. При поглощении лазерного излучения в конденсированном веществе формируется высокотемпературная плотная плазма, которая разлетается навстречу лазерному лучу со сверхзвуковой скоростью. В области поглощения формируется импульс давления, который инициирует сильные ударные волны, распространяющиеся в глубь вещества. Лазерное излучение позволяет концентрировать огромную плотность энергии в малом объеме и сжимать малое количество вещества до плотностей вплоть до 10^3 - 10^4 г/см³! Такие условия необходимы, в частности, для инициирования управляемых термоядерных реакций (подробнее можно прочесть, например в [1-5]).

Уникальные возможности лазера, как источника концентрированной «высококачественной энергии», находят применение в различных областях человеческой деятельности. Поэтому чрезвычайно актуальными являются исследования физики лазерной плазмы. Такие исследования ведутся с конца 60-х годов прошлого столетия и к настоящему моменту достигнуты значительные успехи в этом направлении. Для описания поведения лазерной плазмы требуется решать системы нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных (ДУЧП). Как правило, такие системы уравнений в общем случае не имеют аналитических решений. И здесь на помощь приходит математическое моделирование (подробнее смотри [6-8]). Развитые методы прикладной математики и современные мощные ЭВМ позволяют с высокой степенью точности решать системы нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных, а

современные графические программы дают возможность представлять полученные результаты в ясной и наглядной форме. С помощью ЭВМ удастся исследовать сложные нелинейные явления в физике и предсказывать результаты натуральных экспериментов.

В диссертации проведены исследования особенностей взаимодействия мощных лазерных импульсов с конденсированными мишенями применительно к трем задачам. Эти задачи возникли из конкретных физических исследований, которые проводятся в нашей стране и в Чешской республике. Для анализа результатов натуральных экспериментов использованы методы математического моделирования. Результаты расчетов сравниваются с данными натуральных экспериментов (где это было возможно), и на этой основе проводится анализ наблюдаемых в указанных выше лабораториях физических явлений. Таким образом, *актуальность* и *практическая значимость* диссертации обусловлена физическими исследованиями, которые ведутся в крупных научных центрах (таких как Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Институт общей физики им. А.М. Прохорова, Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический институт Чешской академии наук и др.)

Новизна исследований. Предложена новая физико-математическая модель распространения энергии в турбулентной плазме, образованной при облучении пористых мишеней мощными лазерными импульсами, и на ее основе созданы новые версии двумерных программ расчета лазерной плазмы в цилиндрической («Atlant-C_turb») и сферической («Atlant_Sp_turb») геометриях.

Развита физико-математическая модель, описывающая параметры лазерной плазмы и сжатого за фронтом ударной волны вещества при умеренных интенсивностях облучения, разработан алгоритм и создана программа «LP- лазерная плазма» для расчета этих параметров.

Достоверность результатов диссертации опирается на физическую обоснованность моделей, решение систем дифференциальных уравнений в частных производных с помощью известных и хорошо апробированных численных методов и надежных программ, согласием с полученными в натуральных экспериментах данными, непротиворечивостью полученных автором результатов с данными предшествующих исследований.

Результаты работы докладывались на 17 международных и российских конференциях и семинарах; опубликованы в 17 статьях, из которых 5 значатся в списке

ВАК и 2 - в рецензируемых иностранных журналах , включенных в систему цитирования Web of Science.

Представленные в диссертации результаты получены лично автором либо при его определяющем творческом вкладе.

Диссертация состоит из трех глав, введения и заключения.

В первой главе дан литературный обзор и описаны основные методы исследования. *В первом параграфе* описаны физические процессы в высокотемпературной лазерной плазме. Дано обоснование необходимости использования методов математического моделирования для исследования лазерной плазмы. *Во втором и третьем параграфах* приводятся основные уравнения, описан алгоритм и двумерная программа «Атлант_С» для численного моделирования этих явлений.

Во второй главе диссертации приведены результаты компьютерного моделирования физических явлений, опирающиеся на данные натуральных экспериментов, которые были выполнены на крупнейшем в Западной Европе йодном лазере “PALS”, расположенном в Праге (Чешская республика).

В первом параграфе дано краткое описание установки “PALS” и выполненных на ней натуральных экспериментов по изучению распространения сильных ударных волн в конденсированном веществе, инициированных лазерными импульсами. Методы изучения свойств сильно сжатого с помощью ударных волн конденсированного вещества описаны в монографии Я.Б. Зельдовича и Ю.П. Райзера [9]. В частности, для измерения скорости ударной волны применяются профилированные мишени в виде ступенек, по которым пробегает ударная волна. Мощный лазерный импульс позволяет инициировать в конденсированном веществе скачок давления на уровне 10^7 - 10^8 Барр. Такие амплитуды давлений чрезвычайно сложно достичь с помощью обычного взрывчатого вещества. Однако, экспериментальные результаты, полученные с помощью мощных лазерных импульсов, в основном, носят интегральный по времени и пространству характер. Для их интерпретации требуется сравнение с расчетными данными. В диссертации описана постановка задачи и приводятся результаты вычислительных экспериментов. На основании численных расчетов и сравнения с данными натуральных экспериментов сформулирована физико-математическая модель и получены соотношения подобия («скэйлинги»), позволяющие определить давление за фронтом ударной волны и ее скорость распространения в конденсированном веществе от параметров лазерного

импульса и материала мишени. Обсуждается влияние отражения и рефракции излучения, а также геометрических факторов (соотношения диаметра пятна фокусировки к толщине образца) на параметры сжатого вещества за фронтом ударной волны. *Во втором параграфе* моделируются эксперименты по взаимодействию мощных лазерных импульсов с пористыми мишенями. Эти эксперименты также были выполнены на установке "PALS". Автором диссертации была предложена физико-математическая модель переноса энергии в такой турбулентной плазме. На основании расчетов дана количественная интерпретация наблюдаемых в натурном эксперименте оптических явлений. *В третьем параграфе* обсуждается возможность использования пористых мишеней для генерации сверхсильных магнитных полей в сжатой термоядерной плазме.

В третьей главе представлены результаты моделирования плазмы, сформированной с помощью лазерного импульса облучающего электрод лазер-плазменного разряда. Работы по созданию такого устройства ведутся в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН совместно с МГТУ МИРЭА.

В первой параграфе дана схема такого устройства и обсуждаются его достоинства.

Во втором параграфе приведены результаты расчетов лазерной плазмы, формируемой пикосекундным лазерным импульсом. *В третьем параграфе* на основании одномерных численных расчетов развита физико-математическая модель и получены соотношения подобия («скэйлинги»), позволяющие определять значения потоков массы и заряда такой плазмы (форплазмы) для заданных параметров лазерного импульса (интенсивности, длительности импульса и длины волны излучения). *В четвертом параграфе* обсуждается влияние эффективности поглощения излучения в плазме для различных длин волн и длительностей лазерного импульса. *В пятом параграфе* приводится сравнительный анализ параметров форплазмы, которая может быть получена с помощью пикосекундного и наносекундного лазерных импульсов при облучении алюминиевых мишеней. Показано, что в случае короткого пикосекундного импульса формируется две группы ионов. Результаты расчетов сравниваются (где это возможно) с данными натурных экспериментов. *В шестом параграфе* дано описание программы «LP- лазерная плазма».

В седьмом параграфе сформулированы выводы и рекомендации для будущих экспериментов.

В заключении приводятся основные результаты, полученные в диссертации, формулируются основные положения, выносимые автором на защиту, дан список

публикаций автора по теме диссертации и список конференций и научных семинаров, где прошли апробацию эти результаты.

ГЛАВА 1. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ВЕЩЕСТВОМ. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

В этой главе представлена физико-математической модель, описывающая горячую плотную лазерную плазму, положенная в основу двумерной программы «Атлант-С». За основу взяты данные, опубликованные в [10-12].

§1. Основные физические процессы в высокотемпературной лазерной плазме

Формирование лазерной плазмы при воздействии мощного лазерного импульса на конденсированную мишень можно условно подразделить на следующие процессы: поглощение и распространение лазерного излучения, сублимация вещества, ионизация и излучение, теплоперенос и разлет вещества навстречу лазерному излучению, формирование и распространение ударных волн в плотных слоях мишени. Сначала лазерное излучение проникает на глубину по порядку величины сравнимую с длиной волны. При интенсивностях порядка и более 10^9 Вт/см² вещество быстро нагревается, сублимирует и приходит в движение (испаряется). При этом происходит ионизация атомов вещества, и возникает пробой. Электроны колеблются в поле световой волны и, частично, передают свою энергию окружающим частицам за счет столкновений. При столкновениях энергия колебаний переходит в хаотическое движение, то есть в тепло. Описанный механизм носит название обратного тормозного механизма поглощения излучения. С увеличением температуры происходит дальнейшая ионизация вещества. Нагретая плазма разлетается, образуя малоплотный горячий «плазменный факел» или «корону» (при сферическом облучении мишени несколькими пучками).

Плотность этой плазмы убывает навстречу лазерному лучу. Лазерный луч проходит через мало плотное разлетающееся вещество (с плотностью меньше критической). В критической плотности частота собственных колебаний плазмы равна лазерной частоте, то есть концентрация электронов $N_{e_cr} = m_e \omega^2 / 4\pi e^2$, m_e , e – масса и заряд электрона, ω – циклическая частота лазерного излучения. Лазерное излучение отражается от критической поверхности. При прохождении через плазму энергия передается окружающим электронам атомов вещества за счет обратного тормозного механизма. Наряду с классическим обратным тормозным механизмом возможна передача энергии в плазму за счет резонансного и параметрических механизмов [13-15]. Эти механизмы могут

оказаться существенными лишь в случае очень больших интенсивностей излучения (когда физический параметр $q_L \cdot \lambda^2 \geq 10^{14} (\text{Вт/см}^2) \cdot \text{мкм}^2$), где q_L - интенсивность лазера, λ - длина волны излучения. В диссертации такие режимы облучения мишени не рассматриваются

В результате теплового движения более нагретые электроны передают свою энергию в плотные холодные слои плазмы. Такой процесс носит характер термодиффузии и описывается уравнением Фурье, то есть поток тепла $q_T = -\chi \text{grad}T$, но в отличие от обычной теплопроводности в газе, теплоперенос в плазме является сверхзвуковым, причем коэффициент температуропроводности $\chi(T, \rho)$ зависит от температуры и плотности плазмы.

В плазме, образованной из элементов с большим порядковым номером в таблице Менделеева (то есть с большим количеством электронов на атомных орбитах), значительная часть энергии может переноситься излучением. В диссертации изучаются процессы в плазме, образованной материалом с порядковым номером не более 20^1 и при выполнении условия $(q \cdot \lambda^2) \leq 10^{14} [\text{Вт/см}^2 \cdot \text{мкм}^2]$. В такой плазме вклад в баланс энергии потока излучения не велик.

На первой стадии лазерная энергия поглощается во внешних холодных слоях, ионизует их, и проникает в глубь вещества за счет теплового потока. Вещество быстро нагревается. В нагретой области плазмы формируется ударная волна, которая обгоняет тепловую волну. Эта ударная волна движется по веществу, а нагретые внешние слои разлетаются навстречу лазерному излучению. Лазерное излучение распространяется по плазме с плотностью меньшей критической ($\rho_{cr} = N_{e-cr} \cdot m_i / Z_i$, где m_i , Z_i - масса и заряд ионов). В лазерной плазме с концентрацией частиц $N \geq 10^{19}$ в см^3 и при температурах порядка $T \approx 100$ эВ дебаевский радиус $r_d = (T / 4\pi N e^2)^{0.5} \sim 20$ нм (e -заряд электрона), то есть в объемах $\geq r_d^3$ можно считать плазму «квазинейтральной» и описывать с помощью одножидкостной модели. В разлетающейся малоплотной плазме температура электронов, как правило, значительно выше температуры ионов.

В плотной плазме частота обмена энергиями между электронным и ионным компонентами резко возрастает, поэтому электронная и ионная температуры сравниваются ($T_e = T_i$). На фронте сильной ударной волны ионная температура может даже

¹ Если это не оговорено отдельно

превзойти электронную (смотри вторую главу). Поэтому в диссертации используется модель двухтемпературной одножидкостной плазмы.

Термодинамические параметры вещества в различных подобластях задачи меняются на несколько порядков величин, причем уравнения состояния вещества имеют сложный вид. В плазме присутствуют ионы с различным зарядом ядра, ионизация атомов и рекомбинация сопровождается обменом энергией с окружающей средой.

Для описания этих процессов требуется решать сложную систему нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных в двумерной (или трехмерной) геометрии. Как правило, аналитические решения таких уравнений не известны.

Экспериментальное исследование параметров лазерной плазмы и сжатого вещества представляется весьма сложной задачей, так как время существования такого объекта порядка 10^{-9} сек, размер $\sim 10^{-2}$ см, давление $\sim 1-10$ миллионов атмосфер, температура $\sim 1-10$ млн. градусов. Динамика плазмы развивается на фоне жесткого УФ и рентгеновского излучения. Контактные измерения в этих условиях не возможны. Данные, получаемые с помощью оптических и корпускулярных диагностик, носят, как правило, интегральный по времени и пространству характер.

В этих условиях важную роль для интерпретации полученных в опытах данных и прогнозирования последующих шагов играет математическое моделирование.

Для исследования физических явлений и анализа экспериментальных данных автором был использован пакет прикладных программ (ППП) «*Atlant*» [12]. Это пакет программ для решения уравнений, описывающих формирование и эволюцию лазерной плазмы в двумерных лагранжевых координатах. В этот пакет входят программы «*Atlant_C*», моделирующий поведение лазерной плазмы в цилиндрических координатах (r, z, t) , «*Atlant_Sp*» (сферические координаты r, θ, t), t – временная переменная, и ряд модификаций таких как программа «*Атлант-3Т*» - для расчета уравнений, описывающих лазерную плазму с учетом переноса излучения в трехтемпературном приближении [12], «*Атлант-He*» - для расчета уравнений лазерной плазмы с учетом переноса энергии надтепловыми электронами [16].

§2. Основные уравнения, описывающие высокотемпературную лазерную плазму, и положенные в основу программных комплексов

Основные уравнения, описывающие формирование и эволюцию лазерной плазмы записаны ниже. Первое уравнение (уравнение непрерывности) описывает поток массы; второе векторное уравнение – уравнение движения частички плазмы; третье уравнение – уравнение переноса энергии электронным компонентом плазмы, учитывающее поглощение лазерной энергии и обмен энергией с ионной компонентой; четвертое уравнение – уравнение переноса энергии ионным компонентом (с учетом обмена энергии с электронным компонентом); пятое уравнение описывает распространение и поглощение лазерных лучей в плазме ($k_L(\rho, T_e)$ – коэффициент поглощения излучения), шестое уравнение описывает процессы ионизации и рекомбинации в «лагранжевой ячейке» вещества в приближении среднего заряда иона Z_i (модель подробно описана в [9,10]). В простейшем случае идеальной плазмы давление и внутренняя энергия описываются следующими соотношениями (в ППП «Атлант» значения электронного давления и внутренней энергии электронов взяты на единицу заряда): $P_e = N_e \cdot T_e / Z_i$, $E_e = 1.5k_B \cdot T_e / m_i$, $P_i = N_i \cdot T_i$, $E_i = 1.5k_B \cdot T_i / m_i$, Z_i – средний заряд ионов в лагранжевой ячейке, P_e , P_i , E_e , E_i , T_e , T_i – электронные и ионные давления, внутренние энергии и температуры, k_B – постоянная Больцмана, N_e , N_i – концентрации электронов и ионов. В лазерной плазме на масштабах, больших дебаевского радиуса r_d , выполняются условия «квазинейтральности», то есть $N_e = Z_i \cdot N_i$.

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \vec{v} \quad (1.1)$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla (Z_i \cdot P_E + P_i) \quad (1.2)$$

$$Z_i \rho \frac{dE_E}{dt} = -Z_i \cdot P_E \nabla \vec{v} + \nabla (k_E \nabla T_E) - Q_{EI} - R_{RAD}(\rho, T_E) + \vec{\nabla} \vec{q} \quad (1.3)$$

$$\rho \frac{dE_I}{dt} = -P_I \nabla \vec{v} + \nabla (k_I \nabla T_I) + Q_{EI} \quad (1.4)$$

$$\left(\frac{\vec{q}}{|\vec{q}|}, \nabla \right) \vec{q} = k(\rho, T_E) \cdot \vec{q} \quad (1.5)$$

$$\frac{dZ_i}{dt} = Z_i \cdot (\varphi_1(\rho, T_E, Z_i) - \varphi_2(\rho, T_E, Z_i) - \varphi_3(\rho, T_E, Z_i)) \quad (1.6)$$

$$P_E = P_E(\rho, T_E), P_I = P_I(\rho, T_I); \quad Q_{EI} = Q_0(\rho, T_E) \frac{T_E - T_I}{T_e^{3/2}} \rho^2 \quad (1.7)$$

$$E_E = E_E(\rho, T_E), E_I = E_I(\rho, T_I);$$

Здесь ρ – плотность, \vec{V} – вектор скорости, Q_{ei} – мощность обмена энергии между электронной и ионной компонентами плазмы, R_{RAD} – потери на переизлучение, q_L – это лазерный поток, $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ – скорости ионизации и рекомбинаций (смотри [10]).

В приведенных уравнениях (1.1-1.4, 1.6) написана полная производная по времени. Основная масса плазмы переносится ионами, поэтому гидродинамическая скорость совпадает со скоростью ионов, а вот температуры электронов и ионов могут существенно отличаться. Таким образом, для описания динамики лазерной плазмы используется одножидкостная (векторное уравнение Эйлера – 1. 2), но двухтемпературная модель плазмы (уравнения 1.3-1.4 описывают перенос энергии электронной и ионной компонентами).

В базовой программе «Atlant» полагается, что поток лазерного излучения (q_L) распространяется вдоль оси 0Z и поглощается за счет обратного тормозного механизма (уравнение 1.5). Та часть излучения, которая достигла критической поверхности (где частота лазерного излучения сравнивается с собственной частотой), поглощается в этой лагранжевой ячейке². Критическая плотность плазмы находится по формуле

$$\rho_{cr} = 1.88 \cdot 10^{-3} \frac{A}{Z_i \lambda^2 [\mu m]} [\text{г/см}^3] \quad (1.8)$$

Здесь A-атомная масса иона ($m_i=A \cdot m_H$, m_H – масса водорода), λ -длина волны лазерного излучения в мкм. Коэффициент поглощения имеет вид:

$$k_{ab}(\rho, T_e) = \left(\frac{v_e}{c} \right) \frac{(\omega_p / \omega_0)^2}{\sqrt{1 - (\omega_p / \omega_0)^2}} \sim \frac{\rho \cdot (\rho / \rho_{cr})}{T_e^{1.5} \sqrt{1 - (\rho / \rho_{cr})}} \quad (1.9)$$

Уравнения состояния вещества (1.7) могут задаваться в виде уравнений, либо в виде интерполяций табличных значений (об этом подробнее сказано во главе 2).

§3. Двумерная программа «Atlant-C». Краткое описание

Движение плотной плазмы описывается уравнениями, приведенными выше. Типичный размер области, занятой разлетающейся плазмой, на один-два порядка величины больше, чем размер сжатой области, по которой пробегает ударная волна. Часто в реальных задачах рассматриваются многослойные мишени, состоящие из различных веществ. При этом необходимо аккуратно следить за границами раздела этих подобластей. В этих условиях удобно пользоваться лагранжевой системой координат, когда

² В различных версиях пакета прикладных программ «Atlant» разработаны модели, описывающие рефракцию и отражение лазерного излучения в цилиндрической и в сферической геометриях (смотри подробнее [11, 15]).

координатные поверхности «вморожены» в движущуюся систему координат [17]. Полная (или субстанциональная) производная по времени имеет вид:

$$\frac{dF}{dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + V_j \frac{\partial F}{\partial r_j}$$

Здесь $\frac{dF}{dt}, \frac{\partial F}{\partial t}$ - производные по времени в лагранжевых и эйлеровых координатах, $F(\vec{V}, \vec{r})$ - термодинамическая переменная, $\vec{V} = \sum_{j=1}^3 V_j$ - компоненты скорости.

Методы решения двумерных задач газовой динамики в лагранжевых координатах развивались в Институте прикладной математики АН СССР (ИПМ РАН) под руководством А.А. Самарского и А.П. Фаворского. Двумерные уравнения газовой динамики и нелинейной теплопроводности в лагранжево-эйлеровых координатах решались с помощью разностных схем аддитивного учета физических процессов [17-19]. Эти методы решения положены в основу пакета прикладных программ (ППП) «*Atlant*».

В ППП «*Atlant*» система уравнений (1.1-1.7) решается методом расщепления по физическим процессам.

На каждом шаге по времени уравнения движения (1.1-1.2) решаются с помощью явных разностных схем, а уравнения (1.3-1.4) – по неявным схемам. Дело в том, что в случае, когда скорость переноса возмущений умноженная на шаг по времени, превосходит размер счетной ячейки, явные схемы становятся неустойчивыми («условие Куранта»). Но в лазерной плазме скорость переноса тепловым потоком часто значительно превосходит гидродинамическую. Поэтому, именно процессы теплопереноса определяют выбор шага по времени. Использование «явно-неявных» схем позволяет выбирать приемлемый шаг по времени.

Для повышения устойчивости лагранжевых разностных сеток в программе «*Атлант-С*» был применен подход, предложенный в [20]. В предлагаемой схеме применяются четырехугольные ячейки, но они разбиваются двумя диагоналями. В ячейке возникает 4 вспомогательных давления, каждое из которых относится к соответствующей части ячейки. Эти давления учитываются при выводе разностного уравнения движения (1.2). Использование такой схемы повышает упругость всей лагранжевой ячейки и препятствует «перехлесту» границ ячейки.

Рассматривается двухкомпонентная модель плазмы (положительно заряженные ионы и электроны) с одной гидродинамической скоростью \mathbf{V} , но двумя вообще говоря различными температурами. Тепловая энергия переносится потоками электронов и ионов, а тепловой поток описывается законом Фурье, то есть $q_T = -\kappa(T, \rho) \cdot \text{grad}T$, здесь q_T - поток тепла, $\kappa(T, \rho)$ - коэффициент теплопроводности. Уравнения (1.3-1.4) описывают перенос энергии электронной и ионной компонентами плазмы, соответственно. Мощность обмена энергии $Q_{ei} \sim C_V \cdot (T_e - T_i) / \tau_{ei}$, здесь C_V - теплоемкость ионов, τ_{ei} - характерное время обмена энергии между электронами и ионами.

В простейшем случае идеальной плазмы, используются коэффициенты переноса, взятые из [21]. Неявные разностные схемы, соответствующие уравнениям (1.3-1.4) решаются по методике, предложенной в [22]³.

В [10,11] дано подробное описание программы «Атлант-С» и приведены тесты, обосновывающие адекватность физико-математической модели и полученных результатов расчетов.

Граничные условия. Расчетная область «окантована» фиктивными ячейками, не имеющими массу. В этих ячейках задаются граничные условия. В двумерной модели, на трех границах задается давление P_b , причем $P_b = P_0$ (P_0 - начальное давление в веществе), на передней, тыльной и боковой сторонах мишени. Таким образом, вещество может свободно разлетаться в трех направлениях только в том случае, если давление в среде превысило начальное давление. Это позволяет удерживать вещество до прихода ударной волны. На оси задается «условие не протекания», то есть тангенциальная компонента скорости равна 0. На всех границах вещества задано условие равенства 0 тепловых потоков. Лазерный поток падает «сверху», то есть задается на внешней границе области счета. В «квазиодномерных» расчетах на правой боковой границе задается также «условие непротекания». Остальные условия такие же, как и в первом случае.

На каждом шаге рассчитываются внутренняя и кинетическая энергии плазмы и проверяется общий баланс энергии.

³ В главе 2 будут использованы более сложные модели переноса в плазме.

ГЛАВА 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА УСТАНОВКЕ «PALS»

§1. Моделирование экспериментов по распространению сильных ударных волн, инициируемых лазером, в металлических пластинах

п.1. Краткое описание натурального эксперимента

Скачок давления на фронте ударных волн, распространяющихся в глубь неиспаренного вещества может достигать десятков (а в отдельных случаях и сотен) миллионов атмосфер (мегабар). Поведение вещества в столь экстремальных условиях представляет большой интерес для исследований в области инерционного термоядерного синтеза, астрофизики и ряда прикладных задач. Поэтому, вопрос о том, какие именно давления реализуются в конденсированном веществе в зависимости от параметров излучения и состава мишени, представляется весьма актуальным. Непосредственное измерение давления в сжатом веществе является весьма сложной экспериментальной задачей. Как правило, о значениях термодинамических величин в сжатом веществе судят по косвенным данным. Вычислительный эксперимент позволяет проанализировать данные натуральных экспериментов и определить эти величины. Это требует привлечения к исследованиям специалистов по математическому моделированию и значительных затрат процессорного времени. Для анализа экспериментальных данных на основе численных расчетов разрабатываются упрощенные физико-математические модели («скэйлинги»), представляющие из себя аналитические выражения позволяющие определять термодинамические величины в плазме по известным данным о параметрах излучения и мишени. ([23-30]) Такие модели развиваются и усовершенствуются с целью учета сложных физических процессов, протекающих в лазерных мишенях.

В диссертации разработана физико-математическая модель, позволяющая определить давление за фронтом ударной волны в сжатом веществе при облучении его мощным лазерным импульсом. Показано, что полученные автором соотношения согласуются с данными натуральных экспериментов, выполненных ранее на йодном лазере «PALS» (Prague Asterix Laser System) [31,32], где облучались профилированные мишени из алюминия в виде «ступеньки» с нанесенным на нее тонким слоем полимерного материала.

Излучение лазера в этих экспериментах было преобразовано в третью гармонику, то есть имело длину волны 0,438 мкм. Энергия в различных импульсах менялась в

диапазоне от 50 до 250 Дж. Временная форма импульса имела «гауссовый вид» с полной шириной по полувысоте (a Full Width at Half Maximum - FWHM) равной 0,4 нс.

Алюминиевая мишень была сделана в виде «ступеньки» - верхний (по отношению к падающему лазерному импульсу) слой имел толщину 8 мкм на которую был нанесен слой полиэтилена толщиной 2 мкм (эти два слоя образуют «подшву» мишени) и нижний слой с толщиной 8,5 мкм («ступенька»).

В натуральных экспериментах измерялась скорость ударной волны в сжатом конденсированном веществе следующим образом. Ударная волна, достигнув свободной поверхности, вызывает яркое свечение. Измерялись моменты выхода этой ударной волны на тыльную поверхность «подшвы» и «ступеньки». Зная толщину «ступеньки», и моменты времени выхода ударной волны на свободную поверхность, можно определить скорость этой волны.

Точность измерения скорости ударной волны составляла $\pm 5\%$. В экспериментах контролировалась энергия лазерного импульса, которая вводилась в мишенную камеру. Точность фокусировки измерялась лишь перед каждой серией выстрелов, поэтому возможен был некоторый «разброс» при определении интенсивности лазерного пучка (по мнению экспериментаторов в пределах 10%).

п.2. Анализ экспериментальных данных с помощью методов математического моделирования

Для численного моделирования физических явлений по взаимодействию мощных лазерных импульсов с плоскими твердотельными мишенями использовалась программа «ATLANT_C» в цилиндрических координатах (r, z, t) [11].

В расчетах временная форма лазерного импульса задавалась в виде равнобедренного треугольника с моментами времени при вершинах 0, 0,4 и 0,8 нс.

Чтобы избежать разрушения лагранжевой сетки «ступенчатый профиль» был сглажен в виде половины синусоиды с половиной длиной волны $\lambda_p = 20$ мкм, как показано на рис.2.1. Поперечный радиус расчетной области равнялся 200 мкм. В расчетах менялась мощность излучения, при этом полагалось, что в поперечном сечении интенсивность была постоянной по радиусу.

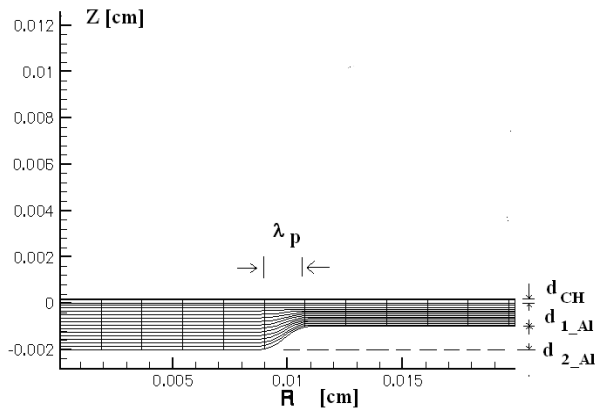


Рис.2.1 Начальная лагранжевая сетка, которая использовалась в расчетах, $d_{CH}=2$ мкм, $d_1=8$ мкм, $d_2=8.5$ мкм, $\lambda_p=20$ мкм. Лазерное излучение падает сверху.

При заданной поглощенной лазерной энергии (E_{las}^{abs}) и треугольной временной форме импульса максимальная интенсивность излучения равнялась

$$I_{max} = \frac{2E_{las}^{abs}}{\pi R_F^2 \tau_L}, \text{ где } R_F - \text{радиус фокального пятна.}$$

Ниже приведены результаты расчетов при $R_F=R_0=200$ мкм.

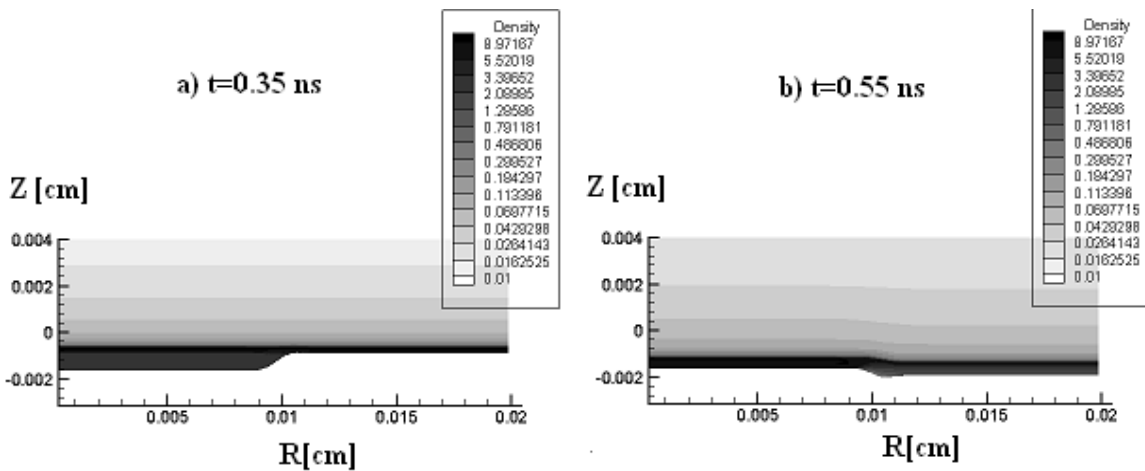


Рис.22. Контурсы плотности плазмы мишени на моменты времени: а) $t=0.35$ нс и б) $t = 0.55$ нс. $E_{Las}^{abs}=100$ Дж. В правом верхнем углу рисунков показаны диапазоны плотностей соответствующих фону раскраски рисунка. Лазер падал в противоположном оси OZ направлении.

Рис.2.2а,б демонстрирует результаты таких расчетов на два момента времени, когда ударная волна достигла удаленной границы «подошвы» мишени (а), и когда ударная волна вышла на внешнюю границу нижней части «ступеньки» (б). Энергия лазерного импульса в представленном расчете равнялась 100 Дж. Момент (а) соответствует времени

$t=0.35$ нс (ударная волна выходит на внешнюю границу «подшвы» в момент $t_1=0,3257$ нс). Момент (b) соответствует времени $t = 0,55$ нс (момент выхода ударной волны на вершину ступеньки $t_2=0,555$ нс). Зная эти два момента времени и толщину слоя можно определить скорость ударной волны, а затем, с помощью соотношений Гюгонио [13] пересчитать другие параметры за фронтом ударной волны. В приведенном здесь «вычислительном эксперименте» это значение было равно

$$V_{sw} = d_2/(t_2-t_1) = 8.5 \text{ мкм} / (0.555 \text{ нс} - 0.3257 \text{ нс}) = 37.07 \text{ км/с.}$$

Поскольку скорость разлета вещества после прихода ударной волны превышает скорость ударной волны в конденсированном веществе, то «профиль ступеньки» меняется от *a)* к *b)*.

Для того, чтобы проверить не влияет ли поперечное движение на скорость ударной волны в нижней части мишени (в «ступеньке»), был сделан «квазиодномерный» расчет⁴ по программе «Atlant_C». Мишень состояла из двух областей: внешний СН слой с начальной толщиной 2 мкм ($0 < Z < 2$ мкм) и слой алюминия с толщиной 16,5 мкм ($-16,5 \text{ мкм} < z < 0$), без профилирования мишени. Ударная волна прошла верхний слой к моменту времени $t_1=0,328$ нс и достигла внешней границы нижнего слоя к моменту $t_2=0,5576$ нс. Эти результаты весьма близки тем, которые были получены на «профилированной» мишени. Рис.2.3 иллюстрирует профили плотности и давления на моменты времени $t=0,3226$ нс (a) и $t=0,5576$ нс (b).

Средняя скорость ударной волны в этом расчете, как и в двумерном случае, равна 37,1 км/с.

⁴ То есть одномерная задача решалась по программе «Atlant-C», но с двумя ячейками в поперечном направлении. При этом, процессорное время расчета уменьшалось на порядок величины.

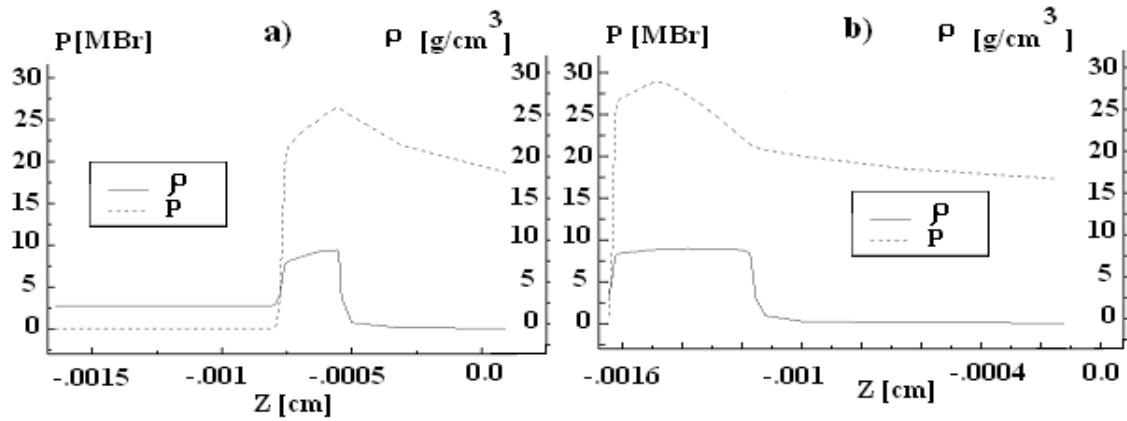


Рис.2.3 Показаны профили плотности и давления на моменты времени $t_1=0,3226$ (ударная волна достигла $Z=-8$ мкм) (а) и $t_2=0,5576$ нс (фронт ударной волны достиг границы $Z=-16,6$ мкм) (б). $E_{Las}^{abs}=100$ Дж.

Рисунки 4 а) - d) иллюстрируют профили плотности и давления вдоль оси OZ при значениях поперечных радиусов $R=0$ и $R=197.5$ мкм в двумерном расчете другого варианта ($E_{Las}^{abs}=68$ Дж). В этом случае $t_1=0,37$ нс (ударная волна достигла первой границы) и $t_2=0,619$ нс (ударная волна достигла второй границы). На рис.2.4а,б показаны профили давления и плотности в момент времени $t_1=0.4$ нс (к этому моменту ударная волна достигла первой границы), на рис.4с, d распределения газодинамических параметров на момент времени $t_2=0.65$ нс (когда ударная волна вышла на вторую границу, а край мишени – «разгружается»).

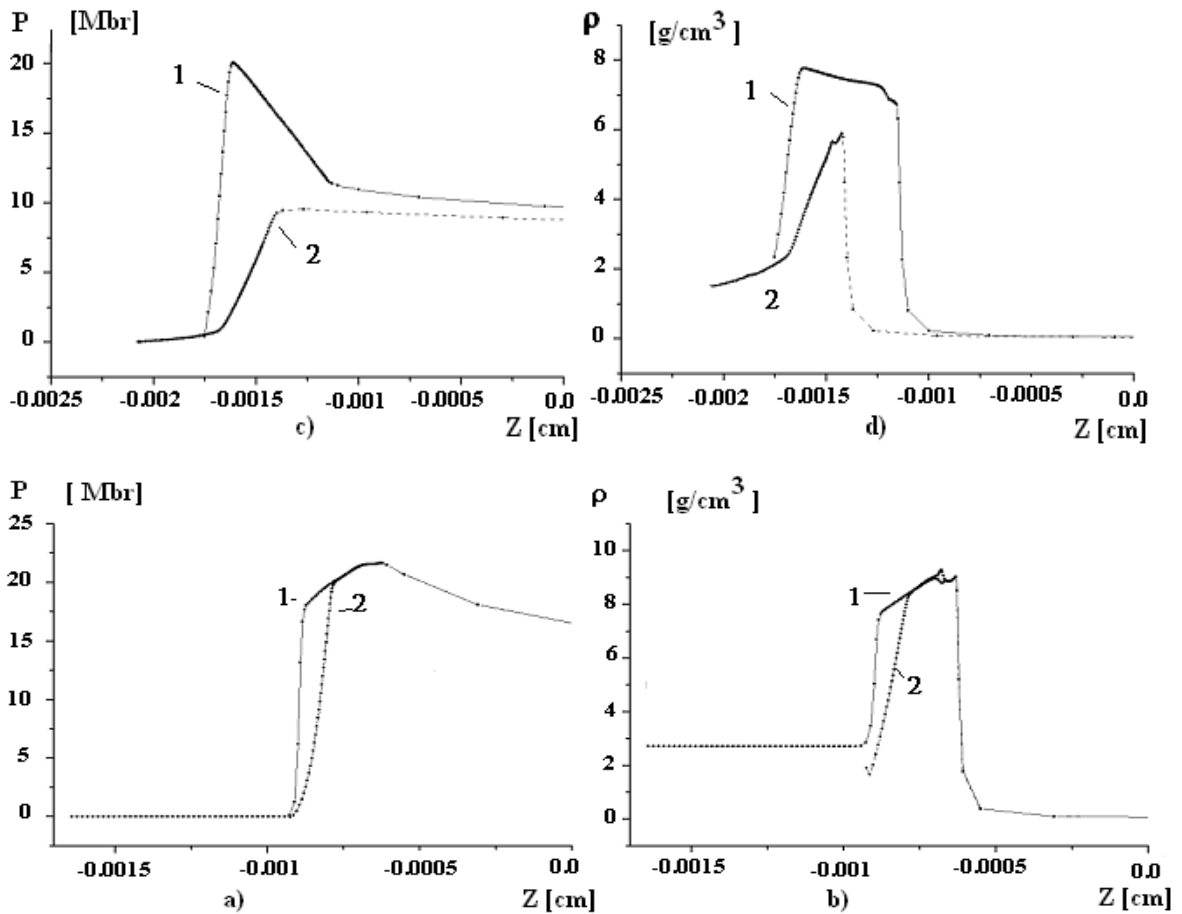


Рис. 2.4 распределения давления (а,с) и плотности (b,d) вдоль OZ вблизи оси (1) и у края мишени $r=197,5$ мкм (2) в двумерном расчете на моменты времени $t = 0.4$ нс (через 0.03 нс после того, как ударная волна достигла первой границы - верхняя часть рисунка); и $t=0.65$ нс (через 0.03 нс того момента, когда ударная волна достигла второй границы - нижняя часть рисунка); $E_{Las}^{abs}=68$ Дж.

Расстояние, которое проходит ударная волна в конденсированном веществе за время действия импульса значительно меньше, чем поперечный размер расчетной области, причем при фиксированных остальных параметрах лазерного импульса зависит только от лазерной интенсивности. Поэтому дальнейшие расчеты были сделаны с мишенями, у которых все поперечные размеры были уменьшены в два раза (что позволило сэкономить процессорное время и получить более наглядные рисунки). Рис. 2.5 иллюстрирует прохождение ударной волны в случае, когда, $I_{max}=4 \cdot 10^{14}$ Вт/см² и $V_{SW} = 44$ км/с.

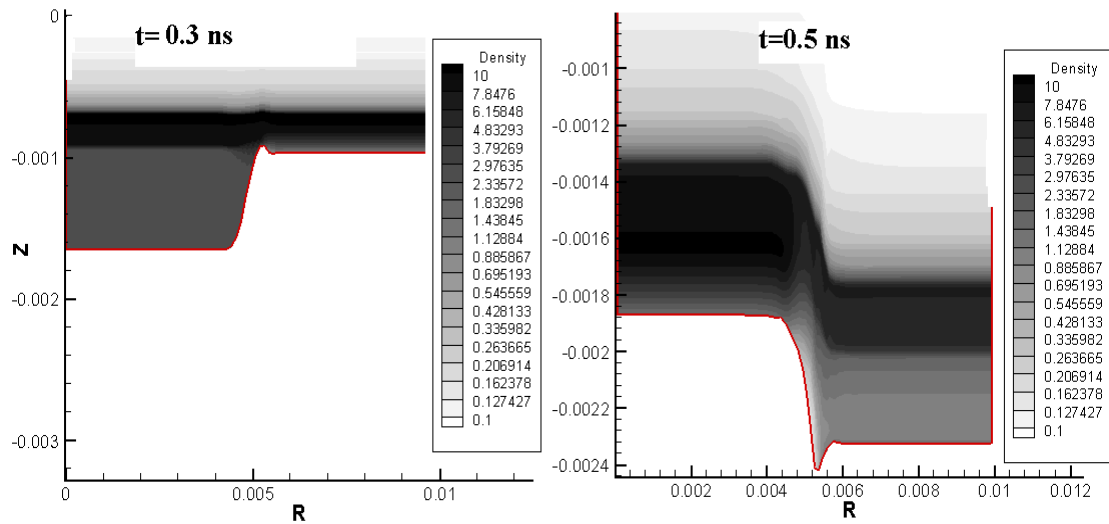


Рис.2.5 Результаты двумерного расчета с $I_{\max}=4 \cdot 10^{14}$ Вт/см² на два момента времени. Ударная волна достигла первой границы к моменту $t_1=0,274$ нс и второй границы к моменту $t_2=0,467$ нс. Рис (а) соответствует моменту времени $t=0.3$ нс, рис (б) - моменту $t=0.5$ нс.

Рис.2.6 иллюстрирует результаты расчетов средних значений скоростей ударных волн (V_{sw}) от I_{\max} . Эти результаты сравнивались с экспериментальными данными [31]. Значками (I) на рисунке отмечены данные экспериментов с учетом доверительного интервала.

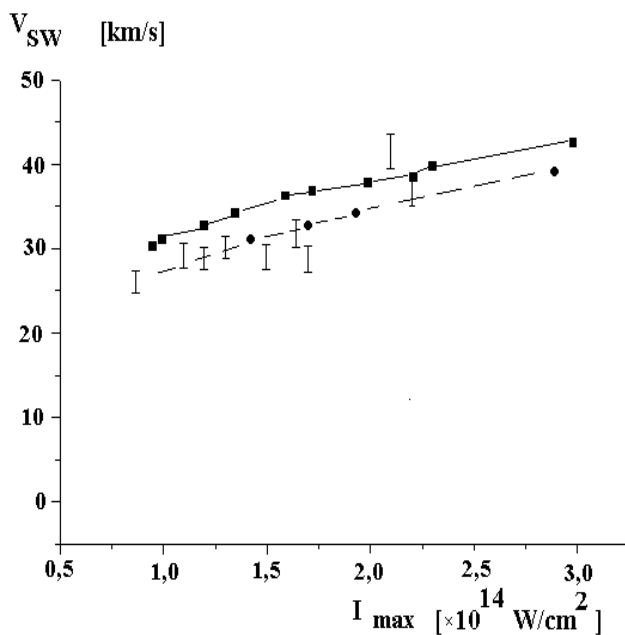


Рис. 2.6 Зависимости средней скорости ударной волны от интенсивности, полученные в расчетах. Сплошная линия со значками (■) –результаты численных расчетов, штриховая линия со значками (●) данные расчетов с учетом потерь. Значками «I» отмечены данные экспериментов

Видно, что расчетные данные лежат несколько выше, чем экспериментальные. Это связано с тем, что в экспериментах измерялась только энергия излучения, вошедшая в камеру. Доля энергии в отраженных и рефрагированных лучах не регистрировалась. Эти потери составляли приблизительно 30%. Поэтому, на рис.2.6 приводятся результаты численных расчетов (сплошная кривая с маркерами в виде квадратиков) и пересчитанные значения в предположении об имеющихся потерях энергии (штриховая кривая с маркерами в виде кружочков). На рис.2.6 также нанесены данные по измерению скорости ударной волны (вертикальные черточки) с учетом экспериментальных ошибок. Видно, что с учетом высказанного предположения, расчетная кривая воспроизводит данные экспериментов.

Вторая серия расчетов была выполнена в «квазиодномерном приближении». На основании данных этих расчетов был получен «скэйлинг» для описания зависимости давления в сжатом веществе от интенсивности (I_{max}), длины волны (λ) и длительности лазерного импульса (τ_L). Моделировалось облучение алюминиевых мишеней с толщинами $d=20-60$ микрон без полимерного покрытия и профилирования.

На рис. 2.7а показана зависимость максимального значения давления в конденсированном веществе на момент времени $t=0.4$ нс, полученных в расчетах с различными значениями максимальной интенсивности лазерного импульса (I_{max}), при этом, длина волны излучения равнялась $\lambda=0.438$ мкм (3ω - третья гармоника йодного лазера). На рис. 2.7б показана зависимость максимального значения давления в конденсированном веществе на момент времени $t=0,4$ нс полученных в расчетах с различными значениями длин волн излучения $\lambda=0,438, 0,657, 0,876, 1,314$ мкм ($3\omega, 2\omega, 1.5\omega, \omega$) при фиксированном $I_{max}=1,99 \cdot 10^{14}$ Вт/см².

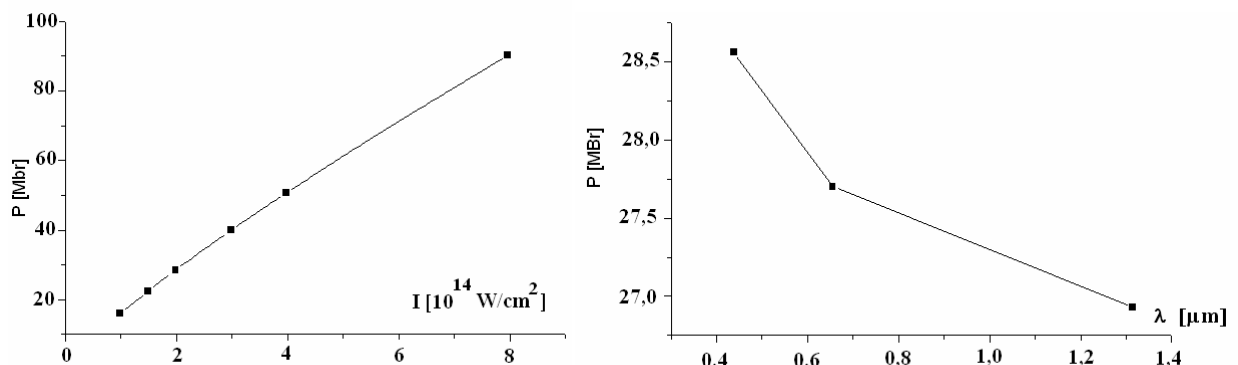


Рис.2.7 Зависимость максимального давления от I_{max} на момент времени $t=0,4$ нс, $\lambda=0.438$ мкм (а); зависимость максимального давления от длины волны лазера (б) на момент времени $t=0,4$ нс. $I_{max}=1,99 \cdot 10^{14}$ Вт/см²

Представленные результаты расчетов были сделаны по модели уравнений состояния вещества (УСВ) – *QEOS* [33]. Модель *QEOS* получила широкое распространение в зарубежных программах и, по утверждению ее разработчиков, имеет высокую точность и надежность. Эта модель использует большую базу данных, которая записана во внешней памяти компьютера. Обращение к внешней памяти на каждом шаге по времени и из каждой ячейки существенно увеличивает процессорное время расчета одного варианта (даже в одномерном случае требуется более 10 часов на современном ПЭВМ!). А для определения параметров плазмы в заданной области трехмерного пространства переменных I_{max} (максимальная интенсивность), τ (длительность), λ (длина волны излучения) затраты процессорного времени возросли бы до $\sim 10^3$ - 10^4 часов.

В [9,16] описана модель уравнения состояния сильно сжатого вещества. Эта модель позволяет учитывать упругость неидеальной плазмы и кинетику ионизации вещества в приближении среднего значения заряда иона в лагранжевой ячейке. Автором диссертации была разработана подпрограмма “*ZRI*” («Зельдович-Райзер с ионизацией») на языке «ФОРТРАН» и включена в качестве программного блока в программе “*Atlant_C*”. Согласно модели *ZRI*, в каждой лагранжевой ячейке рассчитывается средний заряд ионов и термодинамические параметры

$$\begin{aligned}
 P_i &= P_{Ti} + P_{el}, \quad P_{Ti} = nT_i, \\
 P_{el} &= \frac{\rho_0 \cdot C_s^2}{ZN} \begin{cases} (\rho/\rho_0)^{ZN} - 1, & (\rho/\rho_0) \geq 1 \\ 0, & (\rho/\rho_0) < 1 \end{cases} \\
 P_e &= Zi \cdot n \cdot T_e, \quad \rho = m_i \cdot n \\
 \frac{dZ_i}{dt} &= Zi \cdot (\varphi_i - \varphi_r - \varphi_{fr}); \quad K_z - 1 < Z_i < K_z \\
 E_e &= E_{Te} + E_{qz}; \quad E_{qz} = \sum_{k=1}^{K_z-1} Q_k + Q_{K_z} \cdot (Z_i - K_z + 1)
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Здесь ρ , n – плотность и концентрация ионов $\rho = A_i \cdot m_H \cdot n$, $A_i m_H$ – масса иона, Z_i – средний заряд в лагранжевой ячейке, K_z – целая часть заряда иона, Q_k – потенциалы ионизации до k -й кратности у заданного элемента вещества (если в ячейке находится смесь веществ, то рассчитываются потенциалы для каждого элемента), E_{qz} – затраты энергии на ионизацию, φ_i , φ_r , φ_{fr} – скорости трехчастичной ионизации, трехчастичной - и фото-рекомбинации, ρ_0 , C_s – начальная плотность и скорость звука в

конденсированном веществе при нормальных условиях, $ZN \approx 3-4$ – коэффициент, описывающий упругие свойства материи. В случае алюминия $ZN=3.5$ [16].

Скорости ионизации и рекомбинации ионов в плазме описывается уравнениями.

$$\begin{aligned}
 a_z &= \frac{10^{-7}}{A_i m_H} \cdot \rho \cdot \frac{\sqrt{I(Z_i)/T_e}}{1 + I(Z_i)/T_e} \\
 \varphi_1 &= a_z \cdot \left(\frac{I_H}{I(Z_i)} \right)^{1.5} \exp\left(-\frac{I(Z_i)}{T_e}\right) \\
 \varphi_2 &= 18 \cdot 10^{-7} \cdot a_z \cdot \sqrt{\frac{I(Z_i)}{I_H}} \cdot \left(\frac{I(Z_i)}{T_e} \right) \\
 \varphi_3 &= 2.156 \cdot Z_i \cdot \frac{\rho}{A_i} \cdot a_z \cdot \left(\frac{I_H}{I(Z_i)} \right)^{1.5} \cdot \left(\frac{I_H}{T_e} \right)^{1.5}
 \end{aligned} \tag{2.1a}$$

Здесь $I_H = 13.56$ эВ – потенциал ионизации атома водорода, $I(Z_i)$ – потенциал ионизации атома до величины заряда Z_i , φ_1 , φ_2 – скорости ионизации и рекомбинации за счет столкновений ионов с электронами, φ_3 – скорость фоторекомбинации, то есть с излучением кванта света [31, 34].

Достоинствами модели *ZRI* по сравнению с моделью *QEOS* являются:

1) экономичность (на расчет одного варианта затрачивается в 3-5 раз меньше процессорного времени), 2) наглядность (поскольку программируются аналитические соотношения, а не интерполяция табличных данных), 3) возможность в явном виде описать неравновесное ионизационное состояние плазмы в процессе разлета (так называемый «эффект закалки» ионов).

Таким образом, в программе “*Atlant_C*” предусмотрены различные модели уравнений состояния – а) идеальный газ без ионизации, б) идеальный газ с учетом кинетики ионизации, в) модель *ZRI*, г) модель *QEOS*. При этом, расчеты по первой модели требуют наименьших затрат процессорного времени, а по третьей – наибольших. Так, для расчета распространения ударной волны по алюминиевому слою в «квазиодномерной геометрии» при использовании модели а) затраты процессорного времени на один вариант были в 6-8 раз меньше, чем при использовании модели г). Затраты процессорного времени на один вариант при использовании модели в) были всего в 1.5-2 раза больше, чем в модели а).

Были проведены сравнительные расчеты (20 вариантов) возбуждения ударных волн в различных материалах с помощью мощных лазерных импульсов. Ниже мы приведем результаты сравнения одного варианта, сделанные по двум наиболее развитым моделям:

ZRI и *QEOS*.

На рис.2.8а,б показаны результаты расчетов, выполненные по двум моделям.

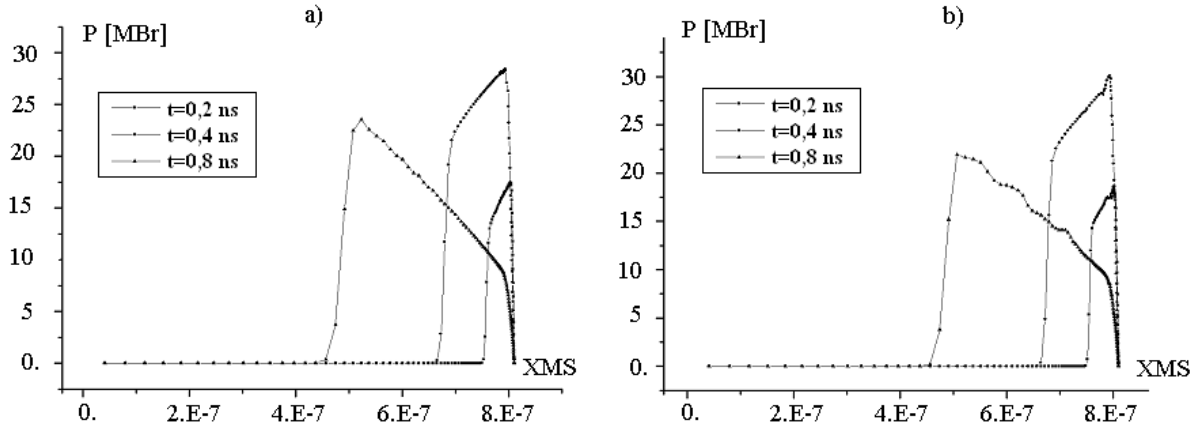


Рис. 2.8 Распределения давления, как функции массовых координат, на моменты времени: $t_1=0,2$ нс, $t_2=0,4$ нс, $t_3=0,8$ нс а) *UCB = QEOS*; б) *UCB = ZRI модель*.

Рис 2.8а иллюстрирует распространение ударной волны вдоль оси OZ в конденсированном слое на различные моменты времени. В расчетах использована *QEOS* - модель. Рис.8б иллюстрирует распространение ударной волны в случае использования *ZRI* модели. Расчеты выполнены для варианта с максимальной интенсивностью $I_{max}=1,99 \cdot 10^{14}$ Вт/см² и длиной волны лазера $\lambda=0,438$ мкм, начальная толщина алюминиевого слоя $d=60$ мкм.

Для удобства сравнения (в том случае, если бы скорости движения волны оказались разными в различных моделях) воспользовались массовыми координатами, то есть:

$$XMS = \sum_{j=2}^n \Delta M_{2j}, \text{ , здесь } \Delta M_{ij} \text{ — массы лагранжевых ячеек, (} i=2 \text{ — соответствует ячейке,}$$

граничащей с осью OZ), n -количество ячеек, соответствующих координате XMS .

Видно, что скорости и амплитуды ударных волн в обоих случаях весьма близки. Так, на момент $t=0,8$ нс максимум давления $P_{max}=23,5$ МБр, в массовой координате $XMS = 0,52 \cdot 10^{-6}$ у.е. относительных единиц в *QEOS* модели и $P_{max}=22,0$ МБр, в массовой координате $XMS = 0,51 \cdot 10^{-6}$ у.е. в *ZRI* модели. Скачок плотности за фронтом ударной волны в обоих случаях был также весьма близким. Наибольшее расхождение в *QEOS* и *ZRI* моделях наблюдалось в температурах и средних зарядах ионов. Рис.2.9 иллюстрирует распределение зарядов ионов в мишени вдоль оси для случая двух моделей.

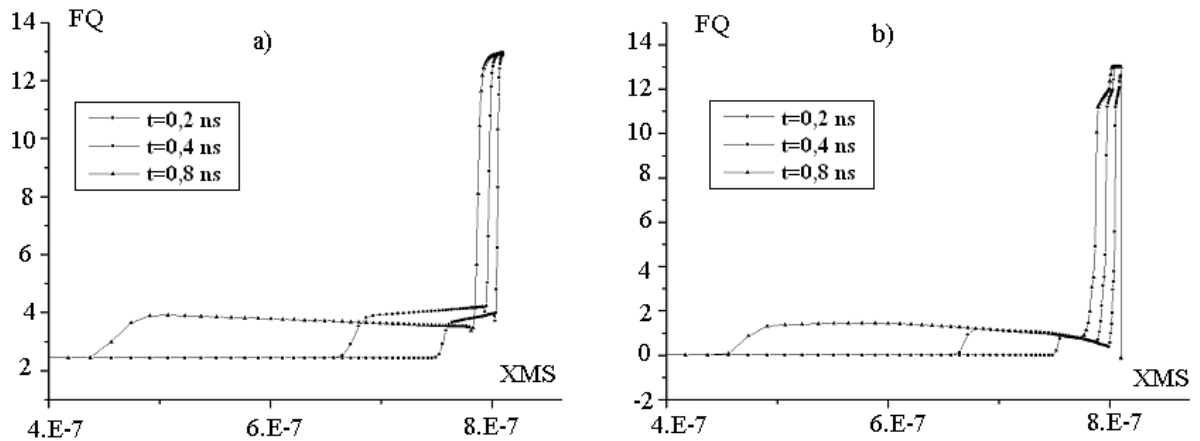


Рис.2.9 Распределения средних зарядов ионов вдоль оси на моменты времени 0.2, 0.4 и 0.8 нс для случая использования модели *QEOS* (a) и *ZRI* (b).

Ниже представлены сводные таблицы результатов расчетов различных вариантов, выполненных по разным моделям и сравнение с приближенной формулой (2.2), полученной в нашей работе. Следует отметить, что две модели дают весьма близкие результаты.

$$P_s [MBr] = 28,56 \cdot \left(\frac{I}{1,99 \cdot 10^{14} [W / cm^2]} \right)^{0,83} \cdot \left(\frac{\lambda}{0,438 [\mu m]} \right)^{-0,056} \quad (2.2)$$

В таблице 1 показаны значения максимальных давлений на момент времени 0,4 нс. Расчеты выполнены для различных значений интенсивности излучения, при фиксированных остальных параметрах. Лазерный импульс имел треугольную временную форму с длительностью $\tau_L = 0,8$ нс.

В первой строке даны максимальные интенсивности лазера, во второй строке – значения максимального давления на момент времени 0,4 нс, полученные с использованием УСВ – идеальный газ с постоянным зарядом ионов Zi , в третьей строке – максимальное давление на этот момент времени, полученные в расчетах с УСВ по модели *QEOS*, в четвертой строке – значения, полученные по модели *ZRI*, в пятой – значения из «скэйлинга» (формула (2.2)). Представление об УСВ- «идеальный газ» приводит к завышенным значениям давления и скорости ударной волны. Основная причина в том, что

в этом случае не учитываются потери энергии на ионизацию вещества. В пятой строке – данные, полученные в «скэйлинге» (смотри ниже).

Таблица 1: $\lambda=0.438$ мкм; $t = 0,4$ нс.

$I[10^{14} \text{ W/cm}^2]$	0,995	1,49	1,99	2,985	3,98	7,96
$P_{IG} [\text{MBr}]$	24,0	28,2	35,4	49,6	62,3	110
$P_{QEOS} [\text{MBr}]$	16,06	22,5	28,56	39,98	50,76	90,25
$P_{ZRI} [\text{MBr}]$	15,8	23,8	30,5	39,1	46,5	94,2
$P_s [\text{MBr}]$	16,06	23,34	28,56	39,98	50,77	90,25

Во второй таблице показаны зависимости максимального давления в конденсированном веществе от длины волны лазера. Максимальная интенсивность (I_{max}) была фиксированной, момент времени 0.4 нс.

Таблица 2. $I_{max}=1,99 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$; $t = 0.4$ ns

λ (μm)	$\lambda=0.438$	$\lambda=0,655$	$\lambda=0,876$	$\lambda=1,31$
$P_{cal} \cdot [\text{Mbr}]$	28,56	27,72	27,35	26,85
$P_s [\text{MBr}]$	28,56	27,99	27,58	27,03

Следует отметить, что амплитуда ударной волны в сжатом веществе зависит также от длительности лазерного импульса. Была сделана серия расчетов с импульсом, который имел треугольную временную форму, но с длительностью 8 нс (максимальная интенсивность соответствовала моменту времени 4 нс). Диапазон интенсивностей был $I_{max}=10^{13}-5 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$, $\lambda=0.438$ мкм, а толщина алюминиевого слоя $d=200$ мкм. В таблице 3 приведены результаты численных расчетов и сравнение с данными для импульса с длительностью 0.8 нс. В третьей и четвертой строках показаны значения, которые

получаются из приближенной формулы (2.3), полученной на основе этих расчетов.

$$P_s [MBr] = 28,56 \cdot \left(\frac{I}{1,99 \cdot 10^{14} [W / cm^2]} \right)^{0,83} \cdot \left(\frac{\lambda}{0,438 [\mu m]} \right)^{-0,056} \cdot \left(\frac{\tau}{0,8 [ns]} \right)^{-0,137} \quad (2.3)$$

Таблица 3. $\lambda=0.438$ мкм

$I_{max} [10^{14} W/cm^2]$	0,2	1,49	1,99	3,98
$P [Mbr], \tau=0,8 ns$		22,5	28,56	50,76
$P [Mbr], \tau= 8 ns$	3,234	16,37	20,83	36,38
$P_s [MBr], \tau=0,8 ns$	4,24	22,46	28,56	50,77
$P_s [Mbr], \tau= 8 ns$	3,09	16,38	20,83	37,03

Заметим, что с увеличением длительности импульса несколько уменьшилось давление.

Представленные выше результаты расчетов были сделаны для алюминиевых мишеней. Вообще говоря, используемая в программе «Atlant_C» модель пригодна для любых материалов с малым порядковым числом в таблице Менделеева, то есть с малым зарядом ионов. В этом случае, переносом энергии за счет квантов можно пренебречь. Чтобы обобщить полученные зависимости давления («скэйлинги») были проведены расчеты случая, когда $I_{max}=1,99 \cdot 10^{14}$ Вт/см² и $\lambda=0.438$ мкм, а заряд ядер атомов менялся. Были сделаны расчеты для мишеней из бериллия ($Z_i=4, A_i=9$), графита ($Z_i=6, A_i=12$), кремния ($Z_i=14, A_i=28$) и меди ($Z_i=29, A_i=64$)⁵. На основании полученных расчетов было дополнено соотношение (2.3) множителем, зависящим от Z_i :

$$P_s [MBr] = 28,56 \cdot \left(\frac{I}{1,99 \cdot 10^{14} [W / cm^2]} \right)^{0,83} \cdot \left(\frac{\lambda}{0,438 [\mu m]} \right)^{-0,056} \cdot \left(\frac{\tau}{0,8 [ns]} \right)^{-0,137} \cdot \left(\frac{Z_i}{13} \right)^{-0,11} \quad (2.4)$$

Известно, что давление за фронтом ударной волны (P_s) и ее скорость (V_{sw}) связаны соотношениями Гюгонио:

$$V_{sw}^2 = \frac{\gamma + 1}{2} \left(\frac{P_s}{\rho_0} + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{P_0}{\rho_0} \right), \quad (2.5)$$

⁵ Медь относится к высоко зарядным ядрам, где необходимо учитывать перенос излучения.

здесь P_0 , ρ_0 -начальные значения давления и плотности, γ -показатель адиабаты. Таким образом, формула (2.4) позволяет оценить скорость ударной волны. Однако следует иметь в виду, что интенсивность излучения меняется по мере облучения мишени. Более того, даже в случае постоянной интенсивности лазера давление будет меняться за счет формирования плазменной короны. На рис.2.10 приведены результаты расчетов для случая лазерного импульса, имевшего прямоугольную временную форму и интенсивность $1,99 \cdot 10^{14}$ Вт/см². В поперечном сечении интенсивность излучения была постоянной. Излучение падало на слой алюминия с начальной толщиной 60 мкм.

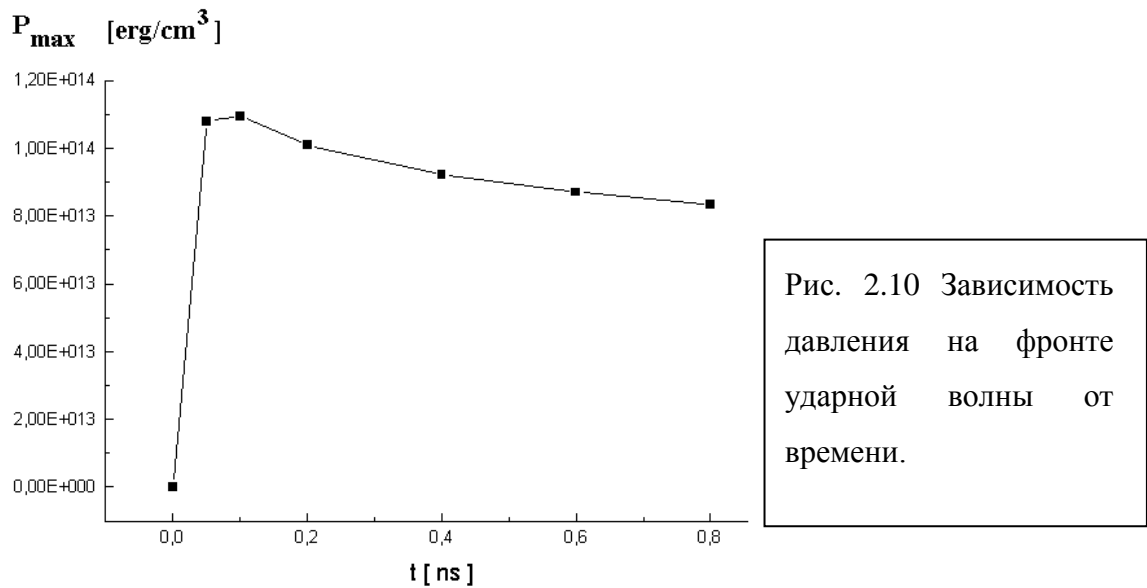


Рис. 2.10 Зависимость давления на фронте ударной волны от времени.

За исключением начальной стадии, когда происходит формирование ударной волны (УВ), давление уменьшается по мере испарения внешних слоев и распространения ударной волны по веществу, что согласуется с аналитическим анализом, приведенным в [35].

п.3. Обсуждение результатов и развитие модели

Численные расчеты позволяют учитывать широкое многообразие физических явлений, которые реализуются в натуральных экспериментах и построить физико-математическую модель исследуемого явления. Полученные выше на основании численных расчетов соотношения физических параметров («скэйлинги»), носят приближенный характер и справедливы в определенном диапазоне параметров для соответствующей геометрии облучения мишени. Однако, они позволяют оценивать значения основных параметров лазерной плазмы без привлечения громоздких вычислений.

В ранних моделях взаимодействия мощного лазерного импульса с веществом

предполагалось «дельта-образное» поглощение излучения на критической поверхности, а также предполагались упрощенные модели уравнений состояния вещества и задавались фиксированные значения степени ионизации плазмы. Численные расчеты позволяют учесть распределенное поглощение лазерного излучения в плазме, и ряд важных эффектов, которые не учитывались в ранних моделях. Для вывода зависимостей «абляционного» давления и скорости испарения вещества от параметров лазера были использованы результаты одномерных расчетов.

В случае экспериментов на установке «PALS» диаметр пятна фокусировки (d_f) составлял приблизительно 400 мкм, а длительность импульса $\tau=0,8$ нс, поэтому размер области, занятой плазмой можно оценить, как $L_C = V_S \cdot \tau$, здесь – $V_S \approx 10^7$ км/с - скорость звука в лазерной плазме, то есть $L_C \leq d_f$, то есть описанная выше одномерная модель применима.

При небольших энергиях лазера и интенсивностях излучения порядка 10^{14} - 10^{15} Вт/см² пятно фокусировки может оказаться меньше значения L_C . Для описания зависимости давления от параметров лазера в этом случае необходимо учитывать реальную геометрию задачи, то есть проводить двумерные и трехмерные расчеты. Учет влияния неоднородности облучения мишени приводит к корректировке полученных соотношений. Чтобы убедиться в этом, была проведена новая серия двумерных расчетов с «гауссовым» распределением интенсивности в поперечном направлении, то есть $I(r,t) = I_1(t) \cdot I_2(r)$, причем $I_2(r) \sim e^{-(r/R_f)^2}$. R_f -эффективный радиус фокального пятна. Были сделаны расчеты для двух длин волн излучения $\lambda=0.438$ мкм и $\lambda=1.314$ мкм. Длительность лазерного импульса равнялась 0,8 нс и имела, как и ранее, временную форму в виде равнобедренного треугольника. Энергия и радиус фокального пятна менялись так, чтобы сохранилось соотношение $\left(\frac{E_{las}}{R_f^2} \right) = const$ (то есть сохранялась усредненная по пятну интенсивность излучения). Поперечный радиус области счета $R_0 = 4R_f$. В таблице 5 приведены максимальные значения давления на оси пучка на момент времени $t=0,4$ нс.

Таблица 5.

E_{las} [J]	6,25	100	400
R_f [μm]	50	200	400
P [Mbr] ($\lambda=0.438 \mu\text{m}$)	18	23	26,6
P [Mbr] ($\lambda=1.314 \mu\text{m}$)	8,6	15,8	21

Следует подчеркнуть, что, при усредненной по пятну максимальной интенсивности $I_{\max} = \frac{2 \cdot E_{las}}{\tau \cdot \pi \cdot R_f^2} = 1,99 \cdot 10^{14}$ Вт/см² давление на фронте ударной волны меньше, чем было получено в одномерных расчетах (за счет «поперечного распространения волны в веществе»), причем чем меньше радиус фокального пятна, тем этот эффект проявляется в большей мере. Кроме того, в случае $\lambda=1.314$ мкм расхождения результатов численных расчетов с одномерным «скэйлингом» увеличиваются по сравнению со случаем $\lambda=0.438$ мкм. Дело в том, что с увеличением λ возрастает расстояние, между областью поглощения излучения и фронтом ударной волны.

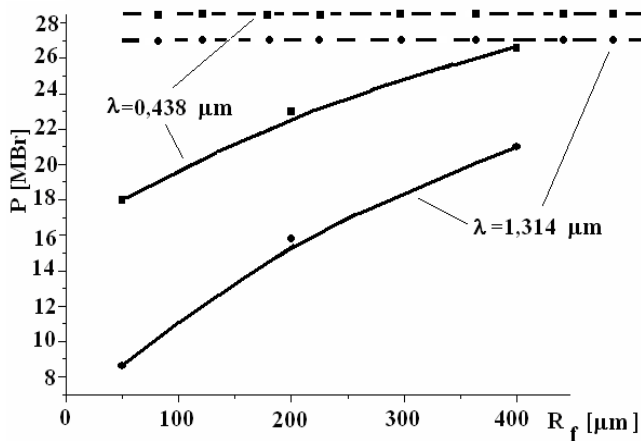


Рис.2.11 Зависимости максимальных значений давлений на оси OZ при $t=0,4$ нс в двумерных расчетах при условии, что $E_{las} / R_f^2 = const$ для длин волн лазера $\lambda=0,438$ и $\lambda=1,314$ мкм. Штриховыми линиями показаны асимптотические значения, полученные в одномерных расчетах.

Давление в двумерных расчетах с «гауссовым» распределением интенсивности от радиуса лишь асимптотически приближается к значениям, полученным в случае плоского фронта интенсивности (смотри рис.2.11). Это обстоятельство следует учитывать при сравнительном анализе подобных экспериментов, выполненных на лазерных установках, имеющих различную энергию в импульсе.

На рис. 2.12 показаны зависимости плотности от расстояния вдоль оси и контуры плазмы в факелах, образованных при облучении плоской алюминиевой мишени лазерным импульсом с «гауссовым» поперечным распределением интенсивности излучения при $R_f = 50$ мкм для двух длин волн излучения $\lambda = 0.438$ мкм (а) и $\lambda = 1.314$ мкм (б).

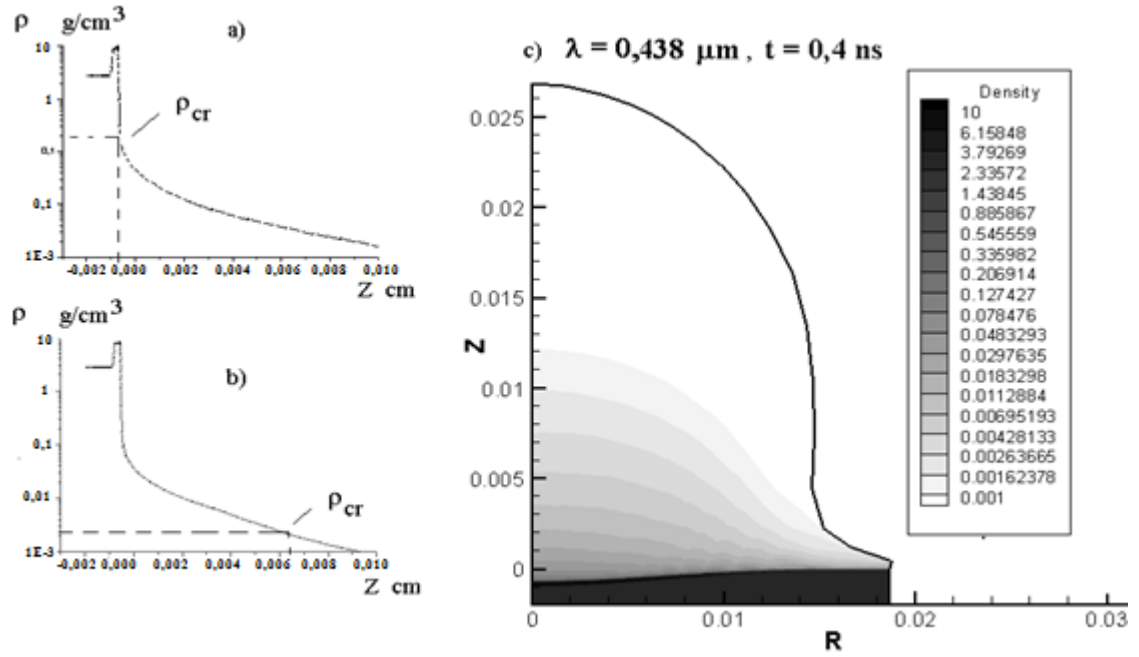


Рис.2.12 Результаты двумерных численных расчетов на момент времени $t = 4$ нс. Распределения плотности вдоль оси для случая длины волны $\lambda = 0.438$ мкм (а) и $\lambda = 1.314$ мкм (б), ρ_{cr} значение критической плотности, где собственная частота колебания плазмы совпадает с частотой лазера (а). Двумерные контуры плотности в факеле лазерной плазмы (б).

Видно, что эти распределения в плазменном факеле заметно неоднородные, причем в случае $\lambda = 1.314$ мкм (случай б) расстояние от поверхности с критической плотностью до границы испарения больше, чем радиус пятна фокусировки R_f . Следовательно, влияние поперечного распространения ударной волны в этом случае будет более существенным.

В заключение, сформулируем кратко основные результаты:

1) Создан программный модуль “ZRI” для программы “Atlant_C”. На основании численных расчетов проведен анализ скоростей ударных волн, значений давлений и плотностей веществ за фронтом ударной волны, полученных с использованием двух различных моделей уравнений состояния вещества (QEOS и ZRI) и показано их

близкие значения в широком диапазоне параметров лазера;

2) проведено сравнение результатов расчетов с данными экспериментов, выполненных на установке «PALS», и показано их хорошее согласие с учетом поправок на потери энергии;

3) на основании расчетных данных развита физико-математическая модель, позволяющая определять параметры сжатого конденсированного вещества за фронтом ударной волны, возбужденной мощным лазерным импульсом в зависимости от материала мишени, интенсивности, длины волны и длительности лазера,

4) в случае экспериментов с плоскими мишенями давление в сжатом веществе зависит также от радиуса пятна фокусировки (или от энергии в импульсе при фиксированном значении интенсивности излучения). Это обстоятельство объясняет расхождение экспериментальных «скэйлингов», полученных на различных установках при различных энергиях лазеров;

5) при фиксированной поглощенной интенсивности давление на фронте ударной волны слабо зависит от длины волны лазера в рассматриваемом случае.

§2. Физико-математическая модель переноса энергии в турбулентной плазме, образованной при воздействии мощного лазерного импульса на пористую мишень

п.1. Описание натурального эксперимента

В исследованиях по лазерному термоядерному синтезу сферические многослойные мишени облучают большим количеством лазерных пучков для того, чтобы обеспечить высокие интенсивности излучения (10^{14} - 10^{15} Вт/см²) и однородный нагрев поверхности. Получить 100%-ную однородность облучения мишени практически невозможно из-за неравномерного перекрытия пучков, интерференционных явлений в высоко когерентных пучках, неоднородности усиления в лазерном тракте, дефектов в усилительных каналах и как следствие, формирования «спекловой структуры» светового фронта. Эти возмущения приводят к неоднородности давления на поверхности испарения (абляции) вещества, и далее к развитию гидродинамической неустойчивости в процессе сжатия мишеней. Для выравнивания неоднородностей в научной литературе обсуждается два подхода: 1) использование симметризирующего предимпульса, который бы создавал

высокотемпературную плазменную корону до прихода основного лазерного импульса ([36-39], либо 2) использование полимерной мало-плотной среды [36, 40-43].

В ряде лабораторий мира были проведены исследования по взаимодействию лазерного излучения с пористыми средами [44-54].

Теоретическое описание процессов переноса в таких структурированных средах, как правило, основывается на представлениях о переносе энергии в слабо неоднородной не турбулентной плазме [55-58]. В этих работах при численном моделировании взаимодействия лазерного излучения с такими средами полагалось, что время гомогенизации структурированного вещества сравнительно мало и им можно пренебречь. Однако этот вопрос на сегодняшний день является открытым. Моделирование переноса энергии в «подкритической плазме» с учетом сильной неоднородности среды (например, модель тонких пленок [59.], по структуре близких к пористому полистиролу, но не описывающая трехмерную полимерную сетку) представляется весьма трудоемкой и сложной задачей, требующей дополнительных обоснований.

Автором диссертации предложена физико-математическая модель для описания переноса энергии и динамики плазмы, возникающей при взаимодействии интенсивного лазерного излучения с мало-плотной средой, и разработан соответствующий алгоритм решения задачи.

Было проведено сопоставление результатов расчетов и данных экспериментов, в основном, опираясь на результаты, полученные на установке PALS в Праге [60].

п.2. Результаты численных расчетов

Как следовало из данных экспериментов, выполненных на установке “PALS”, при облучении лазерным импульсом мало-плотных пористых мишеней, «гидро-тепловая» волна распространяется по этой среде со скоростью (270 ± 50) км/с (при начальной плотности среды $\rho_0 = 9.1$ мг/см³) и (420 ± 70) км/с (при начальной плотности среды $\rho_0 = 4.5$ мг/см³) [60].

В первой серии расчетов моделировалось распространение волны в сплошной среде с параметрами близкими усредненным параметрам пены. На рис.2.13а схематически показана мишень, содержащая пену толщиной 400 мкм с начальной плотностью $\rho_0 = 9$ мг/см³, расположенную на алюминиевой подложке толщиной 5 мкм. Лазерный импульс имел временную форму равнобедренного треугольника с моментами времени $t_1 = 0$, $t_2 = 0,4$ и $t_3 = 0,8$ нс при вершинах. Интенсивность излучения в момент времени $t_2 = 0,4$ нс равнялась I_{max} и менялась в различных вариантах расчетов от $(3 \text{ до } 6) \cdot 10^{14}$ Вт/см².

Энергия в лазерном импульсе, поступающая в мишенную камеру, равнялась в эксперименте 170 Дж, что соответствовало максимальной интенсивности $I_{max} = 6 \cdot 10^{14}$ Вт/см². В расчетах $I_{max} = 6 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Доля поглощенной лазерной энергии не измерялась в экспериментах, а в расчетах варьировалась от 50 до 100 % от поглощенной. Лазерное излучение, как и в экспериментах, имело длину волны $\lambda = 0,438$ мкм (то есть третья гармоника йодного лазера). Расчеты были сделаны в «квазиодномерной» постановке: расчетная сетка имела размерность (3x110), то есть в направлении OX было всего по две лагранжевые ячейки, а вдоль оси OZ - 109 ячеек. В поперечном к оси OZ направлении интенсивность была постоянной (при этом на пену приходилось 40 ячеек) На рис.2.13 показана постановка задачи (а, б) и зависимости давления (с) и плотности (д) на моменты времени 0.2, 0.4, 0.6 и 0.8 нс для случая $I_{max} = 3,38 \cdot 10^{14}$ Вт/см²

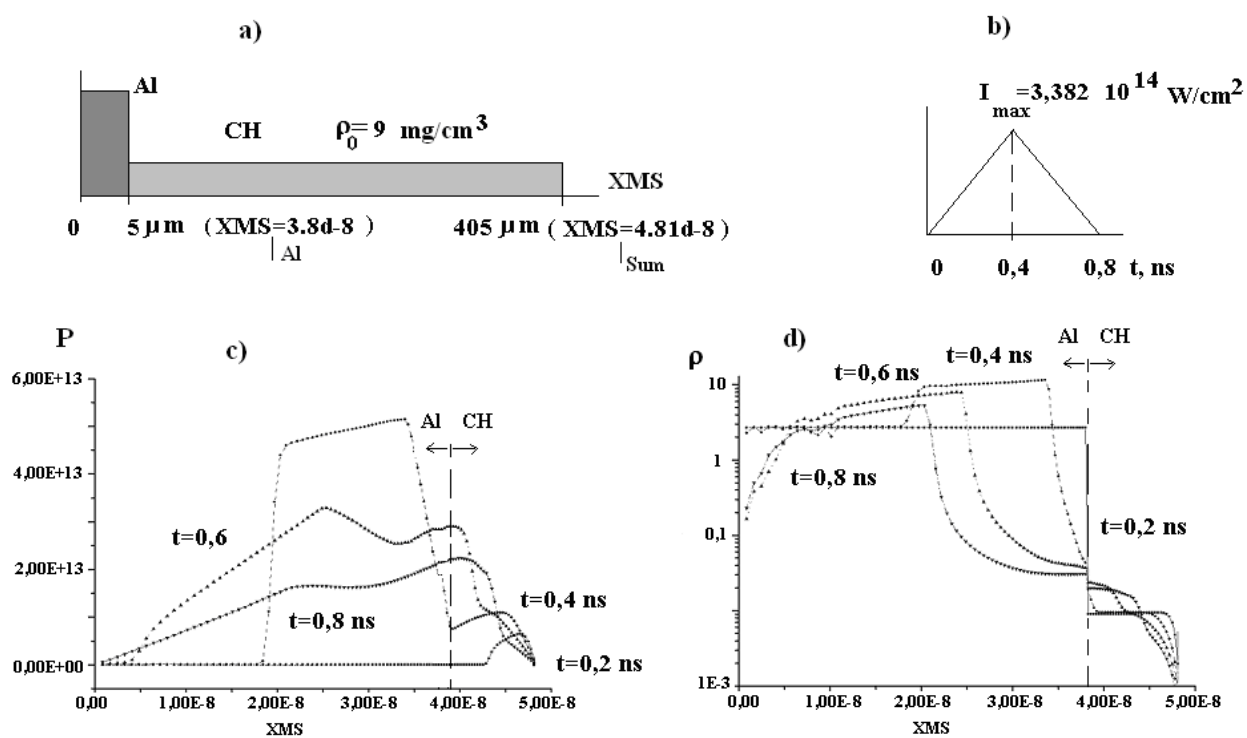


Рис.2.13 Схематическое изображение мишени (а) и лазерного импульса (б). На рис.2.13а показаны положения границ подобластей в мкм и в массовых координатах (в скобках). Начальная плотность внешнего слоя $\rho_0 = 9 \text{ мг/см}^3$. На рис. 2.13с и 2.13д показаны распределения давления (P) и плотности (ρ) вдоль оси OZ на моменты времени $t = 0,2, 0,4, 0,6$ и $0,8 \text{ нс}$. Лазерный луч падает справа – налево. Вертикальная штриховая линия – граница «алюминий-полимер».

В рассматриваемом случае результаты расчетов удобнее представлять в массовых координатах XMS , то есть: $XMS = \sum_{j=2}^n \Delta M_{2j}$, где ΔM_{ij} – массы лагранжевых ячеек, ($i=2$ -соответствует ячейке, граничащей с осью OZ), n -количество ячеек, соответствующих координате XMS (граница «алюминий мало-плотное вещество» расположена в точке $XMS_b = 3,8 \cdot 10^{-8}$ у.е.). Ниже представлены распределения давления (2.13с) и плотности (2.13д) на различные моменты времени, полученные в расчете (вариант 1). К моменту $t_2=0,4$ нс «пена» прогрелась и стала прозрачной для лазерного излучения. Далее лазерный поток поглощается во внешних слоях алюминия и формирует ударную волну, которая распространяется по металлу. На момент времени 0,6 нс от тыльной стороны Al-фольги (левого края мишени) движется волна разгрузки навстречу лазерному лучу. К моменту 0,8 нс плотные слои алюминия летят, в основном, по направлению лазерного луча (д $XMS \leq 2 \cdot 10^{-8}$ у.е.), а остальная плазма – навстречу лазерному излучению.

Как следует из [48], в пористых средах электронная теплопроводность сильно подавлена. Во втором варианте был снижен коэффициент электронной теплопроводности в 1000 раз по отношению к классическому выражению, приведенному в [61], однако и в этом случае, излучение прошло мало-плотный слой к моменту $t_2=0,4$ нс, а далее, поглотившись в алюминии, сформировало ударную волну.

Причина быстрого распространения потока энергии в мало-плотном веществе в том, что эта среда имеет малую массу и теплоемкость. Она мгновенно нагревается, что приводит к быстрому уменьшению коэффициента поглощения, плазма становится прозрачной для лазерного излучения.

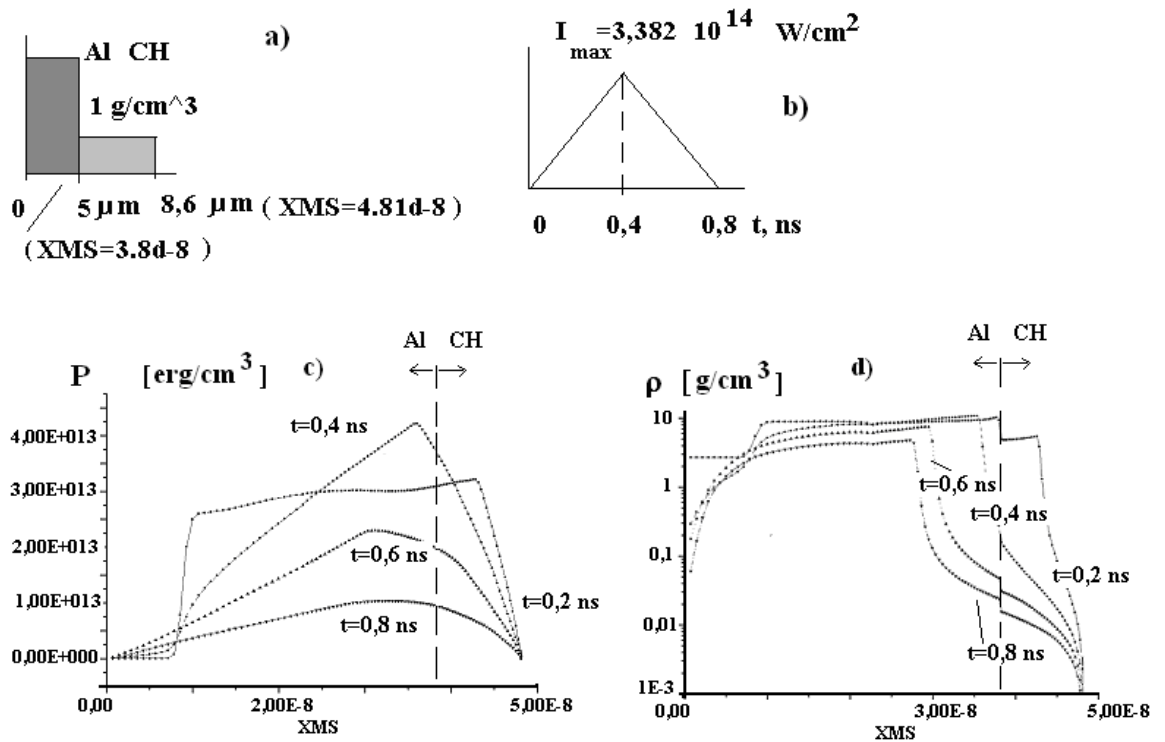


Рис.2.14 Начальное распределение плотности (а) и временная форма лазерного импульса (b). Распределения давления (рис.14с) и плотности (рис.14d) вдоль оси OZ на соответствующие моменты в зависимости от массовой координаты времени XMS .

На рис.2.14 дана физическая постановка задачи и результаты расчетов (вариант 3) в том случае, когда мишень представляла из себя алюминиевую подложку с нанесенным на нее слоем твердого пластика с начальной плотностью $\rho_0 = 1 \text{ г/см}^3$. При этом масса вещества в вариантах 1,2 и 3 была одинаковой.

В этом случае уже к моменту времени $t_2 = 0,4 \text{ нс}$ ударная волна прошла всю мишень и происходит разгрузка материала от тыльной стороны мишени.

Ранее Н.Н. Демченко (ФИАН) была предложена одномерная модель структурированной среды в виде тонких слоев полимера с плотностью 1 г/см^3 , с промежутками, заполненными газом, и проведены расчеты распространения гидротепловой волны в такой среде по одномерной программе «РАПИД» [62]. Оперативная память современных ПЭВМ позволяет рассчитывать несколько десятков таких слоев. В реальной ситуации, слоев будет на несколько порядков больше, и расположены они, вообще говоря, под разными углами к волновому вектору лазерного излучения. Поэтому прямое численное моделирование распространения волны в структурированной среде без упрощений представляется затруднительным даже для современных супер-ЭВМ.

В двумерной постановке из-за ограниченности ресурсов персонального компьютера можно сформировать слоев в несколько раз меньше, чем в одномерной программе. В следующем варианте была использована модель с тремя плотными слоями, последний слой – алюминий, а перед ним, - два слоя полимера. Промежутки между этими слоями заполнял газ с начальной плотностью $2 \cdot \text{мг}/\text{см}^3$. Массы слоев и газа подобраны так, чтобы общая погонная масса совпадала с погонной массой в вариантах 1 – 3. Были также подавлены электронная и ионная теплопроводности в веществе, из которого изготовлена мало-плотная среда (полимер CH). На рис. 2.15 показана постановка задачи (a,b):

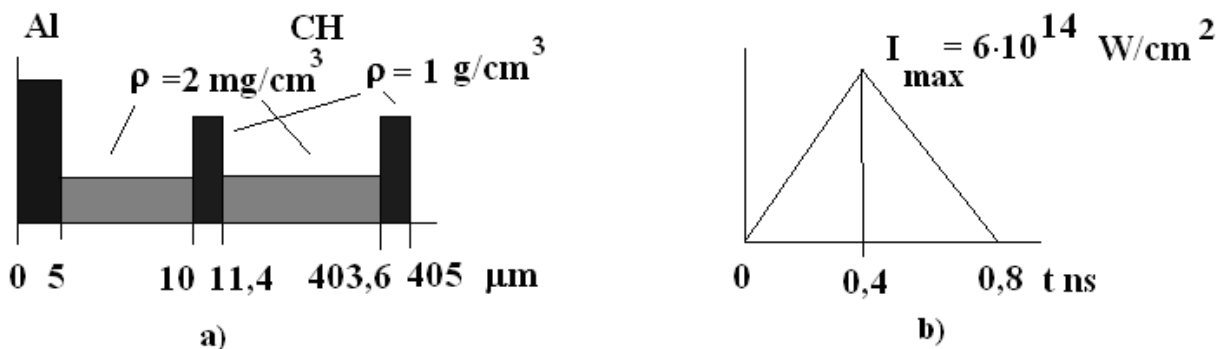


Рис.2.15a,b Начальное распределения плотности вдоль оси OZ (a), временная форма лазерного импульса (b).

Ниже показаны распределения плотности и температуры вдоль оси OZ (c,d) на различные моменты времени ($t=0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ нс).

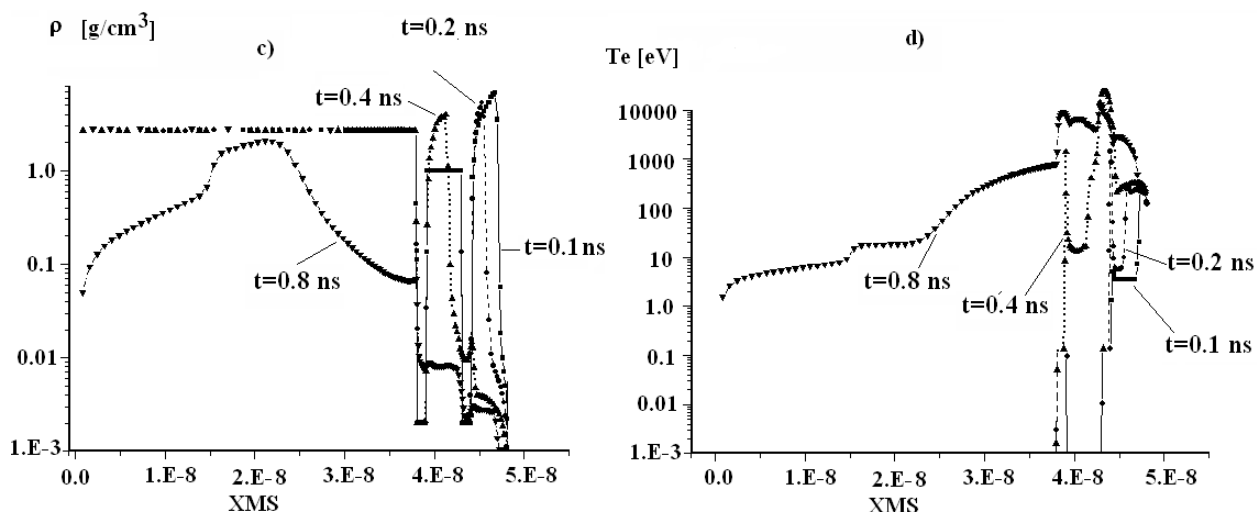


Рис.2.15c,d Зависимости плотности (c) и температуры электронов (d) от массовой координаты вдоль оси OZ на указанные моменты времени.

На рис. 2.15е показаны распределения давления на различные моменты времени. К моменту 0,4 нс волна проходит слой СН и формирует ударную волну в алюминиевой подложке. Приблизительно за время 0,1 нс ударная волна проходит алюминий и выходит на тыльную поверхность. Слои вещества с тыльной поверхности разлетаются в направлении падения лазерного луча, а по сжатому алюминию бежит волна разгрузки навстречу лазеру.

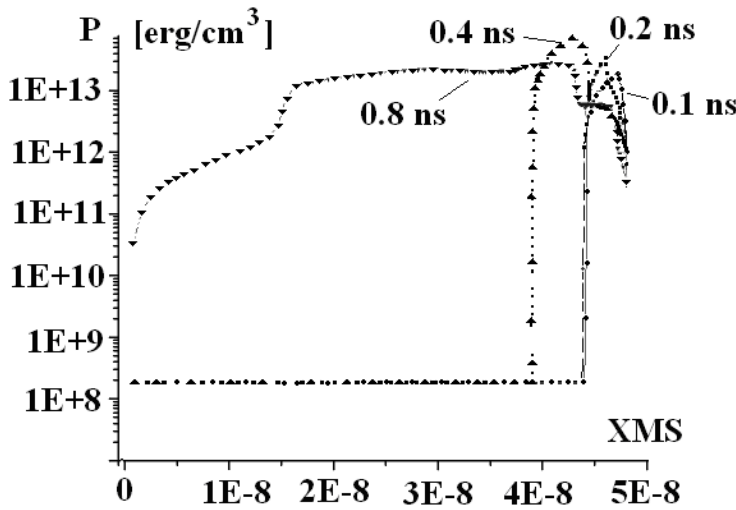


Рис.2.15е Распределения давления в зависимости от массовой координаты на моменты времени $t=0,1, 0,2, 0,4$ и $0,8$ нс. К моменту $t=0,4$ нс волна достигла алюминиевой подложки. К моменту времени $0,8$ нс произошла разгрузка и левая (тыльная) часть разлетается по направлению падения лазерного луча.

Наряду с одномерными расчетами, были выполнены двумерные расчеты, моделирующие прохождение такой волны через структурированную мишень.

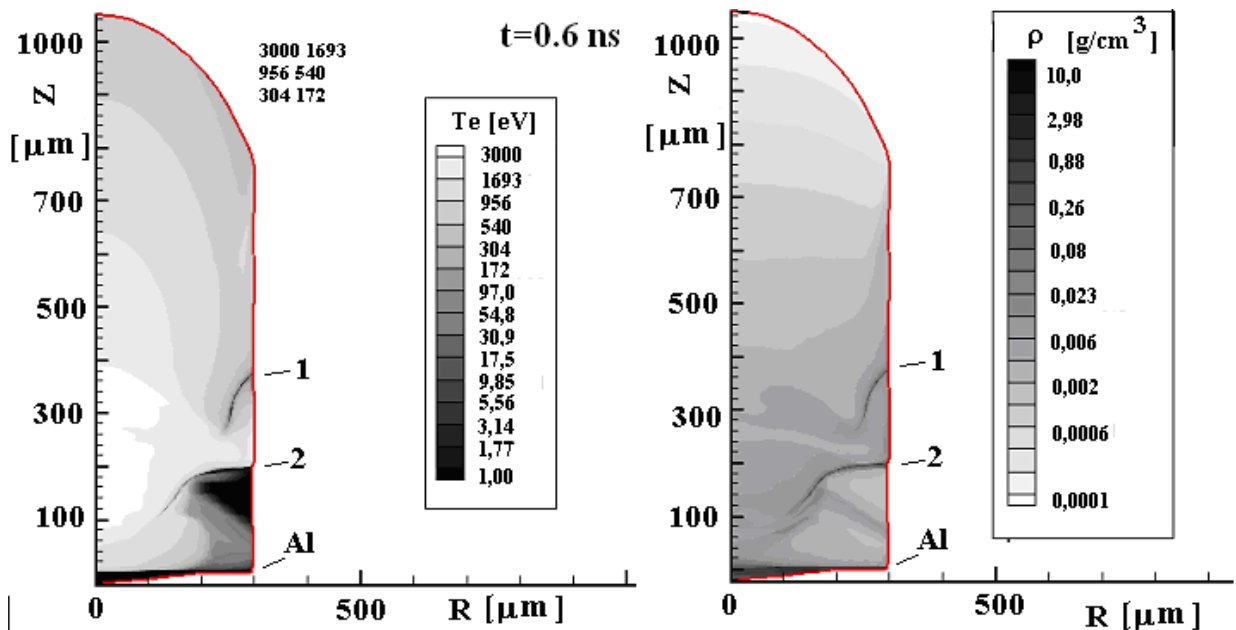


Рис. 2.16 а,б Двумерные поля температуры (е) и плотности (ф) на момент времени $t=0,6$ нс, 1- положение первого плотного СН-слоя, 2 – второго СН слоя.

Расчетная сетка была взята следующей: (22x112), а лазерный поток имел вид: $q(t, r) = q_1(t) \cdot q_2(r)$. Распределение интенсивности в поперечном направлении имело «гауссовый» вид, то есть $q_2(t) = e^{-\left(\frac{r}{R_f}\right)^2}$, где $R_f=150$ мкм, а суммарная энергия в лазерном импульсе $E_L=170$ Дж. На рис.2.16 показаны двумерные поля температуры (а) и плотности (б) на момент времени 0,6 нс. По сравнению с предыдущими вариантами (1-3), «гидро-тепловая» волна достигла границы с алюминием к моменту времени 0,6 нс, то есть несколько позже. Однако и в этом случае скорость распространения волны была приблизительно в 2-2.5 раза больше, чем в экспериментах.

Наряду с представленными выше результатами, были проведены расчеты для однородных мало-плотных слоев при различных значениях интенсивности лазера, и толщинах «пены» (варианты 7-14). Во всех случаях, для того, чтобы получить согласование с наблюдаемой скоростью распространения «гидро-тепловой» волны необходимо было предположить, что поглощенная энергия на порядок величины меньше, чем падающая. Это предположение явно не соответствовало условиям экспериментов.

В следующих расчетах изменили физическую модель поглощения излучения и переноса тепла электронами. В предлагаемой модели коэффициент поглощения определяется по формуле:

$$k(\rho) = \frac{\rho(r, z, t)}{\rho_{cr} l_p}, \text{ где } l_p \text{ должен быть определен a priori} \quad (2.6)$$

Поглощение излучения определяется по закону $q_L = q_L^0 / \exp\left(\int_0^z k(\rho) dz\right)$. Электронная теплопроводность была уменьшена по сравнению с «классическим значением» в 10^3 раз. Давление и внутренняя энергия изменяются согласно уравнению состояния идеального газа. По мере нагрева вещества, возрастает давление и оно разлетается, а очередные порции лазерной энергии поступают в более глубокие слои.

Были проведены расчеты следующих вариантов: 1) вариант 16а – плотность внешнего слоя $\rho_0=2$ мг/см³ и толщина 1800 мкм; 2) вариант 15а задан выше, 3) вариант 23а – плотность внешнего слоя $\rho_0=18$ мг/см³ и толщина 200 мкм. Во всех трех расчетах погонная масса мало-плотного вещества была одинаковой. На рис.2.17а дана постановка

задачи.

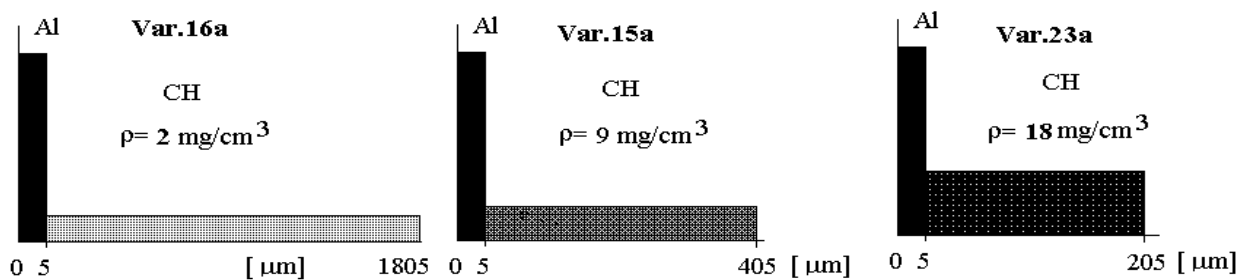


Рис. 2.17а Физическая постановки задач (варианты 16а, 15а и 23а). Погонная масса мишени одинакова во всех трех случаях, но начальные плотности – разные.

На рис. 2.17b,c – представлены результаты расчетов. В этих расчетах проверялось предположение, что скорость распространения «гидро-тепловой» волны будет зависеть только от погонной массы. Оказалось, что это не так.

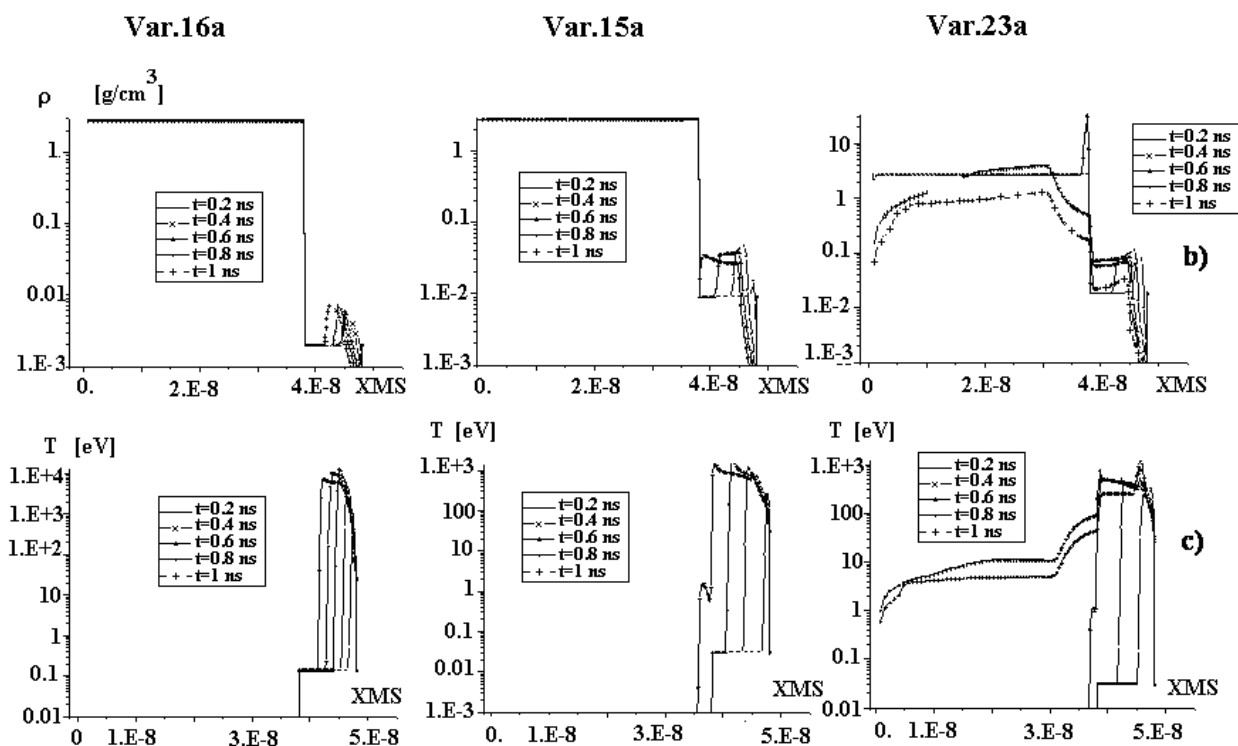


Рис.2.17(b,c) Распределения плотности (b) и температуры (c) по массовой координате XMS на моменты времени 0,2, 0,4, 0,6 и 0,8 нс для вариантов 16а, 15а и 23а.

В следующей серии одномерных и двумерных расчетов толщина пористого вещества была одинаковой и равнялась 400 мкм, а начальная плотность варьировалась. На рис. 2.18а дана физическая постановка задачи: 1) вариант 25а, когда начальная плотность внешнего слоя равнялась $4,5 \text{ мг/см}^3$; 2) вариант 15а, когда начальная плотность равнялась 9 мг/см^3 и 3) вариант 24а, когда начальная плотность равнялась 18 мг/см^3 .

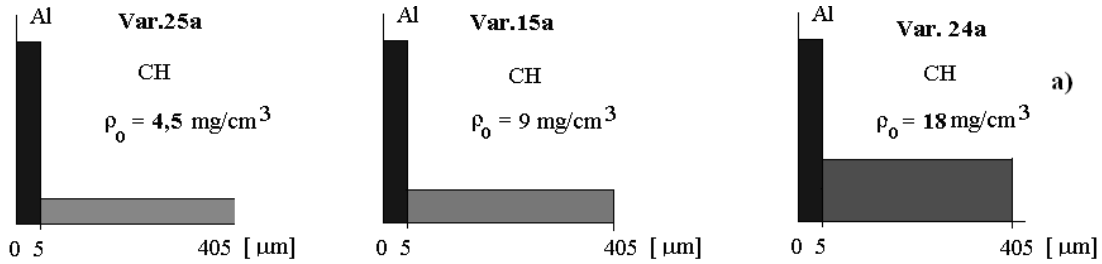


Рис.2.18а Физические постановки задач для трех вариантов с различными начальными плотностями и одинаковыми толщинами слоев.

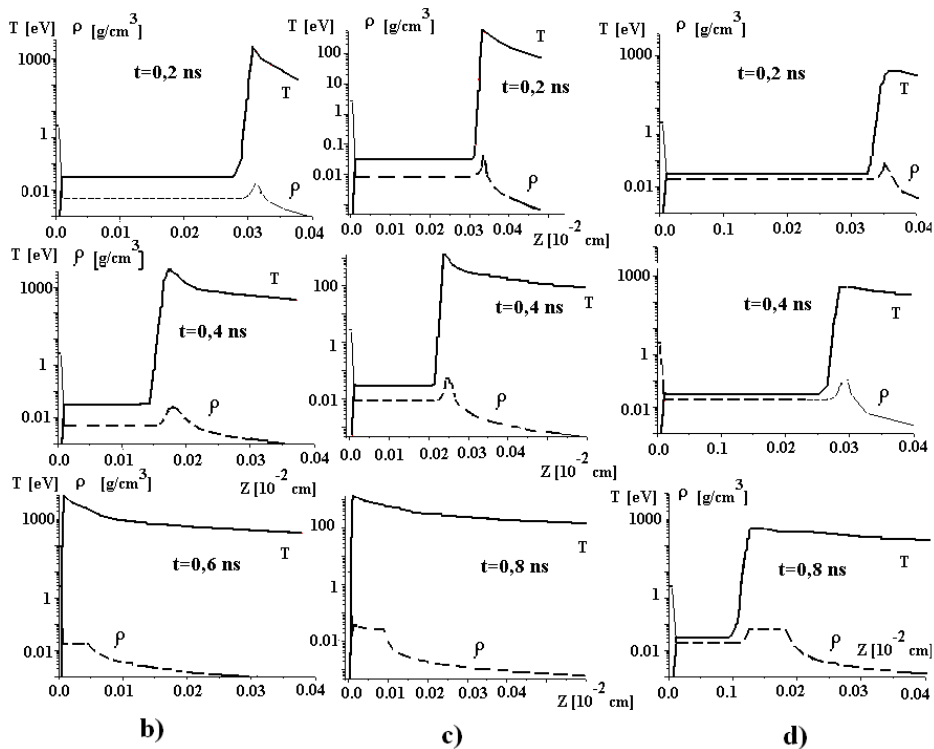


Рис.2.18 (b,c,d) Зависимости плотности и температуры от Z на различные моменты времени для начальных плотностей 4.5 (b), 9 (c) и 18 (d) мг/см^3 .

На рис.2.18b,c,d показаны распределение температуры и плотности в зависимости от пространственной координаты z на различные моменты времени. В варианте с начальной плотностью 4.5 мг/см^3 волна достигла поверхности алюминия к моменту времени $0,6 \text{ нс}$, в варианте с начальной плотностью 9 мг/см^3 – к моменту 0.8 нс , а в случае с начальной плотностью 18 мг/см^3 – волна не достигла этой поверхности к концу импульса. Средняя скорость распространения «гидротепловой» волны в мало-плотной среде в рассмотренных вариантах равнялась: 1) $\bar{V} = 690 \text{ км/с}$; 2) $\bar{V} = 526 \text{ км/с}$ и 3) $\bar{V} = 375 \text{ км/с}$. В расчете с начальной плотностью $\rho_0 = 2.25 \text{ мг/см}^3$ средняя скорость равнялась $\bar{V} = 814 \text{ км/с}$. Но и в этом случае, лазерное излучение проходило через мало-плотный слой значительно раньше, чем заканчивался импульс.

Температура электронов в плазме значительно превосходила температуру ионов.

п.3. Алгоритм решения задачи переноса энергии в турбулентной плазме. Программа “Atlant_C turb”

Таким образом, при условии, что поглощенная лазерная энергия соответствовала $120\text{-}170 \text{ Дж}$, скорости «гидро-тепловой волны», полученные в одномерных расчетах, были значительно больше (в несколько раз!) по сравнению с данными экспериментов. Оставаясь в рамках классической модели переноса энергии, пришлось бы предположить, что порядка $80\text{-}90\%$ энергии лазерного излучения не поглощается в плазме, что не соответствовало результатам наблюдений. Для получения согласия расчетных и экспериментальных данных необходимо сформулировать модель, позволяющую учесть существенное уменьшение скорости переноса энергии в такой среде. Эта модель опирается на три основных положения: 1) время формирования плазмы t_1 мало по сравнению с длительностью лазерного импульса, и может быть оценено как $t_1 \approx d/V_S$, где d – типичный размер поры, V_S – скорость звука в плазме, испаренной при поглощении лазерного излучения стенкой поры; 2) образованная плазма является сильно неоднородной, содержащей вихревые структуры с типичным размером l_p и существует в таком состоянии достаточно длительное время t_2 ($t_2 \sim \tau$ – длительность лазерного импульса); 3) возмущения в такой плазме распространяются с лазерным потоком, то есть со скоростью света, а частота турбулентных пульсаций $\nu_p = c/l_p$.

После испарения стенок пор плазма остается турбулентной достаточно длительное время и существует в виде «вихрей» с размером порядка размера пор в среде ($l_p \sim d$).

При этом перенос энергии в такой плазме можно описать в виде «турбулентной диффузии» (по аналогии с [63]).

Коэффициент электронной теплопроводности можно выразить через эффективную частоту ν_{ef} . Он равен $\kappa_e = n_e V_e l_e = n_e V_e^2 / \nu_{ef}$ (2.7),

где n_e, V_e – концентрация и скорость электронов, l_e – длина свободного пробега электрона.

В турбулентной плазме эффективную частоту столкновений можно записать как $\nu_{ef} = c/l_p$, где параметр l_p – некий параметр, имеющий размерность длины. По аналогии с моделью турбулентного перемешивания, предложенной в [63], его можно трактовать как некий размер турбулентной пульсации, который характеризует перенос энергии в такой негетогенной плазме⁶. Он должен быть определен a priori.

Частота обмена энергией между электронной и ионной компонентами будет определяться

$$\text{из выражения: } \nu_{ei} = \frac{m_i}{m_e} \max\{\nu_e, \nu_{ef}\}. \quad (2.8)$$

Если $\nu_{ef} \gg \nu_e$ то в высокотемпературной плазме будет автоматически подавлена электронная теплопроводность, а температуры электронов и ионов – приблизительно равны.

Подставив это значение в формулу (1.8), получим

$$k_{ab}(\rho) = \frac{\rho(r, z, t)}{\rho_{cr} l_p \sqrt{1 - (\rho / \rho_{cr})}} \quad (2.9)$$

Был разработан алгоритм и создана новая версия программы “Atlant_C_turb”, позволяющая моделировать плазму, образованную при воздействии мощных лазерных импульсов на мало плотную трехмерно-структурированную среду. За основу была взята программа “Atlant_C”. Но перенос энергии лазерными лучами, тепловыми электронами и обмен энергией между электронным и ионным компонентом моделировался с учетом

⁶ Поскольку в плазме возмущения переносятся световым потоком, то в формуле стоит скорость света, а не звука, как в модели Бельского-Фрадкина.

высказанных выше соображений. В программе применялись аддитивные разностные схемы. Программа написана на языке ФОРТРАН.

Ниже на рис.2-19 приведен алгоритм и блок-схема новой версии программы.

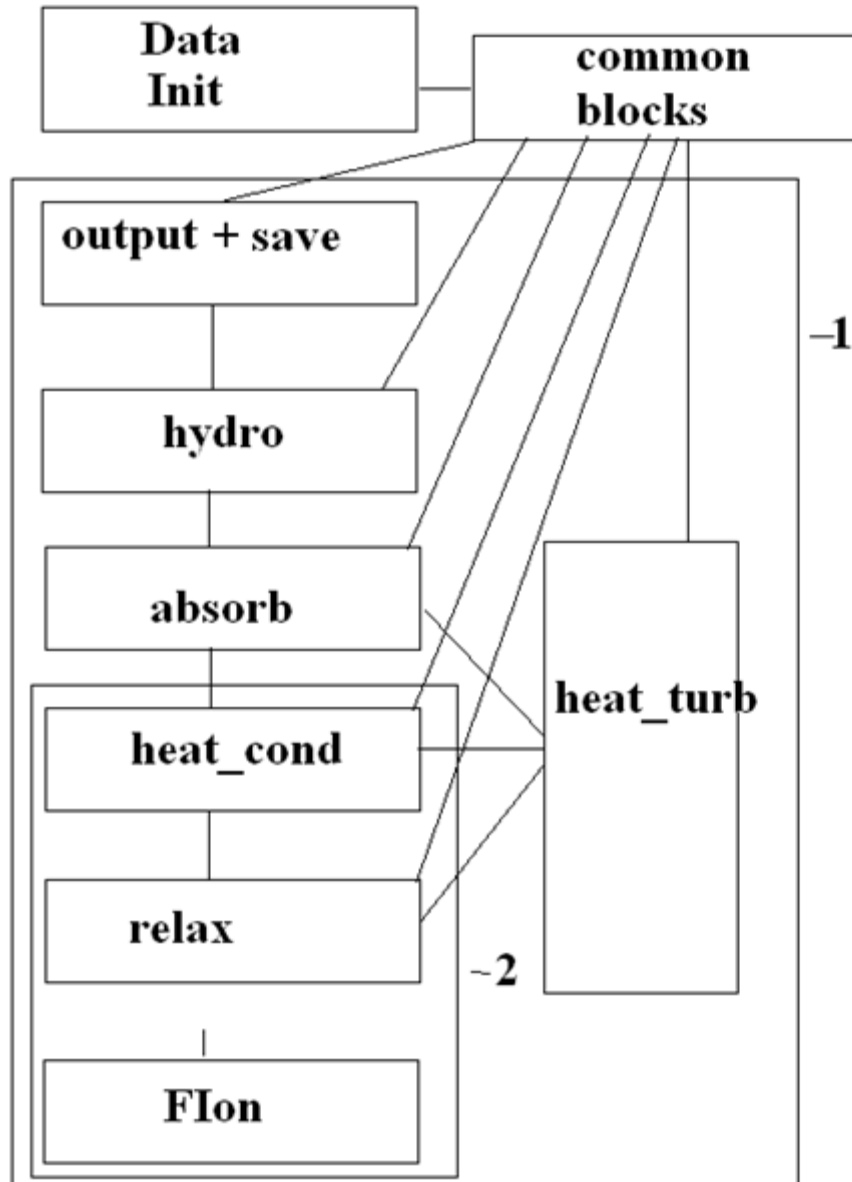


Рис.2.19 Блок-схема программы "Atlant_C_turb". 1- основной цикл по времени, 2 – вспомогательный цикл для расчета теплопереноса электронами и ионами.

«**Data**» – блок задания начальных и граничных условий, временной и радиальной зависимостей лазерного импульса, параметров расчета. «**Init**» - с экрана запрашивается условие «начало или продолжение счета?», и в зависимости от ответа счет ведется с начальных условий или с записи на диске, «**Common-blocks**» - блоки общей памяти, которые вставляются в соответствующие подпрограммы, «**Output**» - подпрограмма вывода результатов счета на печать. Печать осуществляется в двух случаях: когда номер шага становится кратным заданному в блоке «**Data**» параметру «N_save», либо на заданные в этом блоке моменты времени. «**Save**» - подпрограмма, которая осуществляет запись текущих расчетных значений на диск. Это позволяет продолжать счет с заданной «контрольной точки». Запись происходит на те же моменты, что и выдача на печать. «**Hydro**» - подпрограмма решения уравнения движения (Эйлера) с учетом «аппроксимационной вязкости», «**Absorb**» - расчет переноса энергии лазерными лучами с учетом поглощения. Лазерный пучок разбивается на кольцевые слои, каждому из которых приписывается соответствующая мощность. Полагается, что лазерные лучи распространяются строго вдоль оси OZ .

Уравнения Эйлера рассчитываются по явным разностным схемам, а уравнения теплопроводности для электронного и ионного компонентов плазмы - по неявным (подпрограмма «**Heat_cond**»).

При этом, в формулы коэффициентов переноса плазмы и поглощения излучения предлагается вместо частоты «электрон-электронных соударений» ν_e ввести эффективную частоту столкновений- ν_{ef} , которая может оказаться значительно больше, чем частота столкновений в ламинарной плазме.

Подпрограмма «**Relax**» рассчитывает обмен энергией между электронной и ионной компонентами плазмы. Подпрограмма «**Fionz**» рассчитывает кинетику ионизации и рекомбинации атомов в плазме. Подпрограммы «**Heat_cond**» и «**Relax**» и «**Heat_turb**» описывают теплоперенос в плазме. В программе задается внутренний временной цикл (2), что позволяет при необходимости дробить основной шаг по времени (цикл 1) и считать теплоперенос с более мелким шагом.

В программном модуле «**Heat_turb**» имеется возможность рассчитывать перенос энергии с помощью классических коэффициентов переноса (коэффициенты «Брагинского» [61]), если параметр «X_Puls0», заданный в блоке «**Data**» в

соответствующей подобласти задачи, равен 0. В противном случае происходит переход на новую модель переноса энергии в турбулентной плазме/

В расчетный модуль «**Heat_turb**» вошли новые значения коэффициентов переноса: электронной теплопроводности, частоты обмена энергией между электронной и ионной компонентами плазмы, коэффициента поглощения лазерного излучения. Параметр l_{p0} задается в подпрограмме «**Data**», причем “ $X_Puls0=l_{p0}$ ”. В процессе нагрева плазма разлетается и происходит «размытие» вихрей. Для учета этого эффекта в программной модуле “**Heat_turb**” на каждом шаге по времени длина турбулентной пульсации пересчитывается согласно выражению

$$l_p = l_{p0} \cdot \begin{cases} \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{0.334}, & 1D \\ \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{0.667}, & 2D \end{cases} \quad (2.10),$$

где ρ_0, ρ – начальное и текущее значения плотности, l_{p0} – параметр.

На рис.2-20 приведены результаты численного моделирования воздействия лазерного импульса с поглощенной энергией 120 Дж и длиной волны излучения 0.434 мкм с малоплотной мишенью толщиной 400 мкм, помещенной на алюминиевую подложку. Средняя начальная плотность вещества мишени 9.1 мг/см³. Показаны поля плотностей и температур плазмы на различные моменты времени. Сбоку соответствующим цветом отмечены интервалы этих физических величин.

В расчетах задавался радиус фокального пятна фокусировки $R_f = 200$ мкм. Начальный радиус мишени $R_0 = 600$ мкм.

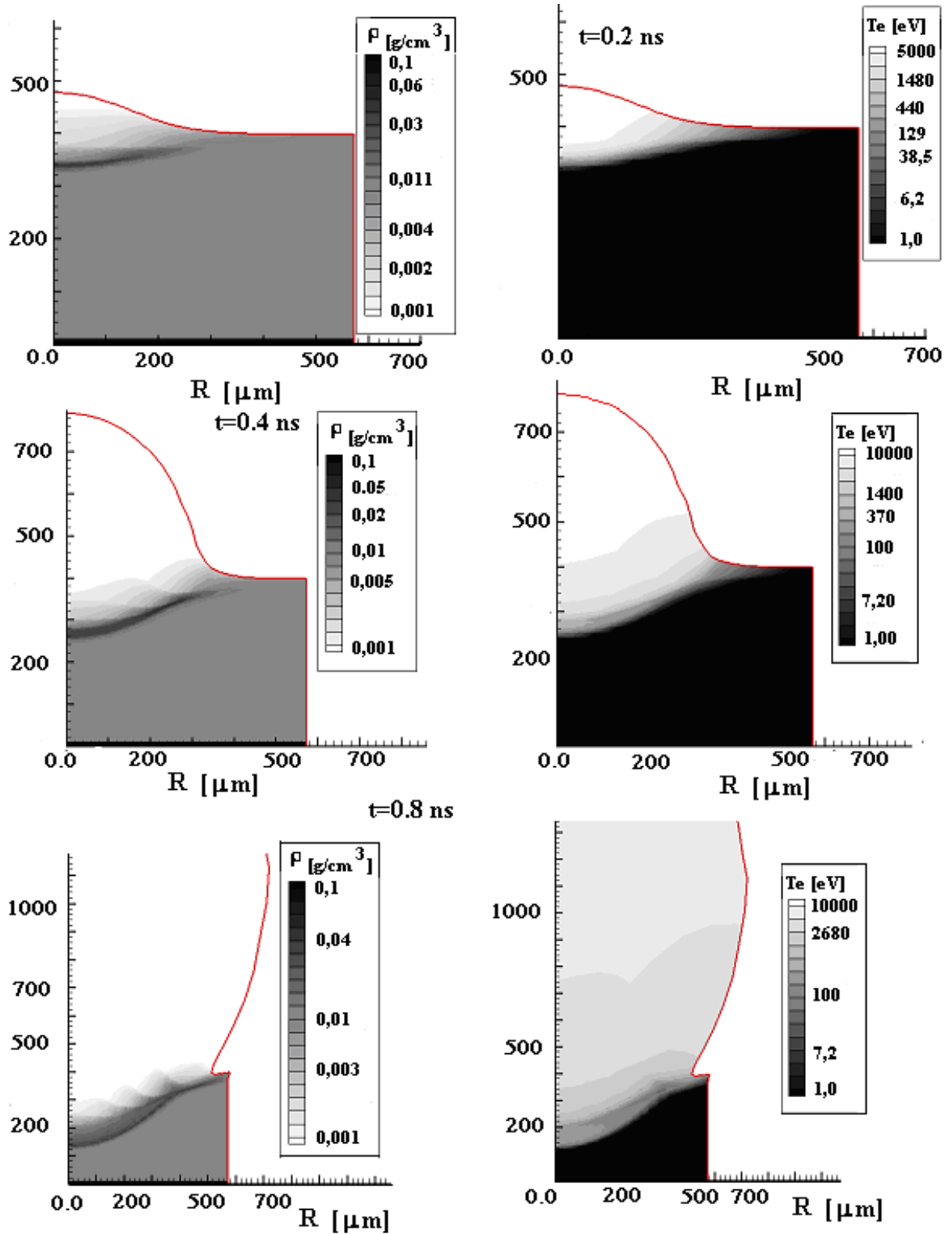


Рис.2.20 Поля плотностей и температур на моменты времени $t_1=0,2$, $t_2=0,4$ и $t_3=0,8$ нс в варианте расчета для начальной плотности мишени $\rho_0=9$ мг/см³.

Следует отметить, что на грубой сетке скорость распространения волны зависела от размера ячейки. Были сделаны расчеты с различным количеством ячеек в мало-плотной среде и показано, что для того, чтобы скорость распространения слабо зависела от числа ячеек необходимо, чтобы размер счетной ячейки был в несколько раз меньше l_p .

п.4. Анализ экспериментальных данных с помощью методов математического моделирования

На рис.2.21 показаны зависимости средних значений скоростей распространения «гидро-тепловой» волны для различных значений начальных плотностей ρ_0 в одномерном и двумерном случаях. Поглощенная лазерная энергия в расчетах равнялась 120 Дж.

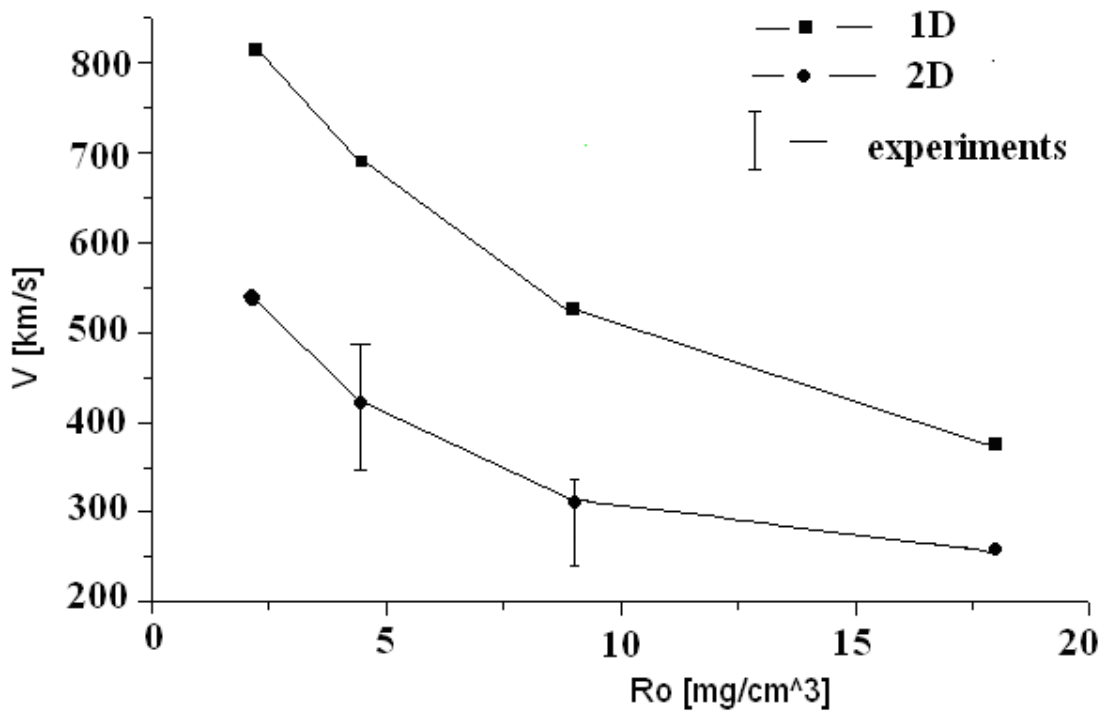


Рис. 2.21 Зависимости скорости распространения «гидро-тепловой» волны от начальной плотности мало-плотной среды ρ_0 в одномерном (1D) и двумерном (2D) случаях. Вертикальные значки «I» - данные экспериментов.

Видно, что предложенная автором диссертации модель позволяет удовлетворительно описать скорость распространения волны в мало-плотной среде. Параметр l_{p0} задается из

условий согласования с данными по измерению скорости «гидро-тепловой» волны (он находится в диапазоне значений $l_{p0}=0.5-1$ мкм). Отметим, что размеры пор в мало-плотной структурированной среде имеют такой же пространственный масштаб.

Наряду с объяснением скорости распространения импульса энергии в турбулентной плазме, развитая в диссертации модель позволила объяснить ряд любопытных фактов, которые наблюдались в экспериментах.

В работах [64,65] сообщалось о наблюдении с тыльной стороны мишени слабого свечения в оптическом диапазоне на начальной стадии облучения мишени, а затем, приблизительно через 1-4.5 нс после завершения импульса, - яркой вспышки. Такой эффект связан с проникновением лазерного излучения через мало-плотную структурированную среду до того, как произошла ее гомогенизация и формирование горячей турбулентной плазмы ($t < t_I$). Это излучение приводит к испарению внешних слоев алюминия.

В экспериментах измерялась только лазерная энергия, поступившая в мишенную камеру. Она составляла 170-180 Дж. Доля энергии, потерянная на рассеяние и отражение – не измерялась. Была сделана серия одномерных расчетов с начальной плотностью среды $\rho_0 = 4.5$ и 9 мг/см³, $l_p = 0.5-5$ мкм. Энергия лазерного импульса равнялась 120-170 Дж ($I_{max} = (4-6) \cdot 10^{14}$ Вт/см²), длина волны излучения 0.438 мкм. В расчетах полагалось, что на период времени $0 < t < 0,1$ нс коэффициент поглощения $k(\rho) = 0$ в мало-плотной среде, а затем изменялся, согласно (2.6). В этом варианте приблизительно 3% лазерной энергии на начальной стадии проходит через пористую среду и испаряет внешние слои алюминия. В результате, формируются две ударные волны – одна из них движется в глубь алюминиевой подложки, вторая движется по мало-плотной среде навстречу лазерному пучку. Первая волна достигает тыльной поверхности алюминия к моменту 0.155 нс и происходит разгрузка, то есть алюминиевый слой приходит в движение. Заметим, что в экспериментах слабое свечение в оптическом диапазоне появлялось с тыльной стороны мишени начиная с момента времени $\sim 0,2$ нс. Были сделаны расчеты распространения ударной волны по алюминиевому слою толщиной 5 мкм с использованием более сложной модели UCSB – *QEOS*. В этом случае, ударная волна выходила на тыльную поверхность алюминиевого слоя к моменту 0,175 нс, при этом температура сжатого вещества составляла $\cong 8$ эВ.

Начиная с момента $t = 0.1$ нс во внешних слоях мало-плотной мишени происходит поглощение излучения и формируется «гидро-тепловая» волна, которая движется по

направлению падения лазерного излучения. Две волны в мало-плотной среде движутся на встречу друг другу и сталкиваются к моменту времени $t \geq 0,5$ нс. Столкновение «горячих плазменных потоков» формирует температуру 2-3 кэВ в плазме и приводит к увеличению яркости излучения в рентгеновском диапазоне (что наблюдалось в экспериментах на моменты времени $t \geq 0.6$ нс).

Ниже показаны результаты одномерного расчета для случая начальной плотности 4.5 мг/см^3 . После столкновения, скачок давления движется в сторону алюминиевой подложки (смотри, рис.2.22). На рисунке представлены распределения плотности (ρ), давления (P) и ионной температуры (T_i) в области $0 < Z < 400$ мкм.

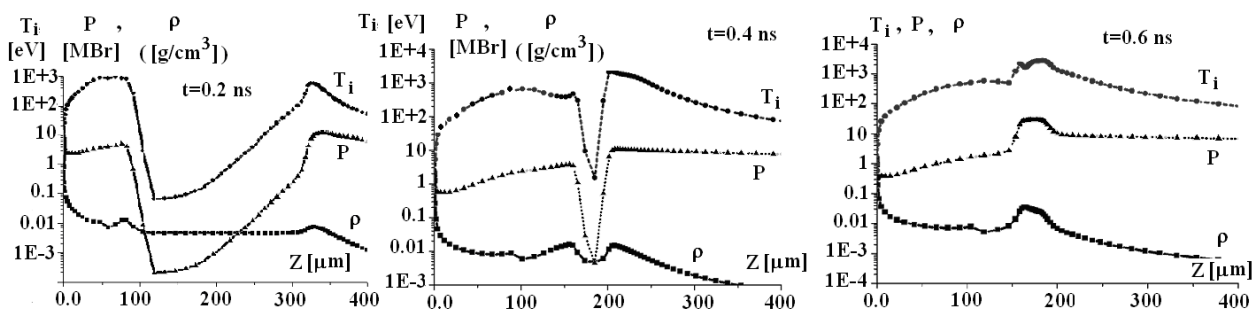


Рис.2.22 Распределения температуры (T), давления (P) и плотности (ρ) на моменты $t=0.2$ нс (a), $t=0.4$ нс (b), $t=0.6$ нс (c). Столкновение потоков произошло в интервале времен $0,4-0,5$ нс.

К моменту окончания импульса возмущение достигает плотных слоев алюминия (из-за разгрузки, плотность меньше начальной- 2.7 г/см^3 , и алюминий летит, в основном, со скоростью (10-50) км/с в направлении противоположном оси OZ).

На следующем рисунке показаны зависимости температуры, давления и плотности вдоль оси OZ на разные моменты времени, в основном, в алюминиевой подложке. Для удобства представления всей области плазмы на рис.2.23 показаны распределения газодинамических параметров в зависимости от массовой координаты: в верхней части рисунка – распространение первой ударной волны по алюминию, в нижней части – распространение ударной волны, сформированной «гидро-тепловой» волной.

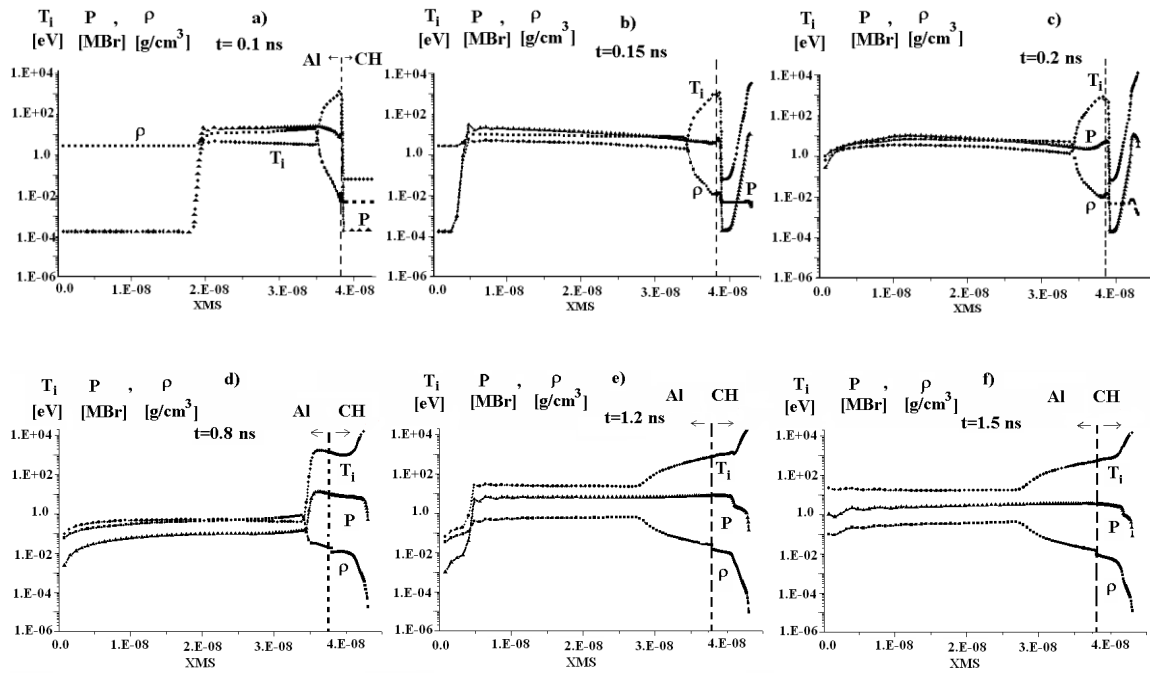


Рис.2.23 Зависимости температуры и плотности от массовой координаты на моменты времени 0.1 (a), 0.15 (b), 0.2 (c), 0.8 (d), 1.2(e), 1.5 (f) нс. Вертикальная штриховая линия – граница раздела «Алюминий-полимер».

На рис. 2.24 показаны распределения скорости вдоль оси OZ в алюминии на моменты времени $t=0.8, 1.2$ и 1.5 нс. Из рис. 2.24 видно, что на момент времени $t=0.8$ нс левый край алюминия летит в отрицательном направлении со скоростью -50 км/с (из-за разгрузки), центральная часть – практически покоится, а передние испаренные слои были «захвачены» гидро-тепловой волной и движутся, с большой скоростью в отрицательном направлении. После столкновения с плотной мишенью ($t=1-1.2$ нс) часть алюминиевой плазмы получило положительное направление движения, а по основной массе побежала волна сжатия ускоряющая вещество в отрицательном направлении. Наконец, к моменту $t=1.5$ нс, как видно из рис.2.23, давление в алюминии практически выравнивается, и вещество летит в отрицательном направлении с возрастающей скоростью. Самый край плазмы летит со скоростью -50 км/с, то есть несколько медленнее, поскольку до него еще не добежала волна. Можно ожидать, что в следующие моменты времени эти слои также ускорятся за счет догоняющих их внутренних слоев плазмы.

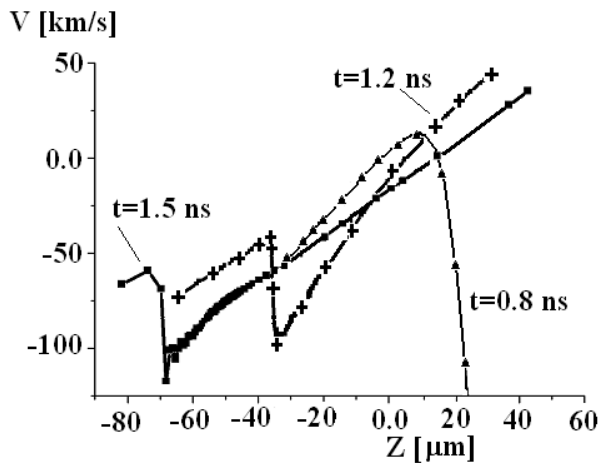


Рис.2.24 Распределения скорости алюминия вдоль оси OZ на моменты времени $t=0.8$ 1.2 1.5 нс.

К моменту $t \approx 1,5-1.6$ нс возмущение (скачок температуры и давления) выходит на тыльную сторону металлического слоя. Этот эффект может объяснить наблюдаемое в экспериментах после окончания лазерного импульса интенсивное свечение в оптическом диапазоне с тыльной стороны алюминиевой подложки достаточно длительное время (до 2 нс), причем максимум интенсивности этого свечения наблюдался с задержкой по времени по отношению к лазерному импульсу 0,7-1.4 нс.

Основные результаты §2 настоящей главы.

Предложена физико-математическая модель, предполагающая существование однородного (неструктурированного) вещества с плотностью соответствующей плотности полимерного аэрогеля. Предполагается, что поглощение лазерного излучения и коэффициенты переноса в такой среде зависят от турбулентной частоты, или от размера турбулентной пульсации l_p . Этот размер должен быть определен а priori из условия согласия с экспериментальными данными. По масштабу величины размер турбулентной пульсации совпадает с размером пор в структурированной среде, то есть $l_p \sim 1$ мкм для средних плотностей аэрогеля 3-10 мг/см³.

Разработана новая версия программы "Atlant_C_turb", и развит алгоритм расчета переноса энергии в турбулентной плазме.

С помощью предложенной модели удастся удовлетворительно описать перенос энергии в плазме, образованной при облучении пористых сред мощными лазерными импульсами и некоторые особенности свечения, наблюдаемых в экспериментах

В начальный момент времени пористое вещество является полностью прозрачным и начинает поглощать лазерное излучение только после заполнения пор плазмой, то есть через период времени $\sim d/V_s$. Испарение алюминиевого слоя формирует встречное движение (по отношению к движению вещества аэрогеля), что приводит к столкновению

потоков и увеличению температуры плазмы. (Отметим, что неравномерность течения плазмы и возрастание яркости излучения в рентгеновском диапазоне на моменты времени ≥ 0.6 нс наблюдалось в работах [60, 64]). Прохождение первой ударной волны через алюминиевую подложку позволяет объяснить возникновение слабого свечения в оптическом диапазоне на моменты времени $\geq 0,2$ нс. Выход импульса давления от гидротепловой волны на тыльную поверхность алюминиевой подложки к моменту времени $\sim 1,5-1.6$ нс объясняет наблюдаемое резкое увеличение светимости в оптическом диапазоне с задержкой порядка 1 нс по отношению к максимуму интенсивности лазерного импульса.

§3. Концептуальная конструкция мишени для получения замагниченной плотной плазмы

п.1. Генерация спонтанных магнитных полей в пористых мишенях

Моделирование астрофизических явлений в лабораторных условиях является актуальной задачей современной физики. Но в астрофизической плазме, важную роль играют магнитные поля, которые возникают из-за турбулентного динамо [66].

Выше была предложена физико-математическая модель переноса энергии в турбулентной плазме, образованной при воздействии мощных лазерных импульсов на пористые среды, и на основании численных расчетов и сравнения с данными натуральных экспериментов на установке «PALS», обоснована ее адекватность. В основу этой модели была положена гипотеза о том, что в процессе воздействия лазерного импульса на трехмерную структурированную среду, формируется высоко температурная плазма (с температурами более 10 млн. градусов), с сильно развитыми трехмерными вихревыми потоками. Такая лазерная плазма является хорошо проводящей средой (практически – идеальным сверхпроводником), в которой развиты вихревые течения определенного пространственного масштаба.

Известно, что в проводящей среде должны генерироваться спонтанные магнитные поля (СМП) [67]. Действительно, выражение, описывающее зарождение вихрей в проводящей среде имеет вид:

$$\frac{d\vec{\omega}}{dt} = -rot \frac{\nabla P}{\rho} + \dots, \quad \vec{\omega} = rot \vec{V} \quad (2.11)$$

здесь P , ρ – давление и плотность, \vec{V} – вектор скорости.

Генерация СМП описывается похожим уравнением:

$$\frac{d\bar{B}}{dt} = \frac{c}{e} \cdot \frac{m_i}{Z} \cdot \text{rot} \frac{\nabla P_e}{\rho} + \dots = \frac{c}{e} \cdot \frac{m_i}{1+Z} \text{rot} \frac{\nabla P}{\rho} = \frac{c}{e} \nabla T \times \nabla \ln \rho + \dots \quad (2.12)$$

P_e, e, m_i, Z – давление электронного компонента плазмы, элементарный заряд электрона, масса и заряд иона. Из условий «квазинейтральности плазмы» и равенства электронной и ионной температур (что следует из предложенной модели) следует: $P = \frac{1+Z}{Z} P_e$. В уравнениях (2.11) и (2.12) приведены только члены, описывающие источники зарождения вихрей и СМП. Задача об их эволюции (то есть переносе, диссипации и взаимном влиянии) требует отдельного рассмотрения.

Можно оценить, что при масштабе пульсаций $l_p \sim \frac{1}{\nabla \ln \rho} \sim 1$ мкм, и продольном масштабе неоднородности температуры плазмы $L \sim 100$ мкм, градиент температуры равен $|\nabla T| \approx 1.6 \cdot 10^{-7}$ эрг/см. Скорость выноса плазмы $V=300$ км/с (значения $l_p, |\nabla T_e|, V, L$ взяты из приведенных ранее расчетов).

В высоко температурной плазме потерями на «джоулев нагрев» (диффузия поля) можно пренебречь, поэтому, по крайней мере, в линейном приближении основным ограничением на рост поля будет являться конвекция его с гидродинамическим потоком.

$$\text{Тогда } B = \frac{c}{e} \frac{\nabla T}{l_p} \frac{L}{V} \leq 30 \text{ МГс}^7 \quad (2.13)$$

При таких значения магнитного поля плазма с плотностью порядка критической и температурой на уровне 1 кэВ будет замагниченной и коэффициенты теплопроводности существенно меньше классических (что наблюдалось в экспериментах с пористыми средами).

При сжатии сферических лазерных мишеней величина СМП будет возрастать и может достигать значительно больших величин.

п.2. Программа “Atlant_Sp_turb”

Турбулентная замагниченная плазма, возникающая при сжатии лазерных термоядерных мишеней, может служить лабораторной моделью «звездного вещества». Однако достижение сверхсильных магнитных полей и больших коэффициентов термоядерного усиления в мишени являются, вообще говоря, взаимно исключаящими

⁷ Вообще говоря, при таких полях магнитное давление уже приближается к тепловому, и возможно влияние нелинейных механизмов. Поэтому приведенная оценка является оценкой «сверху».

требованиями (коэффициент термоядерного усиления $G = E_f/E_L$ – отношение выделившейся термоядерной энергии к поглощенной плазмой лазерной энергии). Чем сильнее развивается гидродинамическая неустойчивость в процессе сжатия мишени, тем труднее достичь высоких коэффициентов усиления, так как инертное вещество оболочки проникает в горючее, перемешивается с ним, и приводит к снижению эффективной температуры и концентрации дейтерия и трития. В случае развития крупномасштабных возмущений возможно разрушение оболочки в процессе ее полета к центру.

Для получения сильно замагниченной термоядерной плазмы предлагается следующая конструкция мишени: сферическая полимерная оболочка, внутри которой располагается пористое вещество, заполненное дейтерий-тритиевым газом под большим давлением. Под действием мощного лазерного импульса оболочка будет сжиматься. Ударные волны, проходящие через пористое вещество, приведут к формированию вихрей и генерации СМП. Современные технологии позволяют формировать пористые структуры со средней плотностью $\sim 1 \text{ млг/см}^3$. Внутри оболочки при начальной плотности горючего (3-5) мг/см^3 , масса ДТ-горючего будет существенно больше, чем масса этого пористого вещества, поэтому смешение вещества стенок пор с термоядерным горючим не приведет к резкому снижению температуры и нейтронного выхода. При прохождении сильных ударных волн через пористое вещество будут сформированы вихри в плазме и возникнут спонтанные магнитные поля. Поскольку вихри являются достаточно устойчивыми образованиями (в силу закона сохранения момента), то в процессе сжатия плазмы «завихренность» и напряженность магнитного поля ($rot\vec{V}$, \vec{B}) будут нарастать ($\sim r^2$ в случае идеальной плазмы).

Мишени для получения замагниченной плазмы могут быть газонаполненными, то есть не требуется сложная криогенная техника для их изготовления.

Для моделирования сжатия мишеней была использована сферическая лагранжевая программа “Atlant_Sp”. Ниже приведена система уравнений, которая решается методом конечных разностей.

$$\begin{aligned}
\frac{d\rho}{dt} &= -\rho \operatorname{div}\vec{V} \\
\rho \frac{d\vec{V}}{dt} &= -\operatorname{grad}P \\
\rho \frac{d\varepsilon_e}{dt} &= -P_e \operatorname{div}\vec{V} - \operatorname{div}\vec{W}_e - Q_i + \operatorname{div}\vec{\mathcal{G}} \\
\rho \frac{d\varepsilon_i}{dt} &= -P_i \operatorname{div}\vec{V} - \operatorname{div}\vec{W}_i + Q_i \\
\left(\frac{\vec{\mathcal{G}}}{|\mathcal{G}|}, \nabla \right) \vec{\mathcal{G}} &= K \vec{\mathcal{G}}
\end{aligned} \tag{2.14}$$

Здесь ρ - плотность, P_i, P_e - давление ионного и электронного компонентов $P = P_i + P_e$, $\varepsilon_i, \varepsilon_e$ - удельные внутренние энергии ионов и электронов, Q_i - член описывающий обмен энергии между электрон-ионной компонентой, W_i, W_e - тепловые потоки ионной и электронной компонент, $\vec{\mathcal{G}}$ - лазерный поток. $W_{e(i)} = -\kappa_{e(i)} \cdot \operatorname{grad}T_{e(i)}$, $Q_i = C_V \cdot v_{ei} \cdot (T_e - T_i)$, C_V - теплоемкость при постоянном объеме.

Как и в программе "Atlant_C" уравнения динамики плазмы решаются по явным разностным схемам, а уравнения переноса энергии - по неявным, причем коэффициенты переноса задаются на нижнем временном слое. Была разработана новая версия программы "Atlant_Sp_turb", позволяющая учесть перенос энергии и термоядерное энерговыделение в турбулентной плазме.

На стадии торможения оболочки горючим, размер турбулентных пульсаций можно оценить, как $l_p \approx l_{p0} \cdot \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{2/3} \sim r^2$, где ρ_0 - начальная средняя плотность области, занятой пористым веществом и ДТ-газом, l_{p0} - начальный размер вихрей $\approx d$. В области, занятой пористым веществом, меняются коэффициенты электронной теплопроводности $\kappa_e = n_e V_e \bar{l}_e$, где n_e, V_e - концентрация и тепловая скорость электронов, $\bar{l}_e = \frac{l_p \cdot l_e}{l_p + l_e}$, то есть полагаем, что перенос энергии определяется меньшим значением между l_p и l_e . Аналогичная зависимость записывается для коэффициента теплопроводности ионного компонента. Частота обмена энергией между электронной и ионной компонентами плазмы равна $\bar{v}_{ei} = \frac{m_i}{m_e} \max\{v_e, v_{ef}\}$, причем $v_{ef} = V_e/l_p$.

Наряду с коэффициентами переноса в заданной области, изменяется теплоемкость смеси $C_{e(i)} = \xi_f \cdot C_{e(i)}^{DT} + (1 - \xi_f) \cdot C_{e(i)}^{CH}$ и скорость реакций синтеза в единице объема (фактически, мощность нейтронного источника, так как в каждой реакции синтеза образуется один нейтрон, который беспрепятственно покидает сжатую мишень). Здесь $\xi_f = \frac{M_f}{M_f + M_{CH}}$ - относительная концентрация массы горючего к общей массе вещества в заданной области. Мощность нейтронного источника в единице объема вычисляется по следующей формуле:

$$\frac{dY}{dt} = n_D \cdot n_T \cdot \langle \sigma v \rangle = \left(\frac{\xi_f}{2} \right)^2 \cdot \bar{n}^2 \langle \sigma v \rangle \quad [1/c \cdot cm^3] \quad (2.15)$$

Здесь $n_{D(T)}$ - концентрации атомов дейтерия (D) и трития (T), \bar{n} - усредненная по всем частицам концентрация ионов в единице объема, причем $\xi_D = \xi_T = 0.5 \cdot \xi_f$, $\langle \sigma v \rangle$ - усредненное по максвелловскому распределению эффективное сечение реакций синтеза.

Алгоритм программы "Atlant_Sp_turb" показан на рис.2-25.

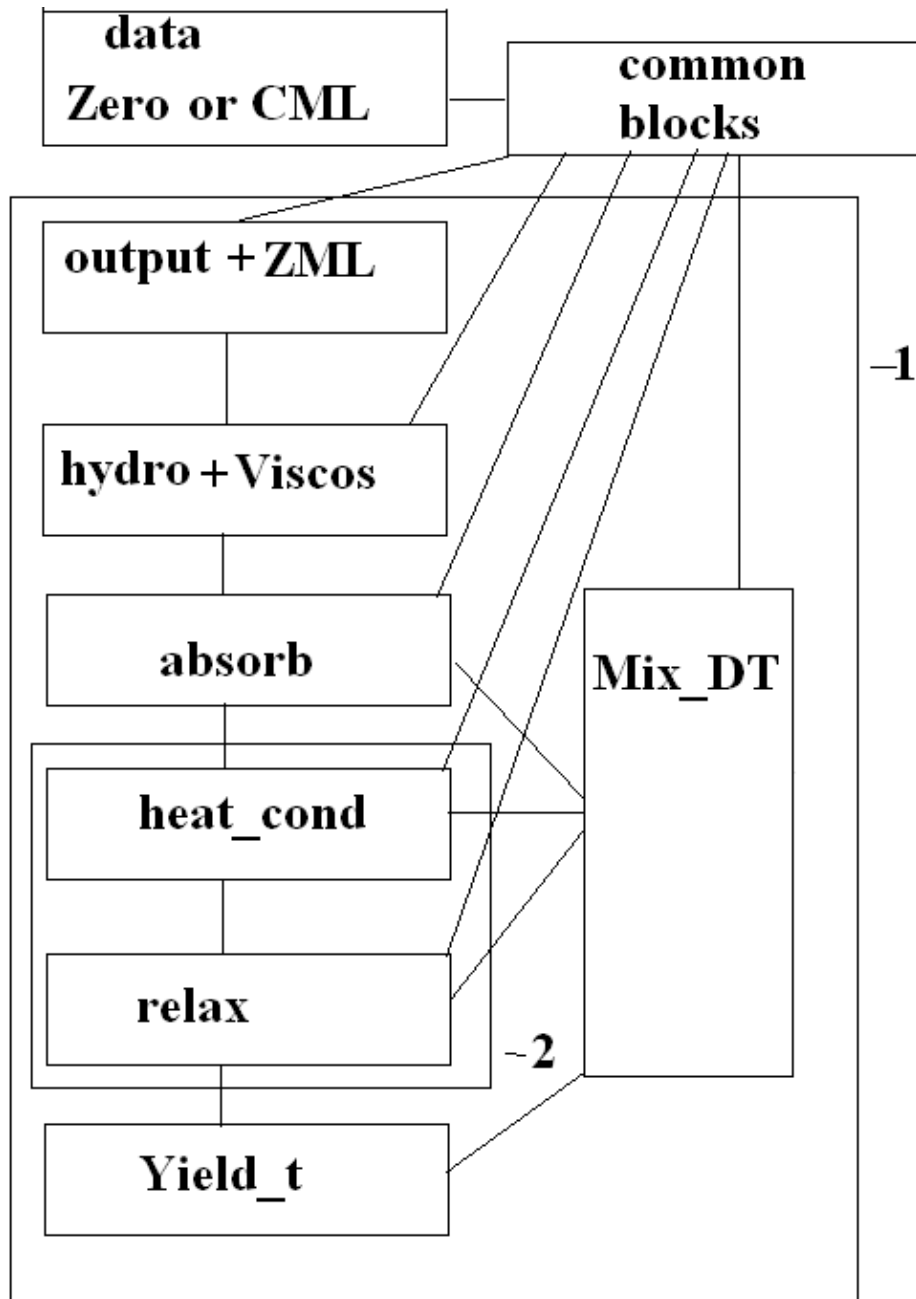


Рис.2.25 Алгоритм программы “Atlant_Sp_turb”.

Программа написана на языке ФОРТРАН и создана на основе программы “Atlant_Sp” в сферических лагранжевых координатах (r, θ, t) [11]. Блок «Zoro» задает начальные условия расчета, «CML» - обеспечивает считывание данных с диска, «ZML» - обеспечивает запись данных расчета на диск. В сферической программе “Atlant_Sp” вязкость рассчитывается в отдельной подпрограмме «Viscos». Разработана новая подпрограмма «Yield_t», входящая в

модуль “Mix_DT”, позволяющая рассчитывать термоядерные реакции и выход нейтронов с учетом того факта, что суммарная концентрация ДТ-смеси в лагранжевой ячейке может быть меньше 1 из-за примеси инертных веществ.

В тех подобластях, где параметр « $X_Puls0 \neq 0$ » расчет ведется по новой модели переноса энергии. Кроме этого, в программу введен новый массив « Xsi_DT », определяющий концентрацию ДТ-горючего в лагранжевой ячейке. Если « $Xsi_DT \neq 0$ », то в программе ведется расчет термоядерных реакций по формуле (2.15).

п.3. Моделирование сжатия лазерной термоядерной мишени. Обсуждение результатов

На рис. 2.26 показана концептуальная схема мишени для достижения плотной замагниченной термоядерной плазмы, предложенная автором диссертации (а) и временная форма лазерного импульса (b).

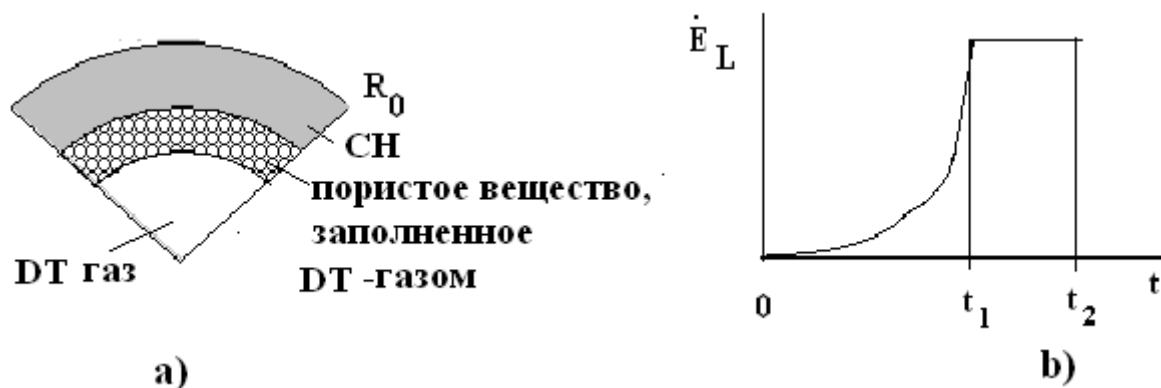


Рис.2.26 Конструкция мишени (а) и временная форма лазерного импульса (b) при энергии $E_L = 10^6$ Дж, $t_1 = 16$ нс, $t_2 = 20$ нс, $R_0 = 2,02$ мм

Была выполнена серия расчетов по программе “Atlant_Sp_turb” с целью определения оптимальных параметров мишени для лазерной установки «магаджоульного масштаба энергии» [68]. Лазерный импульс имел длительность 20 нс, из них в течении 16 нс мощность излучения нарастала по кубическому закону ($\sim t^3$), затем оставалась постоянной по времени. Длина волны излучения 0,351 мкм. Мишень состояла из полимерной оболочки с радиусом 2,02 мм и массой 3,65 мг. На внутренней поверхности оболочки располагался пористый слой с толщиной 0,85 мм. Весь объем был заполнен ДТ-газом с начальной плотностью 3,71

млг/см³. На рис. 2.27а показаны распределения температуры и плотности вдоль радиуса в сжатой мишени на момент времени $t=15$ нс, когда ударная волна прошла область занятую пористым веществом (внутренняя граница имеет радиус $R_1=0,105$ см, а граница «оболочка-горючее» $R_2=0,119$ см). Температура в сжатой области «пористое вещество+горючее» $T_i \approx T_e \sim 0,1$ кэВ и скорость $V \approx 200$ км/с.

Величину СМП в этот момент можно оценить по формуле (2.10)

$$B \leq \frac{c}{e} \cdot \frac{T_e}{V \cdot l_p} \sim 10^7 \text{ Гс при } l_p = 0.5 \text{ мкм.}$$

На рис.2.27б показаны распределения температуры и плотности вдоль радиуса в сжатой плазме на момент максимального сжатия мишени $t_c=20.1$ нс.

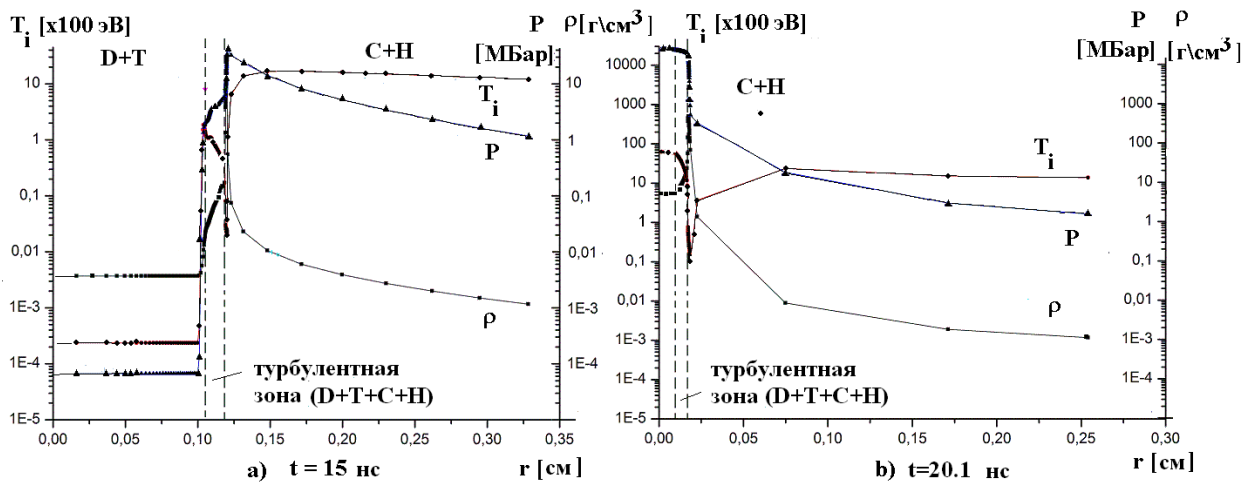


Рис.2.27 Распределения температуры ионов (T_i), давления (P) и плотности (ρ) вдоль радиуса сжатой мишени на моменты времени $t=15$ нс (а) и момент коллапса $t=20.1$ нс (б). Вертикальные штриховые линии показывают границу области, которую занимала пористая среда.

Эта область, является зоной развитого вихревого течения (зоной турбулентности). В рассмотренной модели не учитывалось развитие зоны турбулентного перемешивания за счет вещества внешней оболочки. В поле ускорения (торможения) турбулентный слой, вообще

говоря, будет расширяться. В простейшей модели, предложенной в [63], этот слой нарастает по диффузионному закону, причем коэффициент такой турбулентной диффузии

$$D_m = l_p^2 \sqrt{-\frac{\partial \ln \rho}{\partial z} \cdot \frac{\partial P}{\rho \partial z}}$$

зависит от эмпирического размера турбулентной пульсации l_p , (z -

пространственная переменная), ускорения и масштаба неоднородности плотности. Пользуясь

данными расчета, приведенного выше, можно оценить ширину турбулентного слоя на

момент максимального сжатия: $L_{mix} \sim \sqrt{D_m \cdot t}$. Взяв $t = 2$ нс (время торможения), $l_p \sim 0.5$ мкм,

$$\frac{\partial \ln \rho}{\partial z} \sim 100 \text{ см}^{-1}; \quad \frac{\partial P}{\rho \partial z} \sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см/с}^2, \text{ получим } D_m \approx 3.5 \text{ см}^2/\text{с} \text{ и } L_{mix} \leq 1 \text{ мкм.}$$

Поправка на величину L_{mix} не должна приведет к существенному изменению полученных результатов (хотя за счет внедрения дополнительного инертного материала в горючее может уменьшиться нейтронный выход).

Давление в центральной области $P_c = 2 \cdot 10^{16}$ дин/см², нейтронный выход равен $Y = 2 \cdot 10^{16}$,

относительное сжатие горючего $C_R = \frac{R_2^0}{R_2} = 11.7$. Коэффициент термоядерного усиления в

таких газонаполненных мишенях $G_{fus} = \frac{E_f}{E_L} = 2.82 \cdot 10^{-18} \frac{Y}{E_L [MJ]} = 0.05$, то есть на порядок

величины меньше, чем в случае криогенной мишени, рассмотренной в [69]. Но

газонаполненные мишени не требуют сложной криогенной техники для изготовления и

доставки мишени в камеру лазерной системы. К моменту коллапса мишени $C_R \geq 10$, и, так

как $B \sim r^2$, то во всей области сжатого горючего СМП будут достигать величины $\sim 10^9$ Гс.

При таких значениях магнитного поля параметры, характеризующие замагниченность

электронного потока (X_B) и отношение газодинамического давления к магнитному (β_B)

будут $X_B = \omega_B \cdot \tau_e = \frac{l_e}{R_L} \gg 1$, $\beta_B = \frac{8\pi \cdot P}{B^2} \leq 1$. Здесь $\omega_B = \frac{eB}{m_e \cdot c}$ -циклотронная частота,

R_L -ларморовский радиус, l_e , τ_e - длина свободного пробега ударами электронов.

При произвольной ориентации пористых ячеек и вихрей генерирующиеся в процессе сжатия мишени магнитные поля будут иметь хаотически распределенные направления.

Для регулярной направленности магнитных моментов необходимо такое вещество сделать

в виде навитых на ось «нанотрубок». Другой способ ориентации магнитных моментов –

наложение достаточно сильного ориентированного вдоль направления φ магнитного

поля. Такое поле можно создать при облучении сжатой мишени сверхмощными

короткими импульсами (в момент максимального сжатия) с интенсивностью более 10^{18} Вт/см² с двух сторон (вдоль оси OZ). Поглощение излучения в окрестности критической поверхности приведет к формированию двух пучков надтепловых электронов, которые проникнут в сжатое горючее и создадут дополнительный нагрев области вблизи оси OZ, то есть дополнительный поперечный градиент температуры. Из-за скрещенных градиентов температуры и плотности будут генерироваться спонтанные магнитные поля, имеющие ориентацию силовых линий по направлению φ , что приведет к ориентации магнитных моментов, созданных вихрями в плазме.

Таким образом, полученная в результате сжатия термоядерная плазма будет замагниченной, что требуется для моделирования «звездной материи» в лабораторных условиях.

Основные результаты §3.

1. При взаимодействии мощного лазерного импульса с пористой средой формируются высокотемпературные вихревые структуры, которые приводят к генерации мелкомасштабных спонтанных магнитных полей.
2. Автором предложена концептуальная схема лазерной термоядерной мишени. На основании численных расчетов показано, что в таких мишенях могут быть достигнуты достаточно большие потоки термоядерных частиц ($\sim 10^{16}$) в замагниченной, сжатой до плотностей 100 г/см³, горячей ($\sim 3-6$ кэВ) ДТ- плазме.
3. Разработана новая версия двумерной программы “Atlant_Sp_turb”, позволяющая рассчитывать сжатие сферических мишеней, содержащих слои из мало плотного пористого вещества.

ГЛАВА 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФОРПЛАЗМЫ ДЛЯ ЛАЗЕР-ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА

§1. Комбинированный нагрев плазмы с помощью лазера и токового разряда

Схема такого комбинированного нагрева плазмы заключается в следующем: при облучении мощным лазером катода (либо анода) формируется плотная высоко зарядная плазма (формплазма). Затем через эту форплазму пропускается мощный короткий импульс тока. С помощью такого комбинированного подхода планируется создать компактный, достаточно мощный источник многозарядных ионов и рентгеновского излучения. По сравнению с обычными пинчами, такой источник будет обладать большой скоростью нарастания токового импульса (так как лазер позволяет создать плотную горячую форплазму за времена на порядки величины более короткие, чем при обычном даже очень мощном токовом разряде [70-74]). Такой источник можно будет использовать для лабораторных исследований, в частности, в технических университетах.

Целью исследований является изучение параметров плазмы, образующейся при воздействии мощных коротких лазерных импульсов на алюминиевую мишень с помощью методов математического моделирования, анализ опубликованных экспериментальных данных, а также разработка упрощенной модели и вывод соотношений подобий, позволяющих рассчитать параметры такой «форплазмы» (массу и количество свободных зарядов). Это позволяет, использовать полученные выражения для расчета эволюции поведения двухкомпонентной плазмы (лазерной и электроразрядной) и условий возникновения пинчевания в катодной струе вакуумного лазерно-индуцируемого искрового разряда

§2. Расчеты параметров плазмы при взаимодействии пикосекундного лазера с конденсированной мишенью

С помощью двумерного кода «Atlant_C» [11] в цилиндрических координатах (r, z, t) были проведены численные расчеты, моделирующие формирование высокотемпературной плазмы под действием мощного импульса Nd лазера.

На рис.3.1 показаны результаты двумерных расчетов формирования плазмы, образованной при облучении алюминиевой фольги толщиной 5 мкм Nd -лазером со

следующими параметрами: длина волны излучения $\lambda=1.06$ мкм, энергия в импульсе $E_{las}=50$ мДж. Лазерный импульс имел треугольную временную форму с моментами времени при вершинах $t_1=0$, $t_2=27$, $t_3=54$ пс, распределение интенсивности в поперечном направлении $I_2(r)=const/exp((r/R_f)^2)$, где $R_f=160$ мкм.

На рис.3.1a,b показаны распределения плотности (ρ), электронной температуры (Te) и заряда (Zi) вдоль оси OZ ($r=0$) на моменты времени 30 и 60 пс.

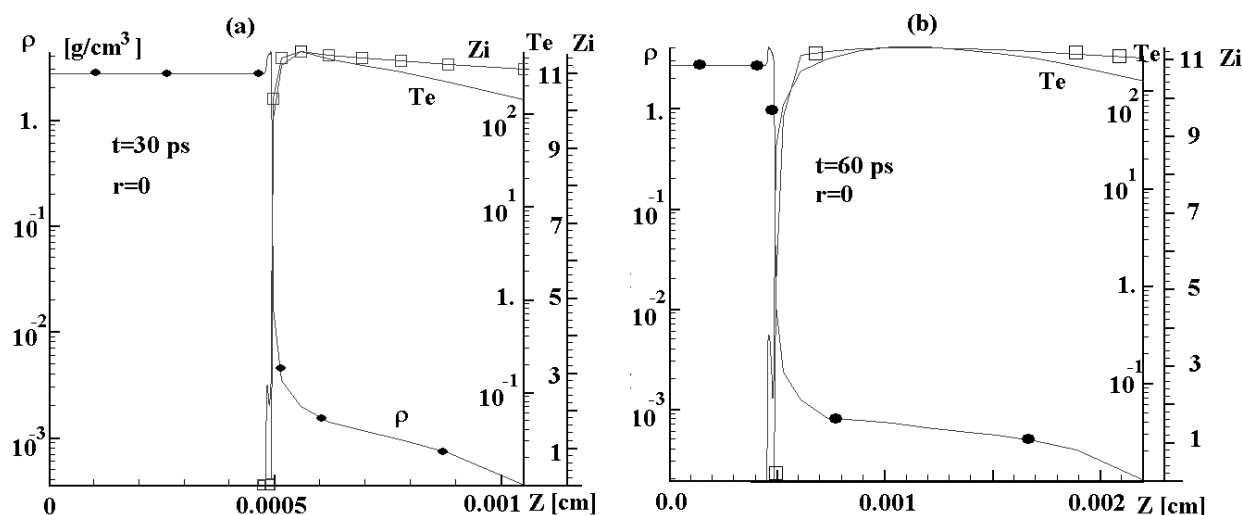


Рис.3.1 Распределения плотности (ρ), электронной температуры (Te) и среднего заряда в ячейке (Zi) вдоль оси OZ ($r=0$) на моменты времени $t_1=30$ (a) и $t_2=60$ пс (b).

Видно, что в мало плотной разлетающейся плазме максимальный заряд достигает значения $Zi=11$, а в процессе разлета этот заряд практически не уменьшается (происходит «закалка зарядов ионов» [16]). Средний заряд в разлетающейся плазме (то есть в плазме с положительным значением компонента скорости $V_z > 0$ и плотностью меньшей 1 г/см^3),

можно вычислить по формуле по формуле $\bar{Q} = \frac{\sum_k \Delta M_k \cdot Zi_k}{\sum_k \Delta M_k}$, k - индекс суммирования,

ΔM_k - масса лагранжевой ячейки. тогда получим $\bar{Q} \approx 7$. В основном, лагранжевые ячейки с таким зарядом имеют плотность 10^{-2} - 10^{-1} г/см^3 и разлетается со скоростью V_z от 10 до 200 км/с. По мере разлета такая плазма будет частично рекомбинировать, и как видно из двумерных расчетов, значение поперечной компоненты скорости V_r возрастает быстрее, чем соответствующее значение V_z .

Таким образом, к концу лазерного импульса плазма с зарядом $Z_i \approx 11$ имеет плотность $\rho \leq 10^{-3}$ г/см³ и разлетается со скоростями $500 \leq V_z \leq 3000$ км/с, причем скорость разлета этих частиц, в основном, направлена вдоль оси OZ (то есть $V_z \gg |V_r|$). Основная масса плазмы летит с заметно меньшими скоростями, причем частично рекомбинирует в процессе разлета. Диаграмма направленности потока такой плазмы будет существенно шире, чем плазмы с $Z_i \approx 10-11$.

На рис.3.2 показано поле электронной температуры в плазме на момент времени 54 пс (то есть к концу лазерного импульса). По мере возрастания радиуса R температура, скорость разлета и заряд ионов убывают.

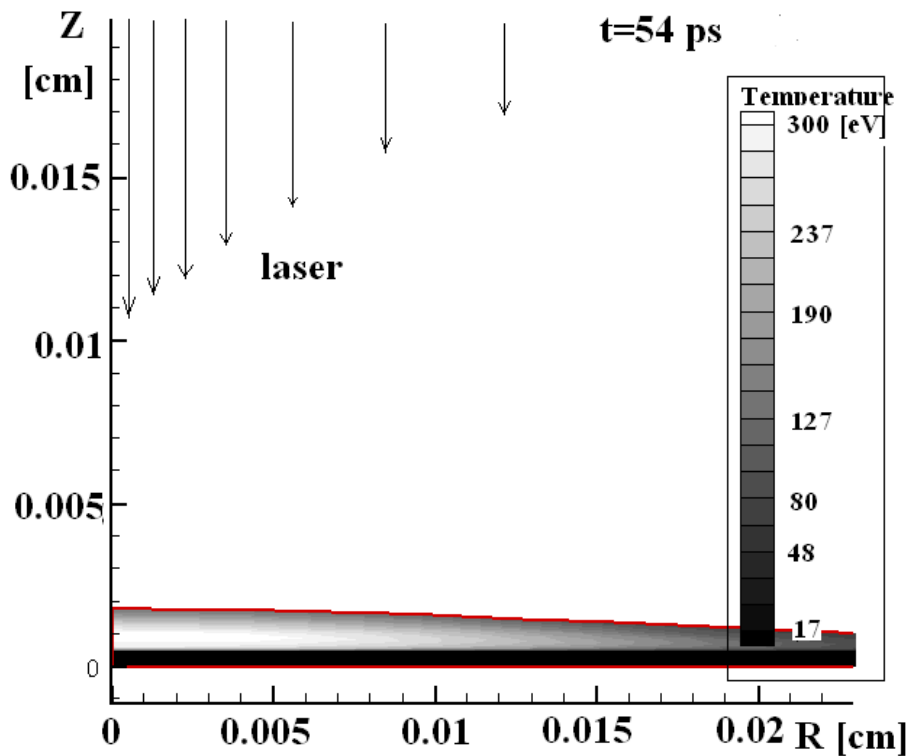


Рис.3.2 Поле электронной температуры плазмы на момент времени 54 пс.

Из рис.3.1-3.2 видно, что продольная протяженность плазмы (L_z) к концу лазерного импульса существенно меньше, чем ее поперечный размер, в частности $L_z \ll R_f$. Поэтому влиянием краевых условий на течение плазмы, в первом приближении можно пренебречь.

§3. Соотношения подобия для определения потоков массы и заряда форплазмы

Ниже представлена физико-математическая модель, полученная с помощью численного моделирования, позволяющая определить потоки массы и заряда. В расчетах предполагалось, что на мишень падает лазерный поток, имеющий постоянное в поперечном направлении значение интенсивности, а на правой границе реализуются условия абсолютно упругой теплоизолированной стенки. Таким образом, задача становится одномерной и зависит только от переменных z и t .

В расчетах варьировалась максимальная интенсивность лазерного излучения (I_m), длительность лазерного импульса (τ) длина волны излучения (λ). Фиксировалась: временная форма импульса (прямоугольный треугольник с основанием τ и высотой I_m) и материал мишени – алюминиевая фольга толщиной 5 мкм. Рассчитывались значения массы разлетающейся плазмы и ее суммарного заряда ионов (соответственно, и зарядов свободных электронов, так как плазма – «квазинейтральная»), как функции от параметров I_m , τ , λ .

В *первой серии* расчетов фиксировались значения длительности импульса $\tau=30$ пс и длины волны лазера $\lambda=1.06$ мкм, а интенсивность I_m – изменялась. В таблице представлены результаты расчетов массы разлетающейся плазмы ΔM в [нг] и заряда в [мкКл] к моменту $t=30$ пс, выполненные с использованием УСВ: ZRI и QEOS (см. §1 гл.2). I_m взят в единицах [10^{12} Вт/см²]. Символ ZRI/ZQ указывает, что суммарный заряд плазмы рассчитан по модели ZRI, а $QEOS/ZQ$ - по модели QEOS. Аналогичные обозначения введены для суммарной массы плазмы (ΔM в нг) и максимального давления за фронтом ударной волны в конденсированном веществе на момент максимальной интенсивности лазерного излучения (P_m в 10^{12} дин/см²), рассчитанной по разным моделям.

Видно, что расхождения в полученных значениях – не велики, что позволило нам, в дальнейшем, пользоваться более экономичной моделью.

Таблица 6

I_m	0.21225	0.849	3.4	8.49	84.9
ZRI / ZQ	38	96.1	234	387	1781
$ZRI / \Delta M$	2.56	4.87	9.45	11.5	44.1
ZRI/P_m		0.33		2.6	19.1
$QEOS/ ZQ$	42.6	97.2	233	402	1810
$QEOS/\Delta M$	3.1	4.86	8.83	13	44.7
ZRI/P_m		0.35		2.47	17.8

На рис.3.3 показаны результаты расчетов (черная кривая) и аппроксимации (серая кривая) в предположении, что существует степенная зависимость от I_m .

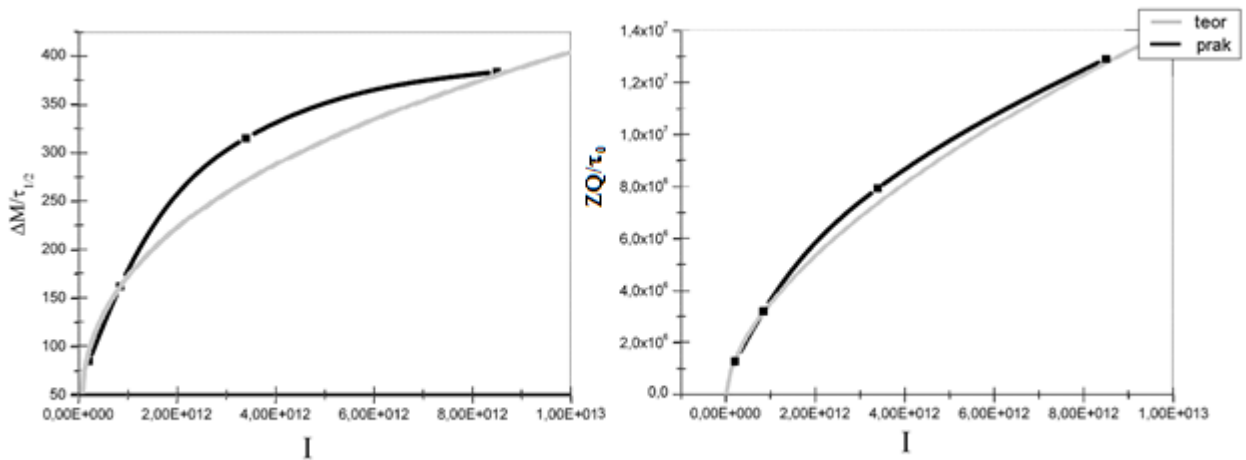


Рис.3.3. Зависимости потоков массы (а) и свободного заряда (б) в плазме на момент окончания импульса от интенсивности излучения (I_m).

Получились следующие зависимости $(\Delta M / \tau) \sim I_m^{0.37}$, $(ZQ / \tau) \sim I_m^{0.6}$.

Во второй серии расчетов предполагалось, что фиксированными параметрами являются $I_m = 8.49 \cdot 10^{11}$ Вт/см² и длина волны излучения $\lambda = 1.06$ мкм, а длительность импульса τ – варьировалась.

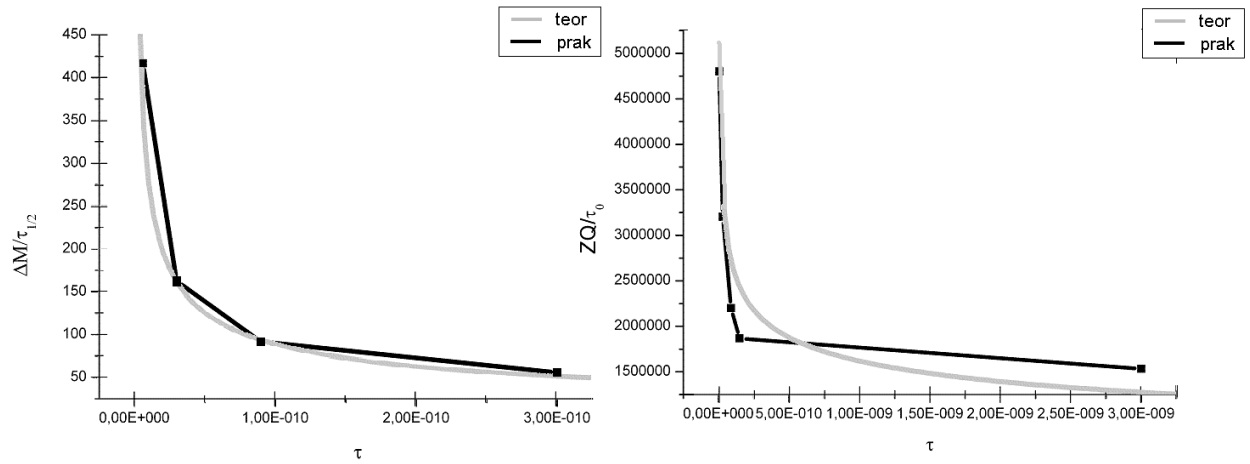


Рис.3.4. Зависимости потоков массы (а) и свободного заряда (б) от длительности импульса.

Получились следующие зависимости $(\Delta M / \tau) \sim \tau^{-0.5}$, $(ZQ / \tau) \sim \tau^{-0.2}$.

В третьей серии расчетов фиксировались значения $I_m = 8.49 \cdot 10^{11}$ Вт/см² и $\tau = 30$ пс, а менялась длина волны излучения λ .

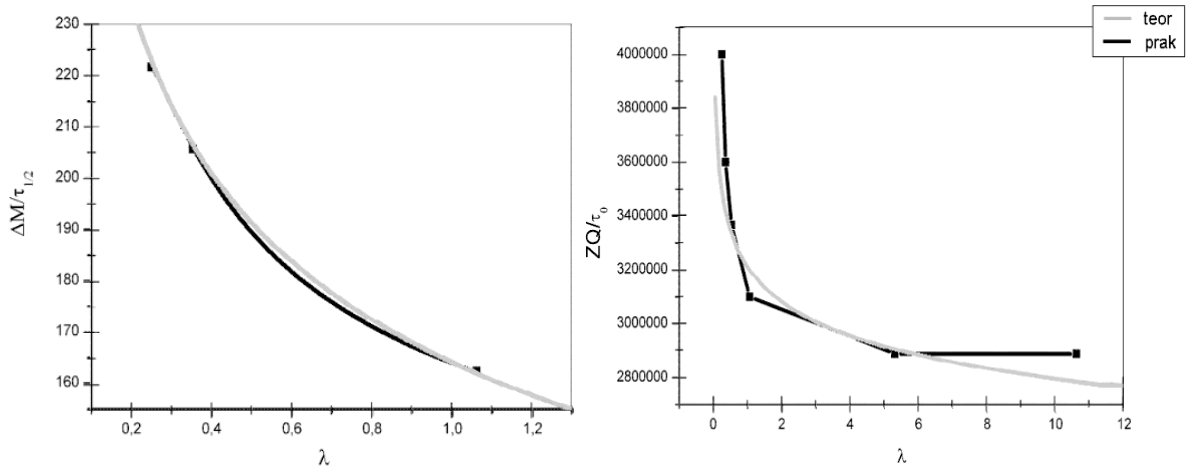


Рис.3.5. Зависимости потоков массы (а) и свободного заряда (б) от длины волны излучения.

Получились следующие зависимости $(\Delta M / \tau) \sim \lambda^{-0.2}$, $(ZQ / \tau) \sim \lambda^{-0.06}$.

Во всех представленных расчетах полагалось, что лазерное излучение распространяется строго вдоль оси OZ , поглощается за счет обратного тормозного механизма в плазме, а поток, достигший критической поверхности, поглощается в ближайшей лагранжевой ячейке. Таким образом, в этих расчетах предполагается 100% поглощение лазера.

На основании аппроксимации численных решений получены зависимости потоков массы ($\dot{M} = (\Delta M / \tau)$) и заряда (ZQ / τ) плазмы от указанных выше параметров (так называемые «скэйлинги»). В предположении 100% поглощения лазерной энергии они имеют следующий вид

$$\dot{M} = 8,27 \cdot 10^4 \cdot \left(\frac{I_m}{I_0} \right)^{0.37} \cdot \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^{-0.5} \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-0.2} \quad [\Gamma \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}], \quad (3.1)$$

$$ZQ / \tau = 1.63 \cdot 10^9 \cdot \left(\frac{I_m}{I_0} \right)^{0.6} \cdot \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^{-0.2} \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-0.06} \quad [\text{Кл} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}] \quad (3.2)$$

В качестве «базовых» параметров были заданы следующие значения $I_0 = 8.49 \cdot 10^{11}$ Вт/см², $\tau_0 = 30$ пс, $\lambda_0 = 1.06$ мкм.

На основании численных расчетов были получены также соотношения, позволяющие определить давление за фронтом такой волны в зависимости от параметров лазерного импульса:

$$P = P_0 \cdot \left(\frac{I}{I_0}\right)^{0.83} \cdot \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^{-0.1} \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^{-0.15}, \text{ здесь } P_0 = 0.356 \text{ [Мбар]}. \quad (3.3)$$

Заметим, что зависимость давления от длины волны излучения в случае пикосекундного лазерного импульса заметно резче, чем в случае наносекундного (смотри, (2.2-2.3) во второй главе). Объясняется это тем, что при пикосекундных импульсах не успевает сформироваться протяженная плазменная «корона». В используемой в расчетах модели лазерное излучение полностью поглощается в окрестности критической поверхности, где частота лазера сравнивается с собственной частотой колебания плазмы. Но частота собственных колебаний плазмы зависит от плотности, причем $\omega_p \sim \sqrt{\rho}$, так что $\rho_{cr} \sim \lambda^{-2}$. Чем короче длина волны излучения, тем в более плотные слои проникает лазерная волна.

Отметим что с уменьшением длины волны лазера, эффективность «лазер-плазменного» взаимодействия возрастает весьма существенно. Дело в том, что с уменьшением длины волны лазера возрастает доля поглощенной лазерной энергии.

§4. Об эффективности поглощения лазерного излучения

В одномерной постановке задачи возможны две модели поглощения лазера. Излучение распространяется строго вдоль оси, поглощаясь за счет обратного тормозного механизма (о.т.м.), а далее 1) доходит до критической поверхности и поглощается в ее окрестности; 2) отражается от критической поверхности и проделывает соответствующий путь в обратном направлении (поглощаясь частично за счет о.т. м.). Излучение, достигшее внешней границы плазмы, отражается. Полученные выше соотношения соответствуют первой модели (100% поглощение). Учет отражения строго назад приводит к следующим зависимостям от длины волны и длительности лазерного импульса.

Доля поглощенной лазерной энергии рассчитывалась по следующей формуле:

$\frac{E_{las} - E_{ref}}{E_{las}}$, где E_{las} , E_{ref} - значения падающей на мишень и отраженной от плазмы лазерной энергии. В следующих двух сериях расчетов учитывалось отражение лазерного излучения.

В четвертой серии расчетов фиксировались интенсивность ($I_0 = 8.49 \cdot 10^{11}$ Вт/см²), и длина волны лазера $\lambda_0 = 1.06$ мкм, но менялась длительность импульса. Видно, что с увеличением длительности импульса возрастает доля поглощенной лазерной энергии, так как нарастает протяженность самой плазменной «короны». Однако зависимость – нелинейная, и по мере увеличения длительности импульса (а, следовательно, и увеличения падающей лазерной энергии) скорость роста уменьшается.

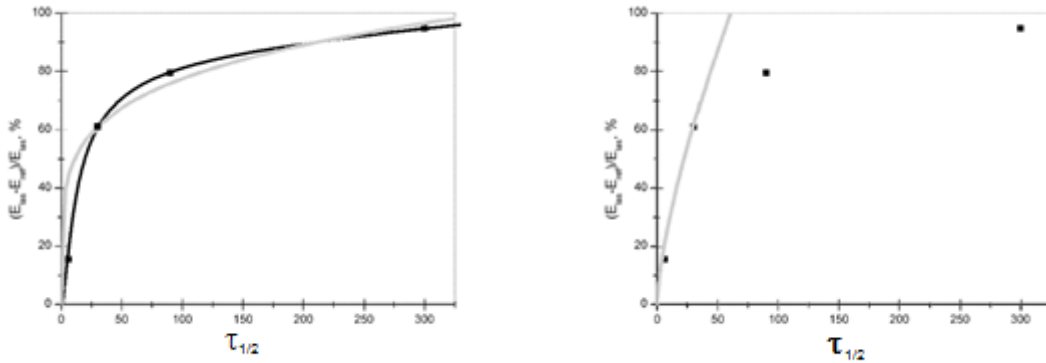


Рис.3.6 Зависимость доли поглощенной лазерной энергии от длительности импульса. Показаны аппроксимации для случаев $\tau \geq \tau_0$ (показатель степени роста $\beta=0.2$) и $\tau < \tau_0$ (показатель степени роста $\beta=0.7$).

Не удастся подобрать одинаковую степенную зависимость доли поглощенной энергии от длительности импульса для всех случаев (смотри рис.3.6). Поэтому вся область параметров была разбита на две части: $\tau \geq \tau_0$ и $\tau < \tau_0$, причем $\tau_0 = 30$ пс (базовое значение). При таком подходе параметр $\beta=0.2$, если $\tau \geq \tau_0$, и $\beta=0.7$, если $\tau < \tau_0$.

В пятой серии расчетов фиксировались длительность лазерного импульса $\tau_0 = 30$ пс и интенсивность излучения $I_0 = 8.49 \cdot 10^{11}$ Вт/см², а менялась длина волны лазера λ .

На рис.3.7 представлены результаты расчетов:

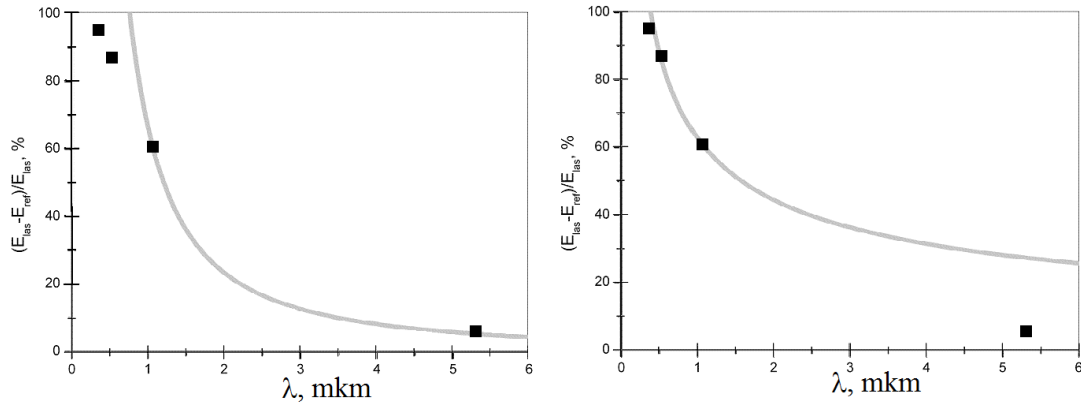


Рис.3.7 Зависимости доли поглощенной энергии от длины волны излучения для случаев $\lambda \geq \lambda_0$ (показатель степени $\alpha=-1.5$) (а) и $\lambda < \lambda_0$ (показатель степени $\alpha=-$

Видно, что с уменьшением длины волны лазера возрастает доля поглощенной энергии. При базовых параметрах лазера ($I_0 = 8.49 \cdot 10^{11}$ Вт/см², $\tau_0 = 30$ пс, $\lambda_0 = 1.06$ мкм) приблизительно 60% энергии поглощается в плазме. Общая зависимость имеет вид:

$$\frac{E_{las} - E_{ref}}{E_{las}} = 0.6 \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^\alpha \cdot \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^\beta, \alpha = \begin{cases} -0.4, & \lambda \leq 1 \text{ мкм} \\ -1.5, & \lambda > 1 \text{ мкм} \end{cases}; \beta = \begin{cases} 0.7, & \tau \leq 30 \text{ пс} \\ 0.2, & \tau > 30 \text{ пс} \end{cases} \quad (3.4)$$

Здесь E_{las}, E_{ref} - падающая и отраженная от плазмы энергия лазера.

При переходе на 2-ю гармонику излучения лазера (то есть уменьшая длину волны в 2 раза), можно существенно увеличить долю поглощенной энергии.

Следует отметить, что в одномерной плоской геометрии продольная протяженность плазменной короны будет больше, чем в трехмерном случае, причем чем больше длительность импульса и длина волны, тем существенней будут эти различия.

§5. Сравнительный анализ параметров в случае пико- и наносекундных лазерных импульсов. Сравнение с данными экспериментов

При создании лазер-плазменного источника можно использовать различные типы лазеров в широком диапазоне параметров импульсов. Полную оптимизацию параметров лазерных систем для соответствующего источника сделать нельзя из-за отсутствия необходимой информации. Численное моделирование и анализ опытных данных позволяют сделать предварительное сравнение отдельных устройств такой системы. Было проведено сравнение двух типов лазеров (пикосекундной и наносекундной длительности, с умеренной интенсивностью $I_m \sim 10^{11}$ Вт/см²) применительно к задаче формирования «форплазмы». Отметим, что экспериментальные данные носят, в основном, интегральный по пространству и времени характер, а численное моделирование позволяет определять локальные значения термодинамических величин в широком диапазоне параметров лазера.

Из приведенных формул (3.1-3.2) видно, что для Nd лазера ($\lambda = 1.06$ мкм) при полной длительности импульса 60 пс ($\tau_{0,5} = 30$ пс) и интенсивности $I_0 = 2 \cdot 10^{11}$ Вт/см² $\dot{M} = 4,84 \cdot 10^4$ г/см²·с и $\dot{Z}_Q = 6,85 \cdot 10^8$ Кл/см²·с. Тогда при начальной плотности алюминия 2.7 г/см³ получим, что в плазму превращается слой с толщиной порядка $d = 10$ нм за время 60 пс. При полной длительности 6 нс ($\tau_{0,5} = 3$ нс) и остальных параметрах таких же, как в первом случае, $\dot{M} = 4,84 \cdot 10^3$ г/см²·с и $\dot{Z}_Q = 1,93 \cdot 10^8$ Кл/см²·с. Откуда за время 6 нс получаем толщину слоя $d \sim 100$ нм, то есть на порядок больше. Следовательно, при образовании «форплазмы» под действием пикосекундного импульса ионизуется лишь поверхностный слой мишени. (Физикам-экспериментаторам следует обратить внимание на этот факт, поскольку при анализе ионных спектров в случае пикосекундных импульсов плазма будет формироваться из поверхностного слоя, где могут находиться загрязнения и окислы вещества мишени).

Было сделано две серии расчетов для следующих параметров Nd-лазеров, соответствующих экспериментам, которые проводились в ФИАН (Москва).

1 серия. Лазерный импульс имел треугольную временную форму с моментами времени при вершинах треугольника 0, 30 и 60 пс. Радиус пятна фокусировки $R_f = 150$ мкм, энергия в импульсе $5,01 \cdot 10^{-3}$ Дж, $\tau_{0,5} = 30$ пс. Интенсивность падающего лазерного излучения

задавалась в виде: $I(r,t)=I_1(t) \cdot I_2(r)$. Усредненная по импульсу интенсивность излучения

$$\bar{I} = \frac{E_{las}}{\tau_{0.5} \cdot \pi \cdot R_f^2} = 2.3 \cdot 10^{11} \text{ Вт.см}^{-2}. \text{ Мишенью являлась алюминиевая пластина.}$$

В *первом варианте* расчета моделировалась «квазиодномерная» задача, когда интенсивность излучения вдоль радиуса была постоянной $I_2=\text{const}$, причем радиус области счета $R_0=R_f$. Во *втором варианте* – двумерная задача, когда интенсивность вдоль радиуса изменялась по «гауссовому» закону $I_2=I/\exp(r/R_f)^2$, а радиус области счета $R_0=4 \cdot R_f$.

На рис.3.8 показаны распределения плотности и температуры электронов в плазме вдоль оси OZ на момент времени 30 пс (а) и 60 пс (б). Поскольку лазерный импульс был коротким, то к его окончанию вещество успело разлететься на продольное расстояние порядка 10 мкм, а температура в плазме достигала 50 эВ. На рис.3.9 показаны распределения среднего значения заряда по массовой координате на моменты времени 30 и 60 пс.

Для удобства сравнения результатов на два момента времени распределения зарядов ионов даны в зависимости от массовой координаты XMAS (в условных единицах). Видно, что с течением времени возрастает количество ионов. На переднем краю плазмы находятся ионы кратности ≥ 8 . Эти слои являются мало плотными и летят с большой скоростью, поэтому в них быстро наступает «закалка ионов». За время действия лазерного импульса возрастает количество ионов с кратностью 1-7. Плазма в этой области более плотная, поэтому в процессе разлета будет происходить частичная рекомбинация ионов.

Масса образовавшейся плазмы к концу импульса равна $\Delta M = \iint \dot{M} dt \cdot dS = 2,42 \text{ нг}$ (в первом варианте) и $\Delta M=5,79 \text{ нг}$ в двумерном расчете, а количество заряда $\Delta Q = \iint \dot{Q} dt \cdot dS = 2.82 \cdot 10^{-5} \text{ Кл}$ и $\Delta Q=4.26 \cdot 10^{-5} \text{ Кл}$ соответственно. Интегрирование ведется до момента времени 60 пс, и по площади фокального пятна $S = \pi R_0^2$. В первом варианте площадь в 4 раза меньше, чем во втором, то есть не учитывается «растекание тепла» в поперечном направлении.

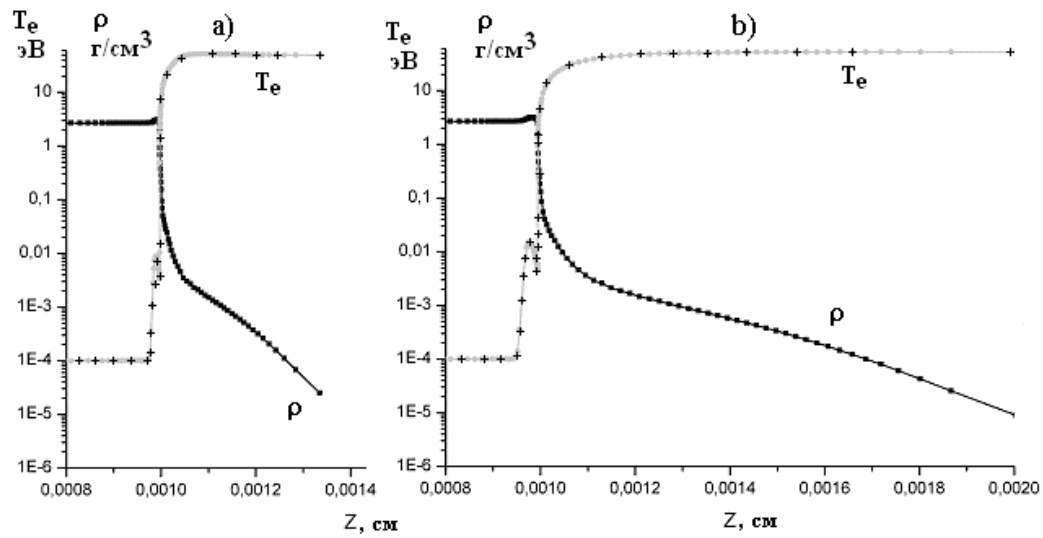
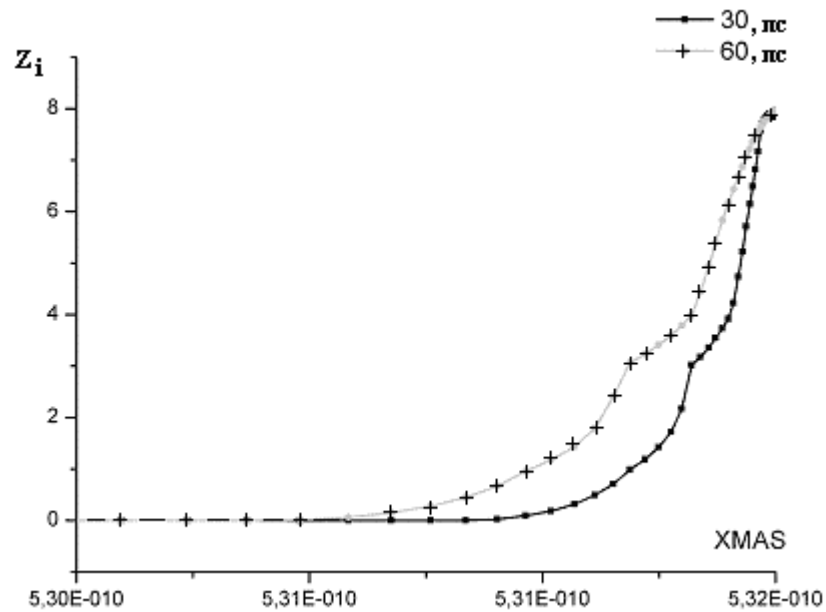


Рис.3.8 Распределения плотности и температуры вдоль оси OZ на моменты времени 30 (а) и 60 (б) пс. Показаны результаты «квази-одномерных» расчетов.



На рис.3.9 показаны распределения среднего значения заряда по массовой координате ($XMAS$) на моменты времени 30 и 60 пс.

2 серия. Лазерный импульс имел «трапецеидальную» временную форму с моментами времени при вершинах 0, 2, 6 и 8 нс. Радиус пятна фокусировки $R_f=50$ мкм, энергия в импульсе 0,111 Дж, $\tau_{0,5}=6$ нс. Интенсивность падающего лазерного излучения задавалась в виде: $I(r,t)=I_1(t)\cdot I_2(r)$.

В первом варианте второй серии, как и в предыдущей, моделировалась «квазиодномерная» задача, когда интенсивность излучения вдоль радиуса была постоянной $I_2=\text{const}$, причем радиус области счета $R_0=R_f$. Во втором варианте – двумерная задача, когда интенсивность вдоль радиуса изменялась по «гауссовому» закону $I_2=1/\exp(r/R_f)^2$, а радиус области счета $R_0=4\cdot R_f$. На рис. 3.10⁸ показаны поля плотности (а) и температуры электронов (б) на момент времени 5 нс.

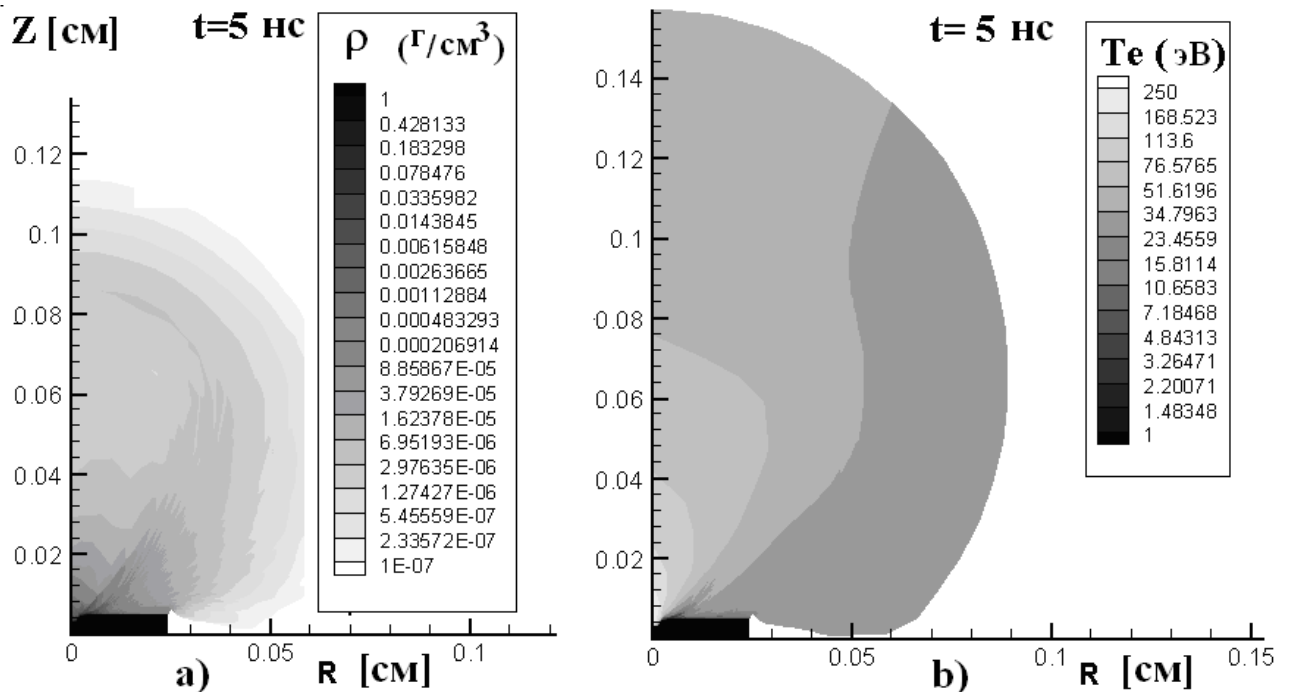


Рис.3.10 Поля плотности (а) и температуры (б) на момент времени 5 нс

Поскольку лазерный импульс был достаточно длинным, то к его окончанию вещество успело разлететься на продольное расстояние более 1000 мкм, температура в плазме была распределена неравномерно и достигала 250 эВ вблизи критической поверхности (смотри рис.3.10). В поперечном направлении плазма разлетелась на расстояние, превосходящее начальный поперечный размер области счета (напомним, что расчет велся в лагранжевых

⁸ Поле плотности на рисунке не соответствует полю температуры так как граничные ячейки с плотностью менее 10^{-7} г. не показаны

координатах, когда сетка «вморожена» в массу вещества). На рис. 3.10 показаны распределения плотности (а), температуры и заряда ионов (б) вдоль оси OZ на момент времени 5 нс. Из-за сильной деформации лагранжевой сетки счет был остановлен на этот момент времени.

На рис 3.11 показаны распределения плотность (а) и температуры (б) вдоль оси OZ на момент времени 5 нс.

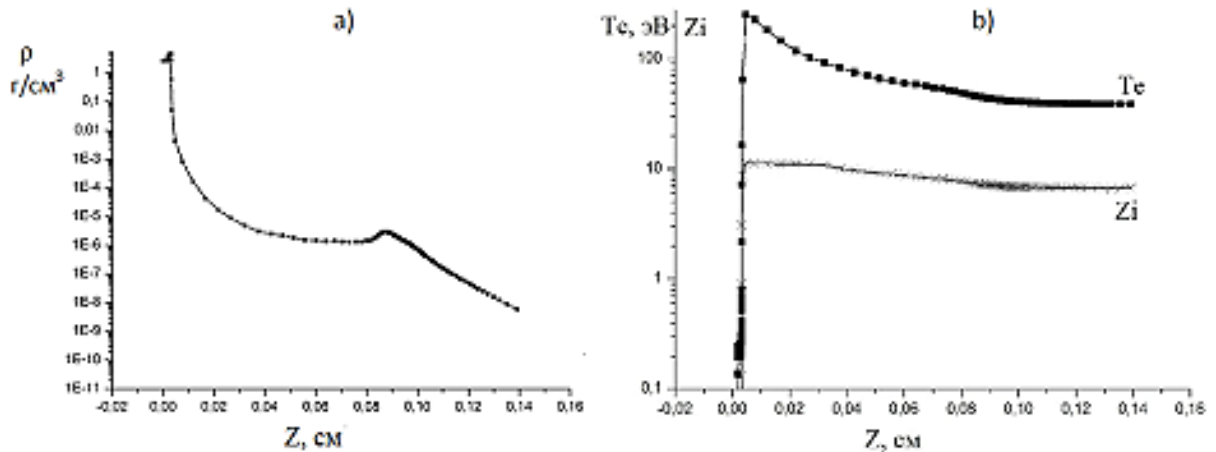


Рис.3.11. Показаны распределения плотности, температуры и заряда ионов плазмы вдоль оси OZ на момент времени 5 нс.

В этот момент времени масса плазмы равнялась $\Delta M = \iint \dot{M} dt \cdot dS = 6,72$ нг, а ее заряд $\Delta Q = \iint \dot{Z}_i dt \cdot dS = 10^{-4}$ Кл. В «квазиодномерном расчете» (первый вариант второй серии) на момент времени 5 нс получаем $\Delta M = 2.4$ нг и $\Delta Q = 8.5 \cdot 10^{-5}$ Кл, а к окончанию импульса ($t = 8$ нс) $\Delta M = 3.27$ нг и $\Delta Q = 1.1 \cdot 10^{-4}$ Кл.

Таким образом, при облучении алюминиевых мишеней импульсами пикосекундной и наносекундной длительностей с максимальной интенсивностью до 10^{12} Вт/см² формируется небольшая группа ионов с зарядом $Z_i > 8$. Следовательно, даже при таких умеренных интенсивностях лазерного излучения в лазерной плазме возможно существование высоко зарядных ионов.

Экспериментальное исследование некоторых параметров лазерной форплазмы было проведено в [74]. В указанной работе были получены спектры зарядового состава ионов лазерной плазмы для трех значений плотности мощности излучения на мишени: $5 \cdot 10^{11}$ Вт/см², $4,2 \cdot 10^{12}$ Вт/см² и $2 \cdot 10^{13}$ Вт/см², соответственно. В частности, в работе показано, что энергии ионов достигают величины 7 кэВ/ Z при плотности мощности на мишени

$4,2 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$. Также были получены спектры зарядового состава ионов при плотностях мощности $5 \cdot 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ и $2 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$. Анализ спектров зарядового состава ионов Al , полученных при различных отношениях E/Z , позволил установить, что максимальный заряд ионов, эмитируемых лазерной плазмой, равен $5+$ и $11+$ в случае воздействия на мишень пучком с плотностью мощности $5 \cdot 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ и $2 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$, соответственно.

Следует отметить, что, исходя из условий эксперимента, длина дрейфовой трубы в [74] составляла $\sim(50 - 70)$ см, поэтому из-за частичной рекомбинации зафиксированный средний заряд ионов был несколько ниже ($\bar{Z}_i \approx 5$), чем в расчетах, справедливых на момент окончания лазерного импульса ($\bar{Z}_i \approx 7 - 8$).

Экспериментальные данные не противоречат результатам расчетов. Выполненные автором диссертации вычислительные эксперименты позволяют дополнить и прояснить наблюдаемую в натурных экспериментах физическую картину явления, что является чрезвычайно важным при планировании новых исследований.

§6. Программа «LP - Лазерная плазма»

п.1. Физико-математическая модель

Формулы (3.1-3.3) позволяют, не прибегая к численным расчетам, определить термодинамические значения сжатого вещества и разлетающейся плазмы в зависимости от параметров лазерного излучения. Для этого можно воспользоваться соотношениями Гюгонио [16], связывающими термодинамические значения за фронтом ударной волны с соответствующими значениями в невозмущенном веществе в системе координат, движущейся со скоростью фронта ударной волны. Полагаем, что УСВ – идеальный газ с эффективным значением показателя адиабаты γ_{ef} получим:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right) &= \frac{(\gamma_{ef} + 1) + (\gamma_{ef} - 1)/ZP}{(\gamma_{ef} - 1) + (\gamma_{ef} + 1)/ZP} \\ u = u_0 - u_1 &= \sqrt{\left(\frac{P_0}{\rho_0} \right) \cdot (ZP - 1) \cdot \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_1} \right)} \\ ZP &= \frac{P_1}{P_0}, \quad (\gamma_{ef} - 1) \cdot \rho \cdot \varepsilon = P \end{aligned} \quad (3.5)$$

Здесь ε - удельная внутренняя энергия, индексом «0» отмечены значения перед фронтом ударной волны, а индексом «1» за фронтом. $P_{0(1)}$, $\rho_{0(1)}$, $u_{0(1)}$ – давление, плотность и скорость в подвижной системе координат (в неподвижной системе координат

вещество – покоится). $u=U_0 - u_I$ скорость движения вещества за фронтом ударной волны в лабораторной системе координат, $u_0 = V_{SW}$ – скорость распространения ударной волны.

Из численных расчетов получена интерполяционная формула, описывающая степень сжатия вещества за фронтом ударной волны как функцию от ZP , для различных материалов. Так для алюминия

$$ZRo = \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right) = a - (a - 1) / ZP^b \quad (3.6)$$

Интерполяционные коэффициенты $a=4$, $b =$ выведены из результатов расчетов.

Откуда с помощью (3.5) можно определить $\gamma_{ef} = \frac{(ZP - 1) \cdot (ZRo + 1)}{(ZP + 1) \cdot (ZRo - 1)}$, и вычислить u ,

$$\varepsilon(\rho) \text{ и } V_{SW}^2 = 0.5 \cdot ((\gamma_{ef} + 1) \cdot ZP + (\gamma_{ef} - 1)) \cdot \left(\frac{P_0}{\rho_0} \right) \quad (3.7)$$

Из (14) видно, что при $ZP = 1$, $V_{SW}^2 = \gamma_{ef} \frac{P_0}{\rho_0}$ - то есть квадрату скорости звука.

Таким образом, с помощью (3.1-3.2) можно определить параметры разлетающейся лазерной плазмы, а с помощью (3.3-3.7), определить все термодинамические величины за фронтом ударной волны в конденсированном веществе, при известных параметрах лазерного импульса и материала мишени.

В уравнении состояния вещества, которое используется в модели ZRI давление состоит из трех компонентов: $P = P_e + P_i + P_{el}$, то есть тепловые давления электронов (индекс «e»), ионов (индекс «i») и упругого давления (индекс «el»). Тепловые давления вычисляются согласно УСВ – идеальная плазма, но с учетом переменного значения Zi , а

$$\text{упругое давление: } P_{el} = \begin{cases} P_0 \cdot \left(\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{ZN} - 1 \right), & \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) > 1 \\ 0, & \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) < 1 \end{cases} \quad (3.8)$$

Начальное давление $P_0 = \frac{\rho_0 \cdot C_s^2}{ZN}$, ρ_0 , C_s - плотность и скорость звука в невозмущенном веществе, ZN – эмпирический коэффициент, для алюминия он приблизительно равен 3.5 [16]. Если P из (10) оказывается $\leq P_0$, то по конденсированному веществу распространяется звуковая волна со скоростью $\approx C_s$.

Была разработана демонстрационная программа “LP - Laser plasma”, позволяющая определить параметры сжатого вещества (P_1 , ρ_1 , γ_{ef} , u , ε , W_S), а также параметры

разлетающейся плазмы \dot{M} , \dot{Z}_0 для известных значений I , λ , τ , не прибегая каждый раз к громоздким вычислениям с помощью программы “Atlant_C”.

Была разработана демонстрационная программа «LP -Laser plasma», позволяющая определить параметры сжатого вещества (P_1 , ρ_1 , γ_{ef} , u , ε , V_s , V_a), а также параметры разлетающейся плазмы для известных значений I , λ , τ , не прибегая каждый раз к громоздким вычислениям с помощью программы “Atlant_C”. Следует отметить, что в случае $\tau \sim 10-100$ пс температура плазмы возрастает в течение всего импульса даже, когда интенсивность излучения убывает.

При обращении к программе появляется рис.3.12 с кнопкой «Start».

На рис.3.12 схематически показана мишень и разлетающаяся лазерная плазма.

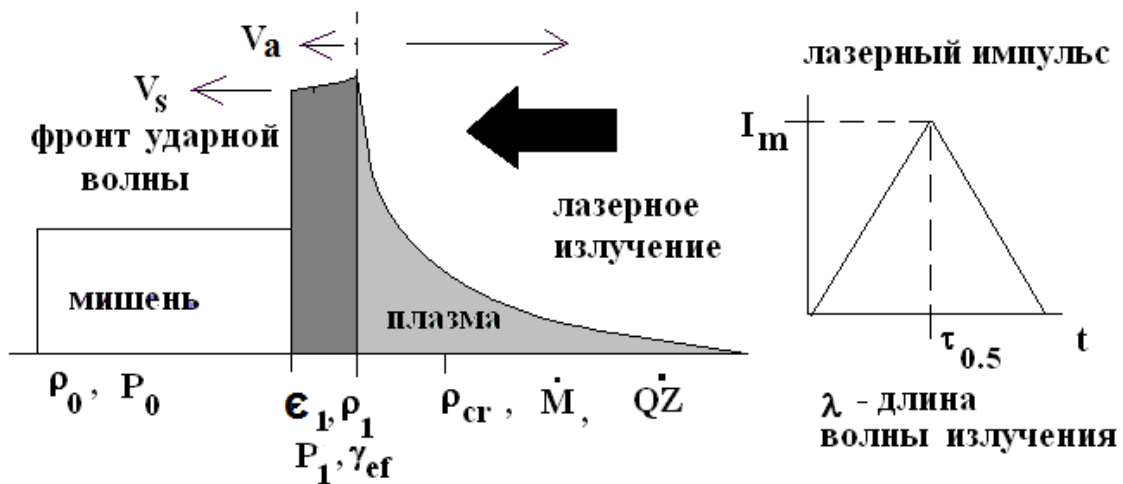


Рис.3.12 Слева - мишень и разлетающаяся навстречу лазерному лучу плазма; справа – временная форма лазерного импульса

После нажатия этой кнопки появляется панель управления (рис.3.13).

Введите параметры лазера

Максимальная интенсивность лазерного излучения (10^{11} Вт/см²):

Длительность импульса (по полувывсоте) в пикосекундах:

Длина волны лазерного излучения в мкм:

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ:

Поток массы:	(гр/см ² *сек)	ОК
Поток заряда:	(Кл/см ² *сек)	CLOSE
Давление:	(Мбар)	ГРАФИК (интенсивность)
Скорость у.в.:	см/сек	ГРАФИК (длина волны)
Скорость исп.:	см/сек	ГРАФИК (длительность)
Гамма:		
Плотность сж.в-ва:	г/см ³	

Рис.3.14 Панель управления программой

Параметры лазерного импульса вводятся в соответствующих «окнах» панели управления: «Максимальная интенсивность лазерного излучения в единицах 10^{11} Вт/см²», «Длительность лазерного импульса, взятая в пикосекундах» и «Длина волны излучения, взятая в микронах». После нажатия кнопки «ОК» в соответствующих окнах появляются результаты расчетов: «Поток массы», «Поток заряда», «Давление», «Скорость ударной волны», «Скорость фронта испарения», «Эффективное значение показателя адиабаты в сжатом веществе» и «Плотность сжатого вещества за фронтом ударной волны». Кнопка «CLOSE» завершает работу программы. Кнопка «Графики» позволяет построить графики зависимостей давления за фронтом ударной волны: а) от интенсивностей при заданных значениях длительности лазерного импульса и длины волны излучения; б) от длительности лазерного импульса при заданных значениях интенсивности и длины волны излучения; в) от длины волны излучения при заданных значениях интенсивности и длительности лазерного импульса.

п.2.Ограничения программы

Термодинамические величины получены в диапазоне интенсивностей $I=10^{12}$ - 10^{14} Вт/см², длительность импульса от 10 до 1000 пс, длина волны 0.25-1 мкм (то есть в диапазонах параметров лазера $10^{11} < I \cdot \lambda_2 < 10^{14}$ [Вт/см²·мкм²] и $10 < \tau < 1000$ [пс]).

Предполагается 100% поглощение лазерного излучения в плазме. Физико-математическая модель, использованная в программе «LP –лазерная плазма», является одномерной. В том случае, когда диаметр пятна фокусировки лазерного излучения оказывается меньше, чем $V_S \cdot \tau$ требуется учитывать поперечное распространение потока энергии (V_S – скорость звука в плазме, τ - длительность лазерного импульса). В случае лазеров с длительностью импульса ~ 60 пс этот масштаб ~ 1 мкм, то есть при условии хорошей однородности поперечного светового фронта результаты программы – достоверны. В случае лазера с длительностью ~ 1 нс этот масштаб уже составляет 100 мкм. При наличии «спекловой структуры» в лазерном пучке [38] этот масштаб уменьшится на порядок величины (до размеров «спекла»).

В программе введены данные по одному материалу (алюминию), но предусмотрены возможности расширения базы данных по другим веществам, которые могут быть использованы в качестве мишени.

п.3. Используемые технические средства и требуемые ресурсы

Программа написана на языке VISUAL BASIC и может быть адаптирована к любому персональному компьютеру типа PC IBM при наличии ОС Windows и Excel. Объем оперативной памяти 150 КБ, потребность в использовании графических средств: Excel. Свидетельство о государственной регистрации программы №2013612276 от 20.02.2013.

§7. Выводы и рекомендации

С помощью методов численного моделирования показано:

- при взаимодействии излучения Nd-лазера с энергией порядка 100 мДж и интенсивностью порядка 10^{12} Вт/см² с алюминиевой фольгой, формируется высокозарядная плазма в которой могут существовать две группы ионов с зарядом 10-11, разлетающиеся со скоростью более 500-1000 км/с (то есть с энергией 35-140 кэВ), имеющих преимущественное направление разлета, перпендикулярное поверхности мишени, и основная группа ионов с зарядом $Z_i < 7$, разлетающаяся с энергией 5-10 кэВ, имеющая более широкую диаграмму направленности;
- получены зависимости потоков массы и свободного заряда плазмы от интенсивности, длительности импульса и длины волны излучения греющего лазера.

- с уменьшением длины волны лазера существенно возрастает доля поглощенной энергии (что согласуется с результатами других авторов) и получена зависимость, описывающая этот факт;
- для рассматриваемых условий с увеличением длительности импульса растет доля поглощенной энергии. Однако скорость роста уменьшается с увеличением длительности импульса.
- при фиксированной интенсивности лазера использование пикосекундных импульсов приводит к формированию плазмы из слоя толщиной порядка 10 нм, в то время как наносекундный лазерный импульс ионизует слой на порядок больший. Это обстоятельство следует учитывать экспериментаторам при анализе ионных спектров. В частности, пикосекундный импульс может быть использован для очистки поверхности мишени от окислов и загрязнений (смотри, например, [75,76]). Таким образом, комбинированный пикосекундный плюс наносекундный лазерные импульсы могли бы служить источником формирования форплазмы.

Разработанная автором диссертации физико-математическая модель легла в основу программы «LP – лазерная плазма», которая позволяет физикам-экспериментаторам в режиме “*on-line*” определять параметры плазмы, а студентам и аспирантам, приступающим к таким исследованиям, в достаточно простой и наглядной форме изучать свойства лазерной плазмы и сжатого ударной волной вещества.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Развита физико-математическая модель и на основании вычислительных экспериментов и сравнения с опытными данными получены аналитические зависимости, позволяющие определить давление и скорость ударной волны в конденсированном веществе по параметрам лазерного излучения с интенсивностью $\sim 10^{13}$ - 10^{14} Вт/см².
2. Предложена физико-математическая модель переноса энергии в турбулентной плазме, образованной при взаимодействии мощных лазерных импульсов с пористыми мишенями. На ее основе созданы новые версии программ «Atlant_C_turb» (в цилиндрических координатах) и «Atlant_Sp_turb» (в сферических координатах). Продемонстрировано

хорошее согласие результатов вычислительных экспериментов с известными опытными данными, полученными на установке “PALS” (г. Прага, ЧР).

3. Развита физико-математическая модель и на основании вычислительных экспериментов получены аналитические зависимости, позволяющие определить массу и заряд форплазмы вблизи катода лазер-плазменного разряда (интенсивность лазерного излучения $\sim 10^{11}$ - 10^{12} Вт/см²). Создана программа «LP – лазерная плазма», которая позволяет в режиме “*on-line*” определять параметры разлетающейся плазмы и сжатого ударной волной вещества.

Актуальность исследований связана с потребностью развития физико-математических моделей для описания и интерпретации современных лазер-плазменных экспериментов и планирования новых дорогостоящих исследований.

Достоверность результатов диссертации опирается на физическую обоснованность моделей, решение систем дифференциальных уравнений в частных производных с помощью известных и хорошо обоснованных численных методов с использованием надежных программ, согласием с полученными в натуральных экспериментах данными, непротиворечивостью полученных автором результатов с данными предшествующих исследований.

Все положения, выносимые на защиту, получены *лично автором, либо при его определяющем творческом вкладе.*

Результаты диссертации докладывались на Всероссийских и Международных научных конференциях (всего 17, список приводится ниже) и опубликованы в Российских и Международных журналах (список приводится ниже, всего -17 наименований, из них 5 из списка ВАК, они выделены жирным шрифтом).

Результаты диссертации имеют важную *практическую значимость* и могут быть использованы в исследованиях, которые проводятся в МГТУ МИРЭА, Физическом институте им. П.Н. Лебедева, Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН, в Международном учебно-научном лазерном центре МГУ им. М.В. Ломоносова, в Физическом институте Чешской АН, Пражском техническом университете и других научных лабораториях.

Список цитируемой литературы

1. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Условия разогрева плазмы излучением оптического генератора. // ЖЭТФ - 1964
2. Проблемы лазерного термоядерного синтеза, под.ред. А.А.Филюкова, АТОМИЗДАТ, Москва 1976
3. *E. Teller* // Fusion, Academic Press, NY, 1981
4. Дж. Дюдерштадт, Г. Мозес, Инерциальный термоядерный синтез, ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ, Москва 1984
5. Н.Г.Басов, И.Г.Лебо, В.Б.Розанов, Физика лазерного термоядерного синтеза, ЗНАНИЕ, Москва, 1988
6. Самарский А.А., Вестник АН СССР, 1979, №5
7. О.М. Белоцерковский, Ю.М. Давыдов, Метод крупных частиц в газовой динамике, Вычислительный эксперимент, НАУКА ФИЗМАТЛИТ, Москва 1982
8. А.А.Самарский, А.П. Михайлов, Математическое моделирование, НАУКА ФИЗМАТЛИТ, Москва 1997
9. Я.Б.Зельдович, Ю.П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, НАУКА ФИЗМАТЛИТ, Москва, 1966
10. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Розанов В.Б., Основные уравнения динамики и кинетики лазерной плазмы. Труды ФИАН, Наука, Москва, 1982
11. A.V. Iskakov, I.G. Lebo, V.F. Tishkin. 2D numerical simulation of the interaction of high-power laser pulses with plane targets using the "ATLANT_C" Lagrangian code. // Journal of Russian Laser Research, v.21,N3, 247-263, 2000
12. И.Г.Лебо, В.Ф. Тишкин, Исследование гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза, ФИЗМАТЛИТ, Москва, 2006
13. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме, НАУКА, Москва, 1967
14. В.П.Силин. Параметрические неустойчивости. Москва, Наука, 1980
15. Ю.В. Афанасьев, Н.Н. Демченко, О.Н. Крохин, В.Б. Розанов. В сб. Труды ФИАН, т.134, Наука, Москва.
16. I.G. Lebo, N.N. Demchenko, A.V. Iskakov, J. Limpouch, V.B. Rozanov, V.F. Tishkin. Simulation of high-intensity laser-plasma interactions by use of 2D Lagrangian code "Atlant-He". // Laser and Particle Beams, 22, 267-273, (2004)

17. А.А.Самарский, Ю.П.Попов, Разностные методы решения задач газовой динамики, НАУКА, Москва, 1980
18. А.А.Самарский, Теория разностных схем, НАУКА ФИЗМАТЛИТ, Москва, 1983
19. Избранные труды А.А. Самарского. МАКС Пресс, Москва, 2003
20. Волкова Р.А., Головизин В.М., Коршунов В.К., Двумерные вариационно-разностные схемы газовой динамики с мультиплетным числом термодинамических степеней свободы. Препринт ИПМ АН СССР, №64, Москва, 1982
21. С.И. Брагинский. Явления переноса в плазме. Вопросы теории плазмы. Под редакцией П.А. Леонтовича. Москва, Госатомиздат, вып.1, 183-272, (1963)
22. В.Ф. Тишкин, А.П. Фаворский, М.Ю. Шашков. Алгоритм численного решения второй краевой задачи для уравнения теплопроводности на прямоугольной сетке. Препринт ИПМ АН СССР №7, Москва, 1979
23. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Крохин О.Н., Розанов В.Б. ЖЭТФ, 71, 594, (1976)
24. Fabbro et al. Phys. Rev. A. 26, 2289, (1982; Fabbro R, Max C., Fabre E. // Phys. Fluids, 28, 2585, (1985)
25. Mora P., // Phys. Fluids, **25**, 1051 (1982).
26. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Демченко Н.Н., Розанов В.Б. В сб. Труды ФИАН, М., Наука, т.134, 43, (1982)
27. Диагностика плотной плазмы. Под редакцией Н.Г. Басова. Москва, Наука, Главная редакция физ.-мат. литературы, 1989
28. Dahmani F, Kerdjia T. // Phys. Rev. A44, 4, 267, (1991)
29. Вовченко В.В., Красюк И.К, Пашинин П.П., Семенов А.Ю. // Доклады РАН, 338, 322, (1994)
30. Lindl J., // Phys. Plasmas, **2**, 3933 (1995).
31. Batani D., H.Stabile, A.Ravasio et al. // Physical Review E, 68, 067403 (2003).
32. Jungwirth K., Sejnarova A., Juha L., Kralicova B., Krasa J., et al. The Prague Asterix Laser System. // Phys. Plasmas, (2001), V. 8, C. 2495 -3006.
33. More R.M., Warren K.H., Young D.A., Zimmerman G.B. A new quotidian equation of state (QEOS) for dense matter. // Phys. Fluids, V.31, No.10, p.3059-3078, (1988)
34. В.Я. Карпов, А.П. Фадеев, Г.В. Шпатаковская. Расчет уравнений состояния вещества в задачах лазерного термоядерного синтеза. Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша №147, 1982

35. Caruso A., Gratton R. *Plasma Phys.* 10, 867, (1968)
36. Н.И. Боков, А.А. Бунатян, А.А.Лыков и др. О возможности снижения чувствительности микромишени к несимметрии лазерного облучения. // ПМТФ, №4, 20, Новосибирск, (1982)
37. E.G. Gamaly, A.O. Fedyanin, I.G. Lebo et al. Nonlinear stage in the development of hydrodynamic instability in laser targets. // *Laser and Particle Beams*, v.8, 399-407, (1990)
38. В.В. Иванов, А.В. Куценко, И.Г. Лебо, А.А. Мацвейко, Ю.А. Михайлов и др. Аномальное прогорание тонких фольг при нагреве лазерным излучением высокой яркости. // *ЖЭТФ*, 116, 1287-1299, (1999)
39. A.V. Iskakov, V.F. Tishkin, I.G. Lebo, J. Limpouch, K. Masek, K. Rohlena. Two-dimensional model of thermal smoothing of laser imprint in double-pulse plasma. // *Phys. Review E*, Vol.61, N1, 842-847, (2000)
40. J. H. Nuckolls, A. R. Thiessen, and G. H. Dahlbacka, *Foam Encapsulated Targets*, US Patent 4376752, March 15 (1983).
41. I.G. Lebo, V.B. Rozanov, V.F. Tishkin. Hydrodynamic instability and target design. // *Laser and Particle Beams*, v.12, N3, 361-369, (1994)
42. Гуськов С.Ю., Розанов В.Б. Взаимодействие лазерного излучения с пористой средой и образование неравновесной плазмы. // *Квантовая электроника*, 1997, т.24, №8, с.715-720.
43. Розанов В.Б. О возможности сферического сжатия мишеней с термоядерным горючим при использовании для облучения двух лазерных пучков. // *УФН*, 2005, Т. 174, №4, С. 371-382.
44. Dunne M., Borghesi M., Ivase A., Jones M., Taylor R., Willi O., Gibson R., Oldman S., Mack J., Watt R. Evaluation of a foam buffer target design for spatially uniform ablation of a laser-irradiated target. // *Phys. Rev. Lett.* (1995), V. **75**, (21), pp. 3858-3861
45. Limpoch J., Demchenko N.N., Gus'kov S.Yu., Kalal M., Kasperczuk A., et al. Laser interaction with plastic foam – metallic foil layered targets. // *Plasma Phys. Control. Fusion.* – (2004), - V. 46, - P. 1831- 1846.
46. Бугров А.Э., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В. и др. Взаимодействие мощного лазерного излучения с малоплотными пористыми средами. // *ЖЭТФ*, 1997, Т. 111, С. 903-918.
47. Afshar-rad T., Desselberger M., Dunne M., Edwards J., Foster J. M, Hoarty D., Jones M. W., Rose S. J., Rosen P. A., Taylor R., Willi O. Supersonic propagation of an ionization front in low density foam targets driven by thermal radiation. // *Phys. Rev. Lett.* – (1994). – V.73, P.74–77.

48. Koch J.A., Estebrook K.G., Bauer J.D., Back, Rubenchik C.A., et al. Time-Resolved X-ray Imaging of High-Power Laser-Irradiated Underdense Silica Aerogels and Agar Foams. // *Phys. Plasmas*. – 1995, - V. 2, - С. 3820 -3831.
49. Bugrov A.E., Burdonskiy I.N., Fasakhov I.K., Gavrilov V.V., Goltsov A.YU., Gromov A.I., Kondrashov V.N., Kovalskiy N.G., Medovshchikov S.F., Nikolaevskiy V.G., Petryakov V.M., Zhuzhukalo E.V. (). Laser-plasma interaction in experiments with low-density volume-structured media on the “Mishen” facility. // *Proc. of SPIE*. - 2003. -V. 5228, ed. by O.N. Krokhin, S.Yu.Guskov, Yu.A. Merkuliev, Bellingham, WA.
50. Борисенко Н.Г., Меркульев Ю.А. Мишени с микрогетерогенной структурой для сферического облучения. Труды ФИАН. Москва. Наука. 1992. – Т.220. - С. 28-46.
51. Falconer J., Nazarov W., and Horsfield C. J. In situ production of very low density microporous polymeric foams // *J. Vac. Sci. Technol.* – 1995. - А **13**. – p.1941
52. Бугров А.Э., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В. и др. Процессы поглощения и рассеяния мощного лазерного излучения в малоплотных пористых средах. // *ЖЭТФ*, 1999, Т. 115, №3, С. 805-818.
53. Borisenko, N.G., Merkuliev, Yu.A., Gromov, A.I. Microheterogeneous Targets – a New Challenge in Technology, // *Plasma Physics, and Laser Interaction with Matter. J. Moscow Phys. Soc.*, v. **4**, (1994), #3, pp. 47-273
54. Nazarov W. An *In-Situ* Polymerization Technique for the Production of Foam-Filled Laser Targets. // *J. Moscow Phys. Soc.* – 1998, - V. 8, - С. 251-255.
55. И.Г. Лебо, И.В. Попов, В.Б. Розанов, В.Ф. Тишкин. Численное моделирование теплового выравнивания и гидродинамической компенсации в мишенях «Лазерный парник». // *Квантовая электроника*, 1995, 22, 1257-1261
56. A.B. Isakov, I.G. Lebo, V.B. Rozanov, V.F. Tishkin. On the neutron yield in the two-beam scheme of laser heating and compression of spherical shell targets with a low-density coating. // *Journal of Russian Laser Research*, 2001, v,22, N1, 82-89
57. Гуськов С.Ю., Демченко Н.Н., Розанов В.Б. и др., «Симметричное сжатие мишеней «лазерный парник» малым числом лазерных пучков», // *Квантовая электроника*. – (2003), - Т. 33, - С. 95-104.
58. Гуськов С.Ю., Змитренко Н.В., Попов И.В., Розанов В.Б., Тишкин В.Ф. Двумерный перенос энергии и образование плазмы при воздействии лазерного пучка на вещество докритической плотности. // *Квантовая электроника*, 2000, Т.30, №7, С. 601-605.
59. Бондаренко С.В., Гаранин С.Г., Кириллов Г.А., Кирьянов Ю.Ф., Кочемасов Г.Г. Перенос энергии в объемно-структурированной среде. // *Квантовая электроника*, 2001, Т. 31, №1, С. 39-44.

60. А.А. Акунец, Н.Г. Борисенко, Д. Клир, В. Кметик, Е. Кроуски, И. Лимпоух, К. Масек, Ю.А. Меркульев, В.Г. Пименов, М. Пфейер, И. Улшмид, А.М. Холенков. Особенности прохождения лазерного излучения с длиной волны 0,438 мкм и интенсивностью $(3-7)10^{14}$ Вт/см² через подкритическую плазму из полимерных аэрогелей. Препринт ФИАН №8, Москва, 2007
61. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме. Вопросы теории плазмы, вып.1, Госатомиздат, Москва, 1963
62. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Демченко Н.Н., Розанов В.Б. Поглощение лазерного излучения сферической мишенью с учетом рефракции и развитой гидродинамики. В сб. Труды ФИАН т.134, с.32-41, Москва, Наука, 1982
63. С.З. Беленький, Е.С. Фрадкин. Теория турбулентного перемешивания. Труды ФИАН, 1965, т.29, с.207
64. Khalenkov A.M., Borisenko N.G., Kondrashov V.N., Merkuliev Yu.A., Limpouch J., Pimenov V.G. Experience of microheterogeneous target fabrication to study energy transport in plasma near critical density. // *Laser and Particle Beams*. – 2006.
65. Akimova I.V., Borisenko N.G, Gromov A.I., Khalenkov A.M., Kondrashov V.N., Limpouch J., Krousky E., Kuba J., Masek K., Merkuliev Yu.A., Nazarov W., Pimenov V.G. Regular 3-D Networks for Controlled Energy Transport Studies in Laser Plasma near Critical Density // *Fusion Science and Technology*. 2006, V. 49, No 4, pp. 676-685.
66. С.И. Вайнштейн, Я.Б. Зельдович, А.А. Румзайкин. Турбулентное динамо в астрофизике. Наука, Москва, 1980
67. G. Batchelor. On the spontaneous magnetic field in conducting liquid in turbulent motion. *Proceedings of the Royal Society of London. Ser. Math. And Phys. Sciences*, V.21, London, Cambridge Univ., 23 May, 1950
68. Moses Edward I. Ignition on the National Ignition Facility: a path towards inertial fusion energy. // *Nucl. Fusion*, 2009, 49, 104022 (9p)
69. П.В. Конаш, И.Г. Лебо. // *Математическое моделирование*. Т.23, №9, 148-160, (2011)
70. Korobkin Yu.V., Rozanov V.B., Vergunova G.A., Shikanov A.S.// *Journal of Russian Laser Research*, N3, 101-121, (1998)
71. Korobkin Yu.V., Romanov I.V., Rupasov A.A. et al. *Journal of Appl. Phys.* V.97, 0444303, (2005)
72. Korobkin Yu.V., Paperniy V.A., Romanov I.V., Rupasov A.A., Shikanov A.S. // *Plasma Phys. And Contr.Fusion*. V.50, 1-14, (2008)
73. Yu.V. Korobkin. *IRNANO-2009, Delhi*, p.145, (2009)

74. I.V. Romanov, V.A. Brantov, V.L. Paperny et. al. // J. Phys. D: Appl. Phys., v.42, (6pp.), (2009)
75. Р.В. Волков, Д.М. Голышников, В.М. Гордиенко и др. // Квантовая электроника, т.33 (11), 981-986, (2003)
76. Р.В. Волков, В.М. Гордиенко, И.М. Лычко и др. // ЖЭТФ, т.130 (2), 347-362, (2006)

Список литературы, где были опубликованы основные результаты диссертации

- [1] А.И. Лебо Программный продукт «LP – лазерная плазма». Инвентарный номер 50201250880 от 13.06.2012
- [2] Ю.В. Коробкин, А.И. Лебо, И.Г. Лебо, И.В. Романов. Исследование процессов стабилизации пинчевания плазмы катодной струи вакуумного лазерно-индуцируемого разряда. // *Научный вестник МИРЭА*, (2012)
- [3] А.И. Лебо. Моделирование форплазмы вблизи катода в лазер-плазменном диоде.// Материалы Международной научно-технической конференции «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения INTERMATIC-2011, Москва, Энергоатомиздат, ч.1, 42-46, (2011)
- [4] А.И. Лебо Расчеты массы и заряда плазмы, образованной при взаимодействии пикосекундных импульсов с алюминиевыми мишенями. // Материалы Международной научно-технической конференции «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения INTERMATIC-2010», Москва, Энергоатомиздат, ч.1, 80-82, (2010)
- [5] **А.И. Лебо, Коробкин Ю.В., Лебо И.Г. Исследование параметров формплазмы лазерно-плазменного диода. // *Квантовая электроника*» 40, №9, 811-816, 2010**
- [6] Lebo A.I., Lebo I.G., A model of the energy transport in turbulent laser plasma of porous targets // *Physica Scripta*, T142, 1-4, (2010)
- [7] Lebo A.I., Lebo I.G., The model of energy transport in turbulent laser plasma of porous targets. // Proceedings «Fluxes and Structures in Fluids: Physics of Geospheres-2009» (Moscow, June, 2009), 233-237, A.Yu. Ishlinski Institute for Problems in Mechanics of RAS, 2010
- [8] **А.И. Лебо, Лебо И.Г., О возможности наблюдения вихревых течений и спонтанных магнитных полей в плазме, образованной при взаимодействии мощных лазерных импульсов с пористыми мишенями. // *Математическое моделирование*, т.21, №11, стр.16-18, 2009**

- [9] **А.И. Лебо, Лебо И.Г., Взаимодействие мощных лазерных импульсов с малоплотными мишенями в экспериментах на установке «PALS» // Математическое моделирование, т.21, №1, стр.75-91, 2009**
- [10] A.I. Lebo, I.G. Lebo. Mathematical modeling of power laser interaction with porous targets. // Proceedings of the XXX ECLIM. Darmstadt, September 2008, Technische Universitat Darmstadt Report, 68-69, (2009)
- [11] **А.И. Лебо, И.Г. Лебо, Д. Батани. Зависимость давления в сжатом конденсированном веществе от параметров мощных лазерных импульсов. // Квантовая электроника, 38, №8, 747-754, 2008**
- [12] Lebo A.I., D.Batani, R.Dezulian, R.Jafer, I.G.Lebo, E.Krousky, Simulations of shock generation and propagation in laser-plasmas, // Laser and particle beams, 26, 179-188, (2008)
- [13] А.И. Лебо, Лебо И.Г., Математическое моделирование переноса энергии в турбулентной плазме, образованной при взаимодействии мощных лазерных импульсов на пористые мишени, // Сборник трудов «58 научно-техническая конференция», МИРЭА, ч.2, 14-19, (2008)
- [14] А.И. Лебо, Лебо И.Г. «Скейлинг» на основе двумерных численных расчетов для описания экспериментов на мощных лазерных установках, // Сборник трудов «56 научно-техническая конференция» МИРЭА, ч.2, 4-8, (2007)
- [15] A.I. Lebo, P.V. Konash, I.G. Lebo. Laser foam targets for production of magnetized thermonuclear plasma. Turbulent Mixing and Beyond. Third International Conference (21-28 August, 2011). The Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics, Trieste, Italy, Abstracts, p.49
- [16] **П.В.Конаш, А.И.Лебо, И.Г.Лебо. Моделирование переноса энергии заряженными термоядерными частицами в сжатых лазерных мишенях с учетом спонтанных магнитных полей, // Математическое моделирование, т.25, №6, стр.3-14, (2013)**
- [17] А.И.Лебо, «LP – Лазерная плазма» - программа для определения параметров плазмы // Материалы Международной научно-технической конференции «INTERMATIC 2-13» (Москва, 2-6 декабря 2013), МИРЭА, ч.1, стр.177-181

Список семинаров и конференций, где докладывались результаты диссертации

1. 3rd Moscow Workshop on Tagert&Application (Moscow, October 2007) 3rd Moscow Workshop on Tagert&Application (Moscow, October 2007)
2. Шестая научная-техническая конференция студентов, магистрантов и аспирантов, посвященная 1000-летию Ярославля (Ярославль, 2007).
3. 56-я научная техническая конференция, посвященная 60-летию МИРЭА (Москва, Май 2007),
4. XXXV Международная конференция по физике плазмы и УТС (Звенигород, Февраль 2008),
5. XXX European Conference Laser Interaction with Matter (Darmstadt, September 2008),
6. Fluxes and structures in fluids: physics of geospheres (Moscow, January 2009).
7. 58-я научная техническая конференция (Москва, Май 2009).
8. Международная конференция “Современные проблемы вычислительной математики и математической физики памяти академика А.А.Самарского, к 90-летию со дня его рождения” (Москва, Июнь 2009).
9. 59-я научная техническая конференция МИРЭА (Москва, Май 2009).
10. International conference “Turbulent Mixing and Beyond” (Trieste, Italy, August 2009).
11. Международная научно-техническая конференция «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения». Intermatic-2010 (Москва, Ноябрь 2010).
12. 6th International Seminar Mathematical models & modeling in: laser-plasma processes; science technologies (Budva, Montenegro, 31 May – 6 June 2009).
13. 7th International Seminar Mathematical models & modeling in: laser-plasma processes; science technologies (Москва, Мос. Гум. Университет, февраль 2010 г.).
14. The 12th International Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing (Moscow, Russia, July 2010).
15. Международная научно-техническая конференция «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения». Intermatic-2011 (Москва, Ноябрь 2011).
16. Научно-координационная сессия «Исследования неидеальной плазмы NPP-2012» (Москва, 6-7 декабря, 2012 г.)
17. Международная научно-техническая конференция «INTERMATIC 2013» (Москва, 2-6 декабря 2013)