

621.378.325+533.95

**ПРИМЕНЕНИЕ МОЩНЫХ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ВЕЩЕСТВА ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ***С. И. Анисимов, А. М. Прохоров, В. Е. Фортков*

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	395
2. Теоретические модели и экспериментальные исследования термодинамики веществ при высоких давлениях и температурах . . . . .	397
3. Возможности лазеров для генерации мощных ударных волн в конденсированных средах . . . . .	402
а) Простейшие оценки давления плазмы (402). б) Поглощение лазерного излучения (403). в) Перенос энергии электронной теплопроводностью (406). г) Гидродинамическая неустойчивость сжатия плазмы (407). д) Численные расчеты и соотношения подобия для давления ударно-сжатой плазмы (408).	
4. Структура лазерных ударных волн и общие требования к конструкции мишеней . . . . .	410
а) Эффекты затухания в боковых и тыльных волнах разгрузки (410). б) Влияние двумерности разлета плазменной короны (411). в) Формирование квазистационарной ударной волны (412). г) Прогрев мишени нетепловыми электронами (414). д) Масштабные соотношения для однородных мишеней (416). е) Радиальное расширение области энерговыделения при высоких интенсивностях (417). ж) «Внутренняя» структура лазерных ударных волн (418). з) Результаты численного моделирования (419).	
5. Диагностика и эксперименты . . . . .	423
а) Общие требования к мишеням и средствам диагностики (423). б) Опыты с лазерными ударными волнами (426). в) Эксперименты по прогреву быстрыми электронами. Аномальный перенос энергии (429). г) Опыты по абляционному ускорению (430).	
6. Заключение . . . . .	431
Цитируемая литература . . . . .	431

## 4. ВВЕДЕНИЕ

Созданные для целей управляемого термоядерного синтеза мощные импульсные лазеры дают уникальную возможность генерировать импульсы света с энергией  $10^4$  Дж и мощностью в десятки тераватт<sup>40,113</sup>. С помощью оптических систем такие импульсы можно сфокусировать в пространственную область размером меньше 100 мкм, так что получаемая в результате плотность потока энергии достигает  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>. При действии этих импульсов на конденсированные среды достигаются рекордные локальные плотности энергии, которые в настоящее время не удается получить в условиях лабораторных экспериментов никакими другими методами. Это обстоятельство делает мощные лазерные системы весьма перспективным инструментом для исследования вещества в плазменном состоянии с экстремально высокими давлениями и температурами. Из гидродинамических расчетов, частично подтвержденных сейчас экспериментами по измерению параметров разлетающейся плазмы, ее рентгеновского излучения и нейтронного выхода, следует, что при традиционной «термоядерной» постановке эксперимента во внутренних областях сферических лазерных мишеней должны достигаться давления в сотни мегабар, сравнимые по порядку величины с атомной единицей давления  $e^2/a_B$ .

$= 300 \text{ Мбар} = 3 \cdot 10^8 \text{ атм}$ . Необходимые для получения таких давлений лазерные интенсивности лежат в рабочем диапазоне уже существующих лабораторных установок. Однако измерение параметров сжатого вещества оказывается в этом случае чрезвычайно сложной проблемой. Отчасти это связано с малыми пространственными размерами, сильной неоднородностью и коротким временем существования вещества в сильносжатом состоянии. Эта трудность в принципе может быть преодолена путем увеличения энергии лазера. Легко видеть, однако, что необходимая энергия пропорциональна кубу характерного размера (или, что то же самое, кубу времени инерционного удержания), поэтому практические возможности увеличения масштаба опытов весьма ограничены. Другая трудность диагностики сжатого и разогретого вещества обусловлена самой геометрией сферических лазерных экспериментов, при которых сжатые внутренние слои мишени «заэкранированы» горячей и относительно разреженной разлетающейся плазмой короны.

Диагностика существенно упрощается при переходе к плоской геометрии сжатия, поскольку в этом случае для определения параметров сжатого вещества можно использовать законы сохранения массы, импульса и энергии, которые в случае одномерного квазистационарного течения имеют наиболее простой вид системы алгебраических уравнений. Подход, основанный на применении законов сохранения к стационарному ударному разрыву, является основным в динамической физике высоких давлений. Он успешно применялся для изучения термодинамических и кинетических свойств веществ в мегабарном диапазоне давлений. При этом для генерации ударных волн использовались химические взрывчатые вещества либо легкогазовые металлические устройства. Фундаментальный вклад в развитие этого направления исследований был внесен пионерскими работами Я. Б. Зельдовича, Л. В. Алтшулера, С. Б. Корнера и других ученых. Основы метода и важнейшие результаты изложены в обзорных статьях <sup>1-4</sup> и монографии <sup>5</sup>.

Применение мощных лазеров для генерации ударных волн позволяет существенно расширить диапазон достижимых давлений. Понятно, что и в лазерных экспериментах классический подход, основанный на использовании плоских квазистационарных ударных волн, также является наиболее перспективным для проведения количественных измерений. К настоящему времени большая часть экспериментов по лазерной генерации мощных ударных волн выполнена именно в такой традиционной постановке, налагающей определенные ограничения на параметры мишени и лазерного импульса. В такой постановке удается в настоящее время генерировать в металлах плоские лазерные ударные волны с давлениями за фронтом в десятки мегабар, что в несколько раз превышает значения, доступные для традиционной техники конденсированных ВВ и легкогазовых «пушек», и сравнимо лишь с давлениями, которые достигаются в ближней зоне подземных ядерных взрывов.

В настоящей статье дан обзор работ по получению экстремально высоких давлений с помощью лазеров и сделана попытка оценить возможности применения лазеров в динамической физике высоких давлений. Нас будет интересовать, прежде всего, определение уравнения состояния и других термодинамических характеристик сверхплотной плазмы, хотя лазерные эксперименты дают принципиальную возможность получения и более обширной физической информации. В гл. 2 проведен краткий анализ теоретических моделей и экспериментальных данных по термодинамике веществ в мегабарном диапазоне давлений, позволяющий выбрать модели, наиболее подходящие для гидродинамических расчетов течений с ударными волнами, вызванных мощными лазерными импульсами. Последующее сравнение с экспериментом позволит судить о применимости моделей и определить их параметры. В третьей главе сделана оценка максимальных давлений, которые можно надеяться получить в экспериментах с существующими и проектируемыми лазерными системами на  $\text{CO}_2$  и неодимовом стекле, а также обсуждается вопрос об использовании коротковолновых гармоник излучения неодимового лазера. Пространствен-

ная и временная структура течений с ударными волнами, генерируемыми лазерным излучением, рассмотрена в гл. 4, где исследованы эффекты затухания от боковых и тыльных волн разгрузки, радиационный и электронный перенос энергии во фронте волны, эффекты неоднородности и другие методические вопросы. Особое внимание уделено влиянию нетепловых электронов, возникающих в зоне поглощения, и прогреву этими электронами мишени перед волной, а также возможному влиянию аномальных процессов переноса в короне. На основе этих данных в гл. 5 сделаны оценки размеров лазерных мишеней и проанализированы преимущества слоистых систем, а также использования коротковолнового лазерного излучения. В шестой главе оценены возможные схемы динамической диагностики и сформулированы требования к системам высокоскоростной регистрации. Обсуждаются выполненные к настоящему времени эксперименты по лазерной генерации ударных волн, а также рассмотрены возможные лазерные эксперименты по изэнтропическому сжатию и расширению плазмы, регистрации нетепловых электронов, генерации гармоник лазерного излучения.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ ВЕЩЕСТВ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ

Последние десятилетия характеризуются быстрым прогрессом физики высоких давлений<sup>1-4, 78, 79</sup>, вызванным как задачами перспективной технологии (синтез алмазных фаз графита и нитрида бора, взрывная, электронно-лучевая и лазерная сварка и обработка металлов и т. п.), так и необходимостью создания импульсных энергетических систем, работающих при рекордно высоких концентрациях энергии<sup>26</sup>. Кроме того, исследования в области мегабарных давлений существенно расширяют наши физические представления о фундаментальных свойствах вещества в широкой и малоисследованной области фазовой диаграммы. При этом для анализа физических условий и гидродинамических следствий мощных импульсных энерговыделений в конденсированном веществе наибольший интерес представляет уравнение состояния — фундаментальная характеристика вещества, определяющая возможность применения формального аппарата газовой динамики и термодинамики к конкретным физическим системам<sup>4</sup>.

Основная трудность последовательного теоретического определения уравнения состояния конденсированного вещества методами статистической физики связана с необходимостью корректного учета сильного и сложного по структуре межчастичного взаимодействия. Общих способов решения этой проблемы в настоящее время не существует. Поэтому при конкретных расчетах приходится вводить схематизации и рассматривать упрощенные модели, область применимости которых оказывается ограниченной и устанавливается в каждом конкретном случае путем сравнения либо с более точными расчетами, либо с результатами эксперимента. Другой подход к проблеме уравнений состояния состоит в привлечении экспериментального материала для выбора численных параметров в функциональных зависимостях, построенных на основе строгих асимптотических решений. Обсуждаемые в данной работе лазерные эксперименты направлены на решение обеих этих задач. Они дают принципиальную возможность установить пределы применимости асимптотических теорий, а также построить полуэмпирические модели уравнения состояния в ультрамегабарной области давлений.

На фазовой диаграмме вещества (см. рис. 1, 2 в<sup>3</sup>) идеальный газ занимает область относительно невысоких температур и малых плотностей, где межчастичное взаимодействие слабо и учитывается в рамках вириального уравнения состояния. Существенно больший диапазон плотностей удается описать приближенными методами, разработанными в теории жидкостей: методом интегральных уравнений, методом псевдопотенциала, методами молекулярной динамики и Монте-Карло с использованием моделирования на

ЭВМ<sup>6</sup>. Однако отсутствие надежных экспериментальных данных, необходимых для обоснованного выбора псевдопотенциала и контроля точности приближенных методов при высоких давлениях и температурах, в значительной степени препятствует разработке реалистических моделей жидкости, справедливых вплоть до критической области или перехода жидкости в плазменную фазу. Понижение температуры жидкости приводит к ее затвердеванию и образованию кристаллического состояния. Свойства последнего определяются конкретной оболочечной структурой и характером заполнения электронных энергетических зон, а также симметрией кристаллических решеток. Классификация возможных состояний здесь весьма сложна, а описание разнообразных ситуаций требует привлечения современных методов теории твердого тела, хорошо разработанной для расчета состояний при нормальных условиях, но также нуждающейся в проверке при высоких давлениях и температурах. Следует заметить, однако, что уравнения состояния кристаллических тел обычно не очень чувствительны к конкретной структуре кристаллической решетки<sup>4</sup>, и эта чувствительность обычно тем меньше, чем выше давление. Для многих диэлектрических кристаллов при давлении порядка 1—10 Мбар происходит коллективизация электронов и переход в металлическое состояние, в котором значительный вклад в полное давление вносят свободные электроны.

Наиболее обширная область состояний на фазовой диаграмме принадлежит плазме — самому распространенному состоянию вещества в природе. В плазменное состояние переходит твердое, жидкое или газообразное вещество в результате термической ионизации (при  $T > 10 Z^{4/3}$  эВ) или ионизации давлением (при плотности  $n_i > 1,6 \cdot 10^{24} Z^3 N^{-6}$  см<sup>-3</sup>,  $Z$  — заряд ядра,  $N$  — главное квантовое число). Физические свойства электронной плазмы характеризуются параметром неидеальности  $\Gamma = e^2/\rho_D \mathcal{E}_k$  ( $\rho_D$  — радиус экранировки,  $= \sqrt{\mathcal{E}_k/4\pi n e^2}$ ,  $\mathcal{E}_k$  — кинетическая энергия), описывающим кулоновское взаимодействие, и параметром вырождения  $n\lambda_e^3$  ( $\lambda_e = \hbar/\sqrt{2\pi m T}$ ), определяющим квантовые эффекты. В области высоких температур квантовые эффекты малозначительны,  $n\lambda_e^3 \ll 1$ , а кинетическая энергия  $\mathcal{E}_k \sim T$  превосходит характерную кулоновскую энергию  $e^2/\rho_D$  и  $\Gamma \ll 1$ , что позволяет использовать модель идеальной бoльцмановской плазмы, описывая ионизационное равновесие в рамках «химической» модели (Саха). По мере изотермического сжатия бoльцмановской плазмы в ней усиливаются эффекты кулоновского взаимодействия ( $\Gamma \gtrsim 1$ ), что крайне затрудняет теоретическое описание неидеальной плазмы. Важно, что в такой плазме существуют электроны в свободном и связанном состоянии, что ведет к дополнительным сложностям, связанным с существованием дискретного спектра сильносжатой среды, для определения которого требуется привлечение сложных квантово-механических расчетов, выполняемых обычно различными приближенными методами, в частности, методом самосогласованного поля.

Предложенные для этой области модели<sup>4</sup> основаны на экстраполяциях асимптотических теорий и используют для этой цели крайне немногочисленные пока эксперименты с неидеальной плазмой<sup>3</sup>. Сжатие плазмы до плотностей, соответствующих вырождению, приводит к росту неидеальности. Далее, при плотностях  $n_e > \lambda_e^{-3}$  вырождение электронной компоненты приводит к более быстрому росту кинетической энергии, чем энергии взаимодействия, и к уменьшению относительной роли межчастичного взаимодействия (кинетическая энергия  $\mathcal{E}_k \sim \mathcal{E}_F \sim \hbar^2 m^{-1} n^{2/3}$ , кулоновская энергия  $\mathcal{E}_c \sim e^2 n^{1/3}$ ). В этой области ультравысоких  $p > 5 \cdot 10^2 Z^{10/3}$  Мбар давлений рост плотности приводит к «упрощению» свойств вырожденной плазмы. Термодинамика такой плазмы хорошо описывается моделью идеального ферми-газа, исчерпывающе исследованной аналитическими и численными методами. При меньших сжатиях вещества необходимо учитывать эффекты неоднородности, вызванные электрон-ионным взаимодействием, что приводит к модели Томаса — Ферми, представляющей собой квазиклассическое приближение к методу

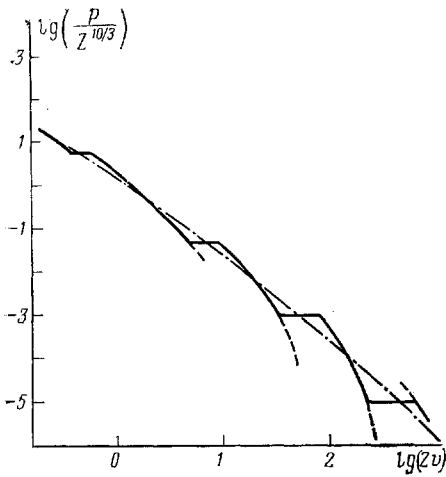


Рис. 1. Уравнение состояния по квазиклассической модели с учетом оболочечных эффектов по <sup>7</sup>, <sup>12</sup>.

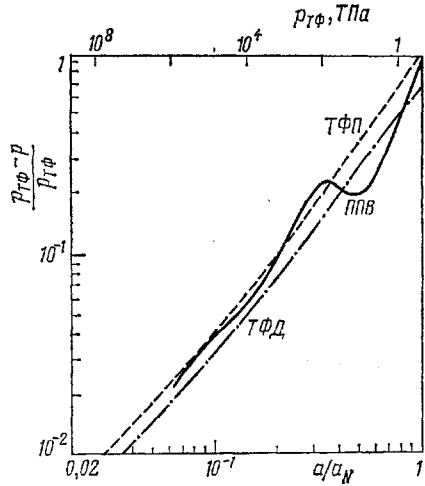


Рис. 2. Уравнение состояния алюминия по модели Томаса — Ферми — Дирака (ТФД), Томаса — Ферми с квантовыми и обменными поправками (ТФП) и модели присоединенных плоских волн (ППВ) <sup>9</sup>.  
 $a$  — параметр решетки,  $a_N = 7,65 a_0$ ;  $a_0$  — параметр при нормальных условиях,

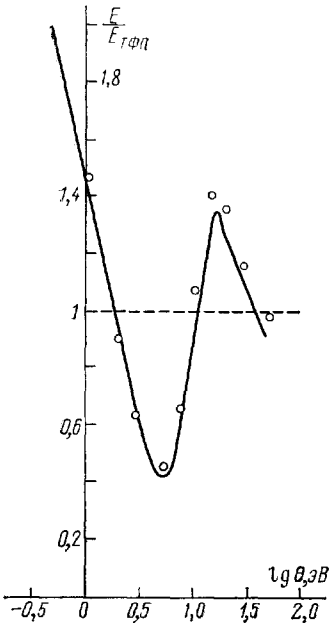


Рис. 3. Отношение величин энергий в модели Хартри — Фока — Слэтера <sup>13</sup> (ХФС), Томаса — Ферми с квантовыми и обменными поправками (ТФП) и в «химической» модели плазмы (точки) в зависимости от температуры при давлении 1 кбар <sup>13</sup>.

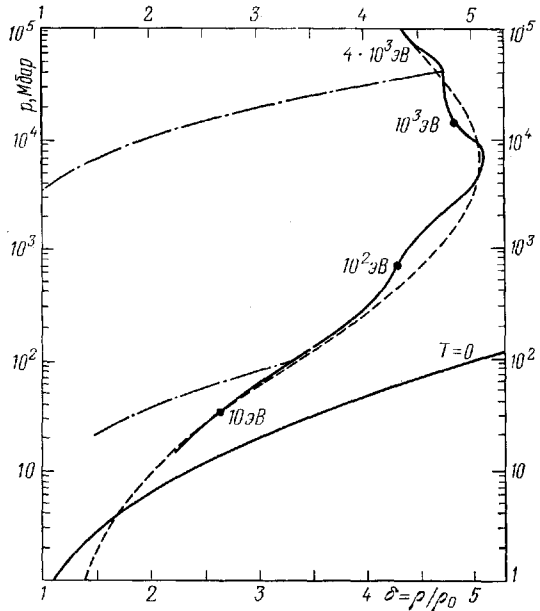


Рис. 4. Ударная адиабата железа <sup>76</sup>  $\rho_0 = 7,85$  г/см<sup>3</sup> и кривая холодного сжатия  $T_0 = 0$  К с учетом оболочечных эффектов (сплошные кривые). Пунктир — результаты гладкой сшивки эксперимента и расчетов по модели Томаса — Ферми с поправками. Штрих-пунктир — изэнтропы расширения.

самосогласованного поля<sup>7</sup>. В этом основанном на ячеечной модели приближении предполагается, что под действием экстремально высоких давлений электронные оболочки атомов оказываются «раздавленными» и реализуется квазиравномерное распределение электронной плотности внутри элементарной ячейки Вигнера — Зейтца. Данная модель, дополненная учетом квантовых и обменных поправок<sup>7</sup>, ввиду относительной простоты вычислительной процедуры и автономности результатов по заряду ядра  $Z$ , получила значительное распространение в физике высоких давлений. По смыслу сделанных приближений модель Томаса — Ферми применима при давлениях  $p \gg 300$  Мбар и  $T \gg R\gamma \approx 14$  эВ. В то же время в<sup>8</sup> на основании экстраполяции экспериментальных адиабат Гюгонио сделаны более оптимистические выводы относительно нижней границы применимости этого приближения. Нахождению пределов применимости квантостатистических моделей посвящено в последнее время значительное количество теоретических<sup>9, 13, 75, 77</sup> и экспериментальных<sup>10, 11, 23–25, 76</sup> работ, где при давлениях в сотни мегабар были установлены значительные отступления от традиционного<sup>7</sup> квантостатистического описания, полностью игнорирующего оболочечную электронную структуру элементов. В результате детального теоретического анализа<sup>7, 9, 12</sup> установлено, что оболочечные эффекты могут быть качественно описаны в рамках квазиклассического приближения путем учета неаналитической по  $\hbar$  поправки, соответствующей некорректно отбрасываемой ранее осциллирующей части электронной плотности. Существование, что эти эффекты описываются уже в низшем квазиклассическом приближении и поэтому должны учитываться наряду с традиционными регулярными поправками. Квазиклассический учет оболочечных эффектов заметно изменяет уравнение состояния сильносжатого вещества в области  $p > 300$  Мбар, приводя к разрывам на кривой атомных объемов<sup>12</sup> и негладкости нулевых изотерм (рис. 1), соответствующих фазовым переходам первого рода при «выдавливании» энергетических уровней в непрерывный спектр.

О значительных отличиях от «усредненного» поведения вещества при давлениях в сотни-тысячи Мбар свидетельствуют также данные более точных квантовомеханических расчетов уравнения состояния алюминия методом присоединенных плоских волн<sup>9</sup> (рис. 2), а также лития<sup>13</sup> и железа<sup>75</sup> методом Хартри — Фока — Слетера при температурах в десятки-сотни эВ (рис. 3, 4). Интересно, что вызванные оболочечными эффектами немонотонности термодинамических величин предсказываются и на основании квазихимических моделей плазмы, учитывающих термическую ионизацию и ионизацию давлением<sup>14</sup> (рис. 5).

Появившиеся в последнее время эксперименты<sup>10, 11, 76</sup> по сжатию конденсированных сред мощными ударными волнами, по-видимому, свидетельствуют об отступлениях от модели Томаса — Ферми и о влиянии оболочечных эффектов при давлениях порядка 10 Мбар<sup>3, 77</sup>.

Таким образом, вопрос о нижней границе применимости квантостатистической модели является в настоящее время открытым, а поведение вещества в мультимегабарном диапазоне давлений — более сложным и разнообразным, чем это представлялось ранее на основе упрощенных моделей.

Используемая в физике высоких давлений экспериментальная техника может быть разделена на два основных направления. В статических условиях использование особо прочных алмазных наковален дает возможность определить изотермическую сжимаемость, электропроводность, оптические спектры и провести детальное рентгеноструктурное исследование веществ при давлениях до 1 Мбар<sup>15, 16, 79</sup>. Рекордные величины давлений в контролируемых условиях достигнуты в настоящее время динамическими методами, позволяющими получать состояния с высокими локальными концентрациями энергии в течение короткого ( $\sim 10^{-8}$  с) времени, определяемого газодинамическим разлетом исследуемого вещества. Детонация конденсированных взрывчатых веществ, а также легкогазовые метательные устройства дают возможность

выполнить детальные термодинамические <sup>1</sup>, оптические <sup>2</sup> и электрофизические <sup>17, 19</sup> измерения для широкого круга конденсированных сред при характерных давлениях до 5 Мбар. Метод адиабатического расширения ударно-сжатых металлов <sup>18</sup>, а также взрывное сжатие газов <sup>19</sup> дают информацию о поведении сильнонеидеальной бoльцмановской и вырожденной плазмы при давлениях  $p \lesssim 1$  Мбар <sup>3</sup>. Использование взрывного сжатия магнитного поля позволяет найти состояния на изэнтропах сжатия при давлениях до 10 Мбар <sup>20, 21, 22</sup>. Рекордные в настоящее время давления в 10—100 Мбар получены в ближней зоне мощных взрывов <sup>8, 10, 11, 23-25, 76, 93</sup> где были выполнены относительные (в зависимости от применяемого стандарта результаты

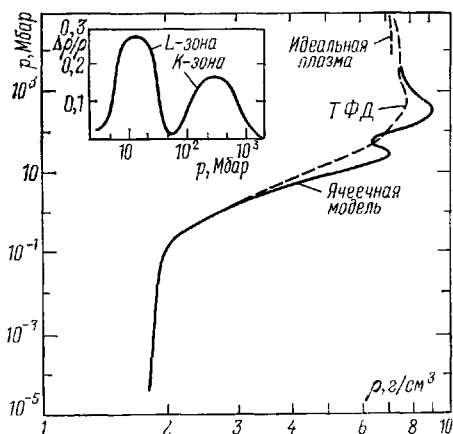


Рис. 5. Ударная адиабата твердого бериллия <sup>60</sup>.

Вставка — относительная разница плотности между расчетом по ячеичной модели и модели Томаса — Ферми — Дирака.

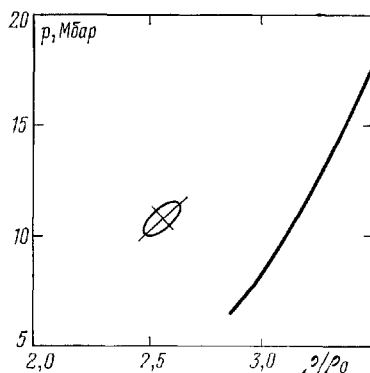


Рис. 6. Результаты ударного сжатия алюминия <sup>10</sup> — эллипс, кривая — расчет по теории Томаса — Ферми с поправками <sup>12</sup>.

изменяются в пределах до 50% <sup>8</sup>) и абсолютные измерения. Однако даже эти рекордные давления еще достаточно далеки от нижней границы квантово-статистического описания.

Отличительная особенность диагностики в динамических экспериментах состоит в использовании общих законов сохранения массы, импульса и энергии для определения калорического уравнения состояния  $E = E(p, V)$  <sup>5</sup>:

$$\frac{V}{V_0} = \frac{D-u}{u}, \quad p = p_0 + \frac{Du}{V_0}, \quad E = E_0 + \frac{1}{2}(p + p_0)(V_0 - V). \quad (2.1)$$

Конкретные измерения сводятся к нахождению расстояний и времен, за которые проходят эти расстояния (базы) ударные волны и контактные поверхности, что может быть выполнено с высокой точностью. Из сопоставления различных моделей (рис. 1—6) следует, что характерное различие между ними в диапазоне давлений  $> 10$  Мбар может достигать  $\sim 30$ —50% по давлению, что в соответствии со следующим из (2.1) соотношением

$$\frac{\Delta p}{p} = \left( \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) \sqrt{\left( \frac{\Delta D}{D} \right)^2 + \left( \frac{\Delta u}{u} \right)^2}$$

требует характерной точности измерения фазовых  $D$  и групповых  $u$  скоростей движения ударных волн не хуже 5—10%. Отметим, что сказанное относится к однофазным ситуациям. Появление фазовых переходов в сильносжатой плазме <sup>2, 4</sup> может качественно исказить исследуемую часть фазовой диаграммы, вызывая резкие скачки термодинамических функций и гидродинамические аномалии <sup>80</sup> типа многоволновых структур и ударных волн разрежения.

Существенно подчеркнуть, что для использования динамического метода диагностики по законам сохранения в алгебраической форме (2.1) необходимо

выполнение специфических условий автомодельности течения<sup>5</sup>: ударная волна должна быть одномерной и стационарной, а начальные условия перед ее фронтом должны быть точно известны.

Оценивая ситуацию в целом, мы видим, что для современного теоретического описания наиболее доступными оказываются области экстремальных давлений и температур, занимающие периферию фазовой диаграммы вещества, в то время как наиболее интересная и интенсивно осваиваемая в приложениях внутренняя ее часть доступна в лучшем случае лишь для качественного анализа. При этом в весьма обширной части фазовой диаграммы построение обоснованных физических моделей вещества сдерживается почти полным отсутствием эксперимента, требующего высоких локальных концентраций энергии.

### 3. ВОЗМОЖНОСТИ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ МОЩНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

#### а) Простейшие оценки давления плазмы

Простейшие оценки давлений, достигаемых при стационарном лазерном облучении, могут быть выполнены на основании одномерной модели<sup>26</sup>, согласно которой поле течения плазмы разбивается на три участка: 1) стационарную ударную волну, за которой следует 2) дефррагационная волна Чепмена — Жуге, где происходит поглощение световой энергии, и замыкает течение

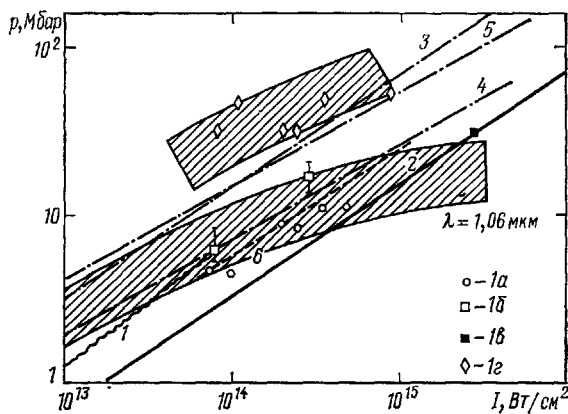


Рис. 7. Зависимость давления ударно-сжатой плазмы от интенсивности лазерного излучения.

Эксперимент: 1 — <sup>27</sup>; 1а — <sup>28</sup>; 1б — <sup>27</sup>; 1в — <sup>28</sup>; 1г — <sup>28</sup>; 2 — расчет по (3.2),  $\lambda = 10,6$  мкм; 3 — расчет по (3.2),  $\lambda = 1,06$  мкм; 4 — скейлинг (3.6); 5 — (3.6) с  $\lambda = 0,35$  мкм; 6 — (3.4) с  $\alpha = 0,65$ . Заштрихованные области — эксперименты для  $\lambda = 1,05$  и  $0,53$  мкм<sup>24</sup>.

3) простая центрированная волна разрежения (являющаяся адиабатической или изотермической). В этих приближениях для давления ударно-сжатой идеальной ( $\gamma = 5/3$ ) плазмы справедливо соотношение

$$p = \begin{cases} p_0 & \text{при } t \leq t_1, \\ p_0 \left( \frac{t_1}{t} \right)^{4/3} & \text{при } t > t_1, \end{cases} \quad (3.1)$$

где  $t_1 = 0,63 I^{2/3} \beta^{-1} \rho_c^{-2/3}$  — время, начиная с которого плазменная корона начинает экранировать мишень в результате тормозного поглощения с коэффициентом  $\kappa_p = \beta \rho_c^2 c_s^3$ ,  $c_s = \sqrt{5T/3M}$ ,  $\rho_c$  — критическая плотность плазмы ( $\omega_0 = \omega_p = \sqrt{4\pi n_c e^2/m}$ ). Максимально достигаемое давление в этом случае равно<sup>26, 14</sup>

$$p_0 \approx I^{2/3} \rho_c^{1/3}. \quad (3.2)$$

Вычисленные по этим соотношениям давления для длин волн 10,6 мкм, 1,06 мкм и 0,53 мкм представлены на рис. 7, где, кроме того, нанесены данные экспериментов<sup>27, 28, 28, 124</sup>. В случае, если в короне при  $n_e < n_c$  поглощается



заметное количество световой энергии (режим с  $t \sim t_1$ ), для оценки влияния соответствующего роста температуры на параметры ударной волны можно вместо адиабатической использовать изотермическую волну расширения. Согласно <sup>5</sup> это приводит к снижению ударно-волнового давления на 26%. С другой стороны, верхний предел возможных давлений можно оценить, предположив, что вся энергия падающего света идет на поддержание ударной волны. В этом приближении <sup>26</sup>

$$P_m = \left( \frac{\gamma+1}{2} \rho_0 I^2 \right)^{1/3} \sim \frac{\rho_0}{\rho_c} P_{c0}$$

Анализируя соотношения (3.1), (3.2), мы видим, что достижимые при лазерном способе генерации давления слабо зависят от химического состава мишени. В этом состоит существенное отличие методов лазерной генерации от ставших классическими в динамической физике методов, использующих удар металлических пластин или продуктов детонации конденсированных ВВ<sup>1</sup>. Характерно, что высокочастотное излучение обладает значительными преимуществами с точки зрения получения максимальных давлений плазмы. Однако, как мы увидим ниже, основное преимущество коротковолнового излучения состоит в уменьшении влияния нетепловых электронов с ростом лазерной частоты (см. гл. 4).

Следует иметь в виду, что приведенные выше качественные оценки получены для такого интервала параметров лазерных импульсов, в котором приведенная упрощенная модель процесса взаимодействия является сугубо схематической. Дело в том, что при интенсивностях излучения порядка  $10^{13}$ — $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> поглощение света носит существенно нелинейный характер. При этом значительная часть света отражается от плазмы, и коэффициент отражения также зависит от интенсивности излучения. В результате формула для коэффициента поглощения, использованная для оценки времени экранировки оказывается сильно упрощенной. Более сложной в этом случае будет и сама модель экранировки, поскольку при представляющих практический интерес размерах фокального пятна течение в короне нельзя считать одномерным. При высоких лазерных интенсивностях возникает еще целый ряд усложнений, достаточно полный учет которых возможен лишь в рамках сложного численного моделирования (см., например, <sup>34</sup>). Поэтому ниже мы рассмотрим основные физические процессы, учитываемые в современных схемах численного моделирования, обсудим результаты моделирования и сравним их с приведенными выше простыми оценками. Заметим еще, что ввиду громоздкости современных программ численного моделирования и значительной степени произвола в построении физических моделей простые оценки, аналогичные <sup>26</sup>, сохраняют определенное значение даже вне пределов применимости исходных допущений.

Переходя к анализу физики взаимодействия лазерного излучения с веществом, мы ограничимся лишь кратким описанием основных процессов. Более подробная информация содержится в обзорах <sup>31-33, 123, 143</sup>.

## б) Поглощение лазерного излучения

Падающее на мишень лазерное излучение поглощается в плазменной «короне» — внешнем слое плазмы, где электронная плотность не превышает критического значения  $n_c = m\omega^2/4\pi e^2$ . Оно определяется равенством частоты лазерного излучения локальной электронной плазменной частоте  $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e/m}$ . Поверхность, на которой электронная плотность равна критической, является отражающей. На ней обращается в нуль действительная часть диэлектрической постоянной плазмы  $\text{Re } \epsilon(\omega)$ . Интегральная поглощательная способность короны определяется пространственным профилем мнимой части диэлектрической постоянной.

В приближении геометрической оптики <sup>129</sup> отношение интенсивностей отраженного и падающего излучения равно

$$R = \exp \left( -2 \int_{-\infty}^{x_0} \frac{\omega_p(x) \nu(x) dx}{c \omega_0^2 \sqrt{1 - (\omega_p^2(x)/\omega_0^2)}} \right),$$

где  $x_0$  — координата точки отражения,  $\nu(x)$  — эффективная частота столкновений. Выражение, стоящее под интегралом, есть коэффициент поглощения света  $\kappa$ . Он имеет особенность в точке отражения  $x_0$ . Разлагая  $\omega_p(x)$  и  $\nu(x)$  вблизи этой точки, получаем  $R \approx \exp[-2\nu(x_0)L/c]$ , где  $L = (d \ln n_e/dx)_{x_0}^{-1}$  — пространственный масштаб электронной плотности вблизи точки отражения (корона предполагается изотермической). Величина  $L$  при умеренных интенсивностях лазерного излучения определяется гидродинамикой разлета плазмы в короне. С ростом интенсивности на профиль электронной плотности в короне начинают оказывать влияние световое давление, импульсы отдачи быстрых («нетепловых») электронов и другие факторы (см. <sup>128, 132, 133</sup>).

Когда плотность потока энергии не слишком велика, основной вклад в эффективную частоту вносят кулоновские столкновения электронов с ионами. Расчет с использованием кинетического уравнения (см. <sup>47, 129, 130</sup>) приводит к следующему выражению для коэффициента поглощения:

$$\kappa_b = \frac{16\pi}{3} \frac{\sqrt{2\pi} Z n_e^2 \ln \Lambda}{c (mT_e)^{3/2} \omega_0^2 \sqrt{1 - (n_e/n_c)}}, \quad (3.3)$$

где  $\Lambda = r_D/b_{\min}$ ,  $r_D$  — дебаевский радиус,  $b_{\min} = \max \{Ze^2/T_e, \hbar/\sqrt{mT_e}\}$ . Написанная формула получена в предположении, что для электронов справедливо распределение Максвелла. В действительности это далеко не всегда так. Один из механизмов нарушения равновесного распределения электронов связан с тем, что в плазме со средним зарядом  $Z > 1$  частота электрон-электронных столкновений, устанавливающих максвелловское распределение, меньше частоты электрон-ионных столкновений, ведущих к поглощению и нарушающих равновесное распределение. Возникающее в результате искажение электронной функции распределения приводит к заметному уменьшению поглощения <sup>128</sup>. Другой механизм еще более очевиден и состоит в том, что электрон в поле электромагнитной волны, помимо теплового движения, совершает колебания, двигаясь со скоростью  $v_E \sim eE/m\omega_0$ , которая при достаточно высокой интенсивности излучения может стать больше электронной тепловой скорости <sup>131</sup>. Уменьшение коэффициента поглощения можно приближенно учесть, умножая выражение (3.3) на коэффициент  $[1 + (3v_E^2/2v_T^2)]^{-1}$ .

Тормозное поглощение убывает с ростом электронной температуры, поэтому можно было бы ожидать, что при увеличении интенсивности излучения плазма будет становиться все более прозрачной. В действительности ситуация оказывается сложнее, поскольку при высоких интенсивностях начинают играть роль коллективные механизмы поглощения света, связанные с возбуждением плазменных волн. Одним из таких механизмов является резонансное поглощение. Оно состоит в возбуждении лэнгмюровских колебаний электрическим полем падающей электромагнитной волны, имеющим составляющую в направлении градиента электронной плотности. Доля энергии излучения, преобразуемая в плазменные колебания, зависит от угла падения  $\theta$  и в максимуме, при  $\theta = \arcsin [0,8 (\omega_0 L/c)^{1/3}]$ , составляет примерно 60%.

Возбуждаемые при резонансном и других коллективных механизмах поглощения плазменные волны затухают, передавая свою энергию электронам. Энергетическое распределение нагретых таким образом электронов зависит от механизма затухания и, как показывают многочисленные теоретические и экспериментальные исследования, существенно отличается от равновесного. Численное моделирование резонансного поглощения при высоких интенсивностях лазерного излучения (параметр  $I\lambda_0^2 > 3 \cdot 10^6$  Вт) <sup>62</sup> показыва-

ет, что значительная часть электронов аномально ускоряется в направлении, обратном градиенту плотности. Группа ускоренных электронов имеет распределение, близкое к максвелловскому с температурой

$$T_h \approx 7 (T_e I \lambda_0^2)^{1/3},$$

где лазерная интенсивность  $I$  измеряется в единицах  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>, длина волны  $\lambda_0$  — в микронах и температура «тепловых» электронов  $T_e$  — в кэВ. Эксперимент<sup>63</sup>, выполненный в условиях, когда основную роль играет резонансное поглощение, дает близкую зависимость энергии быстрой группы электронов от лазерной интенсивности и частоты.

Другим механизмом генерации плазменных волн в короне является параметрическое возбуждение. В условиях, характерных для экспериментов с наносекундными импульсами, наиболее важными являются два параметрических процесса, которые удобно рассматривать в терминах распада исходной электромагнитной волны ( $t$ ) соответственно на две лэнгмюровские ( $l$  и  $l'$ ):  $t \rightarrow l + l'$ , либо на лэнгмюровскую ( $l$ ) и ионно-звуковую ( $s$ ):  $t \rightarrow l + s$ . Оба распада имеют порог по лазерной интенсивности. Для двухплазменного распада этот порог минимален при электронной плотности, близкой к  $n_c/4$ , для распада на плазмон и «фонон» — при  $n_e \approx n_c$ . Порог определяется затуханием образующихся в результате распада волн и зависит от градиента электронной плотности вблизи точек  $n_c$  и  $n_c/4$  соответственно. При интенсивностях, превышающих пороговую, оба параметрических процесса вносят вклад в эффективную частоту столкновений. Вычислению этого вклада посвящена обширная литература. Линейная теория подробно изложена в<sup>32, 125, 126</sup>. При значительном превышении порога параметрические неустойчивости изучались численными методами<sup>64, 134-139</sup>. Установленная в результате моделирования картина (эффективные частоты столкновений, интенсивности и форма линий гармоник  $2\omega_0$  и  $(3/2)\omega_0$ ) находится в качественном согласии с экспериментом. Однако при использовании результатов моделирования в количественных гидродинамических расчетах необходима определенная осторожность.

Кроме указанных выше распадных процессов, ведущих к поглощению света, возможны аналогичные процессы рассеяния, в которых вместо лэнгмюровской волны появляется электромагнитная:  $t \rightarrow t' + l$ ,  $t \rightarrow t' + s$ . Первый процесс аналогичен двухплазмонному распаду и представляет собой вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), второй есть вынужденное рассеяние Манделъштама — Бриллюэна (ВРМБ). Оба процесса ведут к потерям энергии. Экспериментальное исследование показывает, что в типичных режимах облучения потери на ВРМБ относительно невелики. Это можно связать с несколькими возможными механизмами стабилизации ВРМБ: образованием резкого градиента электронной плотности вблизи  $n_c$ , нелинейным нагревом ионов, неоднородностью плазмы в поперечном относительно лазерного луча направлении.

Несколько меньшая информация имеется относительно ВКР. Этот процесс рассеяния происходит в разреженной плазме при  $n_e \leq n_c/4$  и вблизи поверхности  $n_c/4$  конкурирует с двухплазмонным распадом. Численное моделирование<sup>140</sup> показывает, что оба процесса обеспечивают интенсивную «накачку» плазменных волн с частотами вблизи  $\omega_0/2$ ; возникающее при этом давление  $E^2/8\pi$  вызывает флуктуации плотности плазмы, которые подавляют неустойчивость. В дальнейшем происходит релаксация неоднородностей, и цикл повторяется. В количественной оценке роли рассеяния имеется некоторая неопределенность, отчасти связанная с зависимостью рассеяния от условий облучения: интенсивности, длительности импульса, спектральной ширины.

Распадные процессы поглощения и рассеяния приводят к генерации быстрых электронов. Вопросы о спектре, угловом распределении и других параметрах этой группы электронов нельзя считать полностью решенными.

Существенную роль в генерации быстрых электронов, несомненно, играет коллапс лэнгмюровских волн <sup>141</sup>. Это явление состоит в пространственной локализации интенсивных длинноволновых лэнгмюровских колебаний, сопровождающейся образованием каверн — областей с пониженной плотностью плазмы. Избыточное газокINETическое давление вне каверны уравнивается давлением высокочастотного электрического поля волн, запертых внутри каверны. Схлопывание каверн приводит к росту поля и ускорению электронов, пересекающих каверну за времена порядка периода колебаний. Вся эта последовательность событий хорошо видна на численном эксперименте <sup>142, 143</sup>, подтверждающем концепцию коллапса. Однако получение количественной информации о быстрых электронах требует дальнейших исследований.

Еще один механизм поглощения представляет собой конверсия электромагнитных волн в плазменные на интенсивной ионно-звуковой турбулентности. К этому же эффекту приводит возбуждение поверхностных колебаний на скачке плотности вблизи  $n_e = n_c$  при высоких лазерных интенсивностях.

Поглощение и рассеяние лазерного излучения в плазме подробно исследовалось экспериментально. Не останавливаясь на многочисленных оригинальных работах, отметим, что для коротких импульсов ( $< 1$  нс) с интенсивностью  $\sim 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $\lambda_0 = 1$  мкм при нормальном падении на плоскую мишень поглощенная доля излучения составляет примерно 30% и слабо зависит от параметров импульса и материала мишени <sup>143</sup>. Сложнее дело обстоит в случае длинных импульсов меньшей интенсивности. Здесь данные разных авторов заметно расходятся, причем наблюдается зависимость поглощательной способности от тонкой структуры лазерного импульса, величины контраста и т. п. Для плоских мишеней со средними  $Z$  в длинных импульсах поглощается около 80—90% падающей энергии, так что в этом случае практически важным является лишь вопрос о распределении поглощенной энергии между тепловыми и быстрыми электронами.

#### в) Перенос энергии электронной теплопроводностью

Поглощенная в короне энергия излучения передается в более плотные слои плазмы электронной теплопроводностью. Если пробег электрона мал в сравнении с характерным масштабом распределения температуры, поток энергии дается известной формулой <sup>127</sup>

$$q_T = -\chi(T_e) \nabla T_e, \quad \chi(T_e) = \frac{300 T_e^{5/2}}{Z \ln \Lambda} \text{ (Вт/см} \cdot \text{эВ)}.$$

Реальная область применимости этой формулы к лазерной плазме довольно ограничена. Дело в том, что тепловой поток, во всяком случае, не может превышать потока энергии, переносимого плазмой при свободном расширении в вакуум  $q_v \sim n_e v_T T_e$  \*). В действительности ограничение теплового потока оказывается более жестким. Среди факторов, ограничивающих тепловой поток, наиболее важными являются ионно-звуковая турбулентность и спонтанные квазистационарные магнитные поля. Для феноменологического описания электронной теплопроводности в таких условиях обычно вводят предельный поток  $q_m = f q_v$ , где коэффициент  $f < 1$  определяется из опыта либо оценивается на основе той или иной модели переноса. Приравнивая поглощенный поток энергии  $AI = (1 - R) I$  значению  $q_m$  на критической поверхности, можно получить оценку для электронной температуры плазмы:

$$T_e \approx 3 \left( \frac{A}{f} I \lambda_0^2 \right)^{2/3},$$

\*) Оба потока сравниваются, когда пространственный масштаб распределения температуры становится порядка длины свободного пробега электрона.

где, как и выше, для  $I$  принята единица  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\lambda_0$  измеряется в мкм и температура — в кэВ. Видно, что с увеличением частоты лазерного излучения уменьшается перегрев короны и растет гидродинамическая эффективность.

Вопрос об электронной теплопроводности в условиях сильного ограничения по потоку ( $f \ll 1$ ) изучался экспериментально<sup>65, 144–147</sup> и теоретически<sup>66, 149</sup>. В работе<sup>66</sup> было показано, что ограничение электронного теплового потока из-за ионно-звуковой турбулентности ведет к значениям  $f$ , лежащим в интервале  $(m/M)^{1/4} > f > (m/M)^{1/2}$ . В работе<sup>149</sup> изучена сложная картина ограничения теплового потока под действием стохастических квазистационарных магнитных полей и также указаны некоторые границы для множителя  $f$ . Следует подчеркнуть, что описание сложного процесса переноса в неоднородной плазме заданием единственного числа  $f$  является, конечно, чрезмерным упрощением. В действительности имеется несколько конкурирующих механизмов переноса энергии (тепловые электроны, быстрые электроны, ионы, излучение и т. д.), относительная роль которых зависит от параметров плазмы. Тем не менее при экспериментальном исследовании переноса энергии традиционно используется следующая процедура (см., например,<sup>65, 102</sup>). Выполняется серия гидродинамических расчетов с различными значениями параметра  $f$ , а затем их результаты сравниваются с опытом для нахождения наиболее подходящего значения  $f$ . Понятно, что при таком подходе трудно ждать согласия между результатами экспериментов, выполненных в различных условиях. Приводимые разными авторами значения  $f$  имеют разброс в пределах примерно двух порядков. Попытки оценить, в какой степени подавлен перенос энергии быстрыми электронами, также не дают пока однозначного результата (ср., например,<sup>145</sup> и <sup>146</sup>).

Таким образом, в вопросе об электронном переносе энергии имеется значительная неопределенность. В наибольшей степени она сказывается на интерпретации экспериментов с длинноволновыми лазерами, поскольку для них относительно велика пространственная область, в которой определяющим процессом является перенос энергии электронами.

### г) Гидродинамическая неустойчивость сжатия плазмы

Высокие давления в конденсированной фазе при лазерном облучении создаются за счет импульса отдачи разлетающегося менее плотного вещества. Вклад светового давления в большинстве случаев мал. Энергия, необходимая для нагрева и ионизации разлетающегося вещества, передается из зоны поглощения теплопроводностью. Из-за нелинейного характера теплопроводности тепловая волна имеет резкий фронт, в малой окрестности которого почти скачком изменяется плотность вещества, а массовая скорость меняет знак. Эту область называют абляционной поверхностью. В начале лазерного импульса, когда интенсивность излучения растет со временем, абляционная поверхность ускоряется в направлении градиента плотности. Такое ускорение в системе координат, связанной с абляционной поверхностью, эквивалентно силе тяжести, направленной от более плотного слоя вещества к менее плотному. В результате абляционная поверхность оказывается неустойчивой<sup>32, 150</sup>. Неустойчивость этого типа хорошо известна в гидродинамике и называется тейлоровской<sup>151</sup>. Примеры изучения неустойчивости в условиях лазерных экспериментов можно найти в работах<sup>30, 32, 150, 152, 153</sup>. Мы изложим здесь качественную картину эволюции тейлоровских возмущений.

Линейный инкремент неустойчивости равен  $\gamma = \sqrt{|a|k}$ , где  $|a|$  — модуль ускорения и  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число возмущения. Со стороны коротких волн спектр растущих возмущений ограничен величиной  $d$  — характерным масштабом градиента плотности на абляционной поверхности. Амплитуда малых возмущений растет со временем экспоненциально. После того как она становится порядка длины волны, начинается нелинейная стадия

эволюции возмущений. Образуются «пузыри» легкой компоненты, «всплывающие» в тяжелом слое с постоянной скоростью  $v_\lambda = Fr \sqrt{|a|} \lambda$ ,  $Fr$  — число Фруда, и узкие «струи» тяжелой компоненты, «падающие» ускоренно сквозь легкий слой. Легко понять, что если скорость перемещения абляционной поверхности  $v_a > v_\lambda$ , «пузыри» с соответствующей длиной волны будут разрушаться при взаимодействии с тепловой волной. Таким образом, из-за движения абляционной поверхности будут подавляться коротковолновые возмущения с  $\lambda < \lambda_c$ , где

$$\lambda_c \approx \frac{1}{Fr} \left( \frac{v_a^2}{|a|} \right), \quad Fr \sim 0,2 - 0,4.$$

Критическую длину волны  $\lambda_c$  можно связать с масштабом плотности на абляционной поверхности  $d$ <sup>30</sup>:  $\lambda_c \sim 10 d M_a$ , где  $M_a$  — число Маха абляционной поверхности. Возмущения с  $\lambda > \lambda_c$  не стабилизируются абляцией, и их рост может повлиять на структуру течения за ударной волной.

Если время ускорения достаточно велико, происходит расширение спектра неустойчивых мод, называемое турбулентным перемешиванием<sup>154-156</sup>. При численных расчетах сжатия этот процесс описывается путем введения феноменологических коэффициентов «турбулентного» переноса.

Роль тейлоровской неустойчивости возрастает при наличии возмущений с подходящей длиной волны в лазерном луче или облучаемой мишени. Следует подчеркнуть, что неоднородность облучения становится более опасной с повышением частоты лазерного излучения. Дело в том, что с увеличением  $\omega_0$  возрастает критическая плотность  $n_c \sim \omega_0^2$ , и зона поглощения приближается к абляционной поверхности. При этом возмущения температуры, создаваемые неоднородным облучением, могут влиять на локальную скорость абляции, нарушая симметрию течения.

#### д) Численные расчеты и соотношения подобия для давления ударно-сжатой плазмы

Наиболее полную информацию о поведении лазерной плазмы в условиях конкретных экспериментов можно получить из численных расчетов. Создан ряд программ для проведения таких расчетов. В основу их положено гидродинамическое описание плазмы в одномерной или двумерной плоской или сферической геометрии. Численные модели с той или иной степенью полноты учитывают кратко рассмотренные выше процессы поглощения света, переноса энергии, генерации быстрых электронов, электрон-ионной релаксации. В наиболее сложных программах для описания процессов переноса используется многогрупповое приближение. Некоторую информацию о программах, применяемых для численного моделирования лазерной плазмы, можно получить из работ<sup>34, 67-69, 81</sup>.

Практика численных расчетов показывает, что различия в физических моделях, положенных в основу программ, заметно влияют на получаемые результаты. Поэтому зависимость давления за ударной волной от интенсивности и частоты лазерного излучения, найденная из численных расчетов, не является вполне однозначной. Удобно записывать «скейлинг» для максимального давления в виде

$$p_m = a I^\alpha \lambda_0^{-\beta}, \quad (3.4)$$

определяя значения показателей  $\alpha$  и  $\beta$  из численных либо реальных экспериментов. Рассмотрим некоторые примеры.

Из расчетов по одномерному варианту программы<sup>34</sup> для алюминиевой мишени и лазера на неодимовом стекле получено соотношение ( $p$  — в Мбар,  $I$  — в ед.  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>)

$$p_m \approx 57 I^{0,82}. \quad (3.5)$$

Расчет по программе <sup>67</sup> также дает степенной закон для  $p_m$ , но с показателем 0,36. Численный расчет и аналитическая модель <sup>70</sup> дают зависимость, отличную от степенной, причем абсолютные значения давления несколько ниже, чем даваемые формулой (3.5); приближенная интерполяция этих результатов имеет вид

$$p_m \approx 27 I^{0,57}. \tag{3.6}$$

Значение показателя  $\alpha = 0,57$  следует также из экспериментальных данных, полученных в работе <sup>147</sup>. Давление определялось по скорости разлета с использованием как данных высокоскоростной фотографии, так и результатов калориметрических измерений. Абсолютные значения давления, полученные в опытах с иодным лазером ( $\lambda_0 = 1,3$  мкм), составили 300 кбар при  $I = 2,5 \cdot 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> и 50 Мбар при  $I = 2 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> \*).

В работе <sup>82</sup> проведены измерения импульса отдачи и энергии ионов разлетающейся плазмы, которые позволяют вычислить среднее давление в мишени при  $I \leq 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Описание результатов этих экспериментов формулой (3.4) дает значение  $\alpha = 0,8$  <sup>83</sup>. С ростом интенсивности излучения показатель  $\alpha$ , согласно данным <sup>83</sup>, <sup>84</sup>, монотонно уменьшается. В интервале  $10^{14} - 3 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> наилучшее описание экспериментальных данных достигается при  $\alpha = 0,6$  <sup>83</sup>. В работе <sup>87</sup> для интенсивностей порядка  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> получено значение  $\alpha = 0,7$ .

Менее определена информация о зависимости давления от частоты лазерного излучения. Из простейшего анализа (см. (3.2)) следует значение показателя  $\beta = 0,67$ , в то время как более строгое рассмотрение приводит к значениям  $\beta$  от 0,33 до 2,0 в зависимости от принятой модели поглощения <sup>83</sup>. В результате детального анализа в <sup>85</sup> получено значение  $\beta \approx 1$  для сферического случая, который, однако, может давать значительные отличия от решения плоской задачи <sup>86</sup>. Эксперименты <sup>83</sup> по генерации ударных волн излучением третьей гармоники неодимового лазера при  $I \sim (1-2) \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> свидетельствуют о поглощении  $\sim 95\%$  падающего на плазму излучения и дают значение показателя  $\beta$ , близкое к 2/3, что согласуется с оценкой (3.2).

Отметим, что при практическом применении соотношений подобия (3.4) — (3.6) к режимам с высокой мощностью и значительной длительностью лазерного импульса следует учитывать снижение интенсивности излучения, вызванное двумерным разлетом плазменной короны <sup>87</sup>.

Значительная неоднозначность в зависимости давления за ударной волной от параметров лазерного импульса свидетельствует о том, что в настоящее время есть необходимость в проведении систематических расчетов для определения законов подобия по интенсивности, частоте, атомному номеру, площади фокусировки и другим параметрам эксперимента.

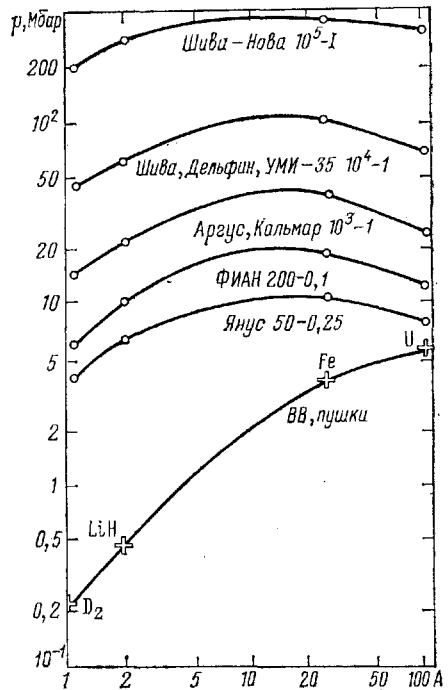


Рис. 8. Амплитуды ударных волн <sup>14</sup>, генерируемых различными лазерными системами на неодимовом стекле. Первое число — энергия в джоулях, второе — длительность импульса в наносекундах. Нижняя кривая характеризует возможности техники химических ВВ и легкогазовых пушек. А — атомный номер исследуемого элемента.

\* ) В <sup>147</sup> рассматривается зависимость давления от поглощенной лазерной интенсивности.

Результаты использования «скейлинга» (3.2), (3.4), (3.6) для оценки давления в алюминиевой мишени представлены на рис. 7. Амплитудные значения давлений в плазме других химических элементов, рассчитанные по программе LASNEX<sup>34</sup>, приведены на рис. 8<sup>14</sup>. Видно, что для продвижения в неисследованный сейчас диапазон давлений плазмы, больших 10 Мбар, необходимо работать с интенсивностями излучения, превосходящими  $10^{14}$ — $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>.

#### 4. СТРУКТУРА ЛАЗЕРНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН И ОБЩИЕ ТРЕБОВАНИЯ К КОНСТРУКЦИИ МИШЕНЕЙ

В этой главе мы рассмотрим требования к лазерному излучению и размерам мишеней, необходимых для получения в исследуемом веществе плоских стационарных и «тонких» ударных разрывов, распространяющихся по относительно холодному веществу. Это позволит использовать динамический метод диагностики, основанный на соотношениях (2.1). Возникающие при этом ограничения определяют уровень максимальных давлений, достижимых при помощи современных лазеров.

##### а) Эффекты затухания в боковых и тыльных волнах разгрузки

Первое типичное для всех динамических экспериментов требование<sup>1</sup> состоит в исключении влияния боковых волн разрежения (рис. 9), которые, распространяясь от внешнего края облучаемой области к оси симметрии, уменьшают давление и температуру ударно-сжатой плазмы и искривляют фронт ударной волны, который в пределе стремится принять сферическую форму<sup>35</sup>. «Голова» боковой волны разрежения распространяется к оси со скоростью звука в ударно-сжатой плазме  $c_s$ , которая сравнима с фазовой скоростью ударной волны  $D$  (см. рис. 9). Это значит, что если необходимо иметь после прохождения мишени плоский участок ударного фронта с характерным размером  $R_g$ , то размер фокального пятна должен быть не менее

$$R_0 \geq R_g + d. \quad (4.1)$$

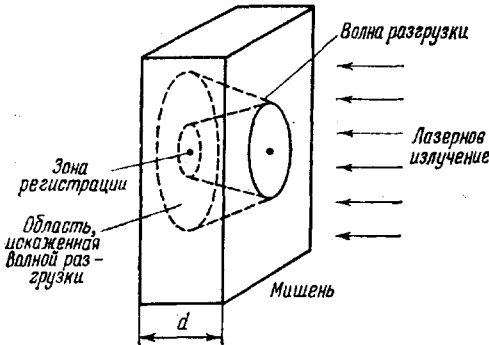


Рис. 9. Пространственная схема течения в мишени, вызванного лазерным облучением<sup>36</sup>.

В экспериментах с ударными волнами это условие, как правило, значительно усиливает:  $R_0 \geq 10d$ <sup>1</sup>. Ввиду того, что толщина мишени из-за электронного прогрева не может быть меньше нескольких десятков микрон, необходимые размеры фокального пятна оказываются порядка сотен микрон. Учитывая, что лазерное излучение удается сфокусировать в пятно значительно меньшего размера ( $\sim$  десятка микрон), легко понять, что это ограничение является существенным, так как при расфокусировке уменьшается интенсивность и, следовательно, максимальное давление плазмы. Кроме того, желательно, чтобы лазерное излучение было равномерно распределено по площади фокального пятна. Обычно<sup>14</sup> это распределение имеет вид  $I = I_0 \exp[-(r/r_0)^n]$  с  $n$  порядка нескольких единиц, причем на основной профиль накладываются локальные неоднородности («горячие» точки). Кроме неоднородностей, обусловленных несовершенством лазера и системы фокусировки, при высоких интенсивностях можно ожидать дополнительных искажений, связанных с самофокусировкой и филаментацией лазерного луча в плазме. Эффекты неоднородности частично сглаживаются электронной теплопроводностью, так



что существенный для гидродинамического движения поток энергии на абляционную поверхность имеет гораздо меньшие пространственные и временные флуктуации, чем энерговыделение вблизи критической поверхности. Вопросу о влиянии неоднородности облучения на гидродинамику посвящены работы <sup>82, 166</sup>.

Затухание ударной волны, вызванное приходом тыльной волны разгрузки, иллюстрируется рис. 10. В момент выключения лазерного излучения  $\tau$  от зоны поглощения отделяется волна разгрузки, «голова» которой распространяется со звуковой скоростью  $u + c_s$  по ударно-сжатой плазме и поэтому в момент  $t_1$  настигает фронт ударной волны, который с этого момента начинает уменьшать свою скорость. Задав адиабату Гюгонио в виде  $D = c_s + 1,5 u$  <sup>36</sup>, легко получить ограничение на базу измерений:

$$d \leq 2D\tau. \quad (4.2)$$

Это условие при заданной величине  $d$  определяет минимальные длительности импульса, гарантирующие стационарность течения плазмы в зоне измерений. При величинах  $d$  в десятки микрон ( $D \sim 30$  мкм/нс)  $\tau$  оказывается порядка 1 нс. Таким образом, начиная с этих времен, увеличение интенсивности  $I$  может осуществляться только за счет увеличения энергии лазерного излучения, а не путем сокращения длительности лазерного импульса. Естественно, что для создания стационарных ударных волн необходимо иметь стационарный лазерный поток высокой контрастности. Однако и в этом случае возможны нестационарности в зоне поглощения типа неустойчивостей критической поверхности и других эффектов <sup>37</sup>.

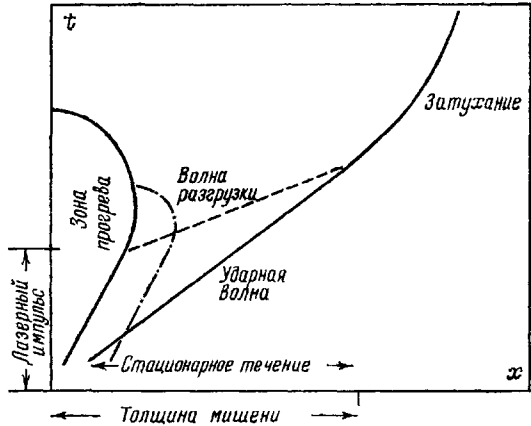


Рис. 10. Схема течения при лазерной генерации ударных волн.

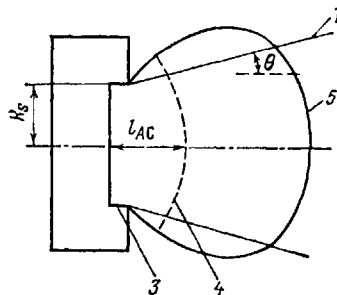
Штрих-пунктир — зона прогрева нетепловыми электронами.

### б) Влияние двумерности разлета плазменной короны

При значительных интенсивностях и длительностях лазерного импульса возникают отличия течения плазмы от простого одномерного режима даже в ситуации, когда отсутствуют боковые и тыльные волны разгрузки <sup>87</sup>. Схема

Рис. 11. Пространственная картина взаимодействия сфокусированного лазерного луча (1) с мишенью (2) по <sup>87</sup>.

3 — фронт абляции, 4 — поверхность критической плотности, 5 — плазменная корона.



течения плазмы представлена на рис. 11. Видно, что для сфокусированного (с углом фокусировки  $\theta$ ) лазерного излучения площадь  $s$  на критической поверхности, на которую падает лазерное излучение, отличается от начальной площади пятна  $s_0$  на поверхности мишени множителем  $[1 + (l_{AC}/R_s) \sin \theta]^2$ ,

где  $l_{AC}(I, t)$  — характерное расстояние от абляционной до критической поверхности. Поэтому входящая в соотношения (3.8), (3.4) интенсивность излучения зависит от максимальной мощности  $W$  и длительности импульса  $\tau$  (через зависимость  $l_{AC}(W, \tau)$ ). Расширение области поглощения приводит к уменьшению давления плазмы по сравнению с режимом одномерного разлета. Расстояние  $l_{AC}$  по порядку величины может быть оценено как произведение длительности импульса на скорость звука в плазме, что приводит к скейлингу

$$l_{AC} \approx l_{AC}^{(0)} \tau^\delta I^\varepsilon.$$

На основе гидродинамических расчетов можно принять <sup>87</sup>  $\delta = 0,9$ ,  $\varepsilon = 0,3$ , что приводит к изменению соотношения (3.4):

$$p_s = a I^\alpha \left( 1 + \frac{l_{AC}^{(0)}}{R_s} \tau^{0,9} I^{0,3} \sin \theta \right)^{-2\alpha}. \quad (4.3)$$

На рис. 12 проведено сопоставление одномерных и двумерных режимов течения для алюминиевой мишени с  $R_s = 256$  мкм и толщиной 72 мкм при

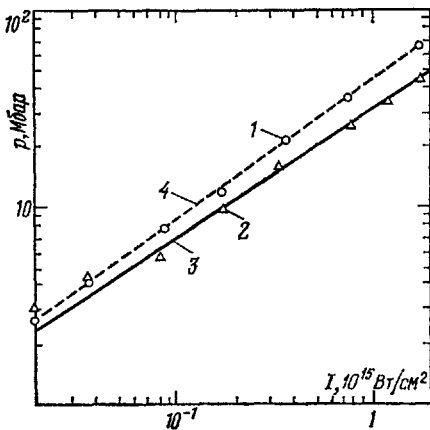


Рис. 12. Сопоставление одномерных (1) и двумерных (2) гидродинамических расчетов лазерного облучения алюминиевых мишеней <sup>87</sup>.

3 — расчет по (3.4) с  $a = 8,0$ ,  $\alpha = 0,7$ ; 4 — расчет по модели (4.3).

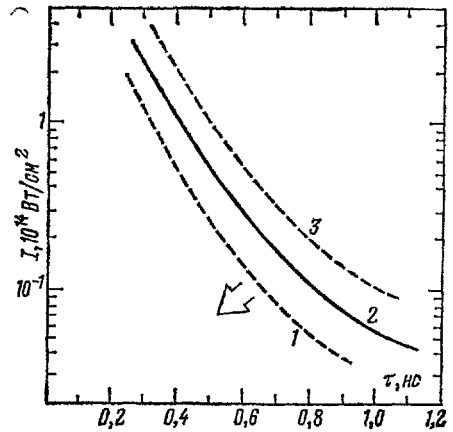


Рис. 13. Параметры лазерных импульсов, для которых необходимо учитывать двумерность разлета плазменной короны <sup>87</sup>.

1—3 — границы областей параметров, где различие между двумерными и одномерными расчетами не превышает 8, 10 и 12%.

ее облучения лазерным импульсом  $\lambda_0 = 1,06$  мкм гауссовой формы с углом фокусировки  $\theta = 22^\circ$  <sup>87</sup>. На рис. 13 для тех же условий фокусировки указаны <sup>87</sup> параметры лазерного импульса, при которых различие двумерных и одномерных расчетов давления не превосходит заданной величины.

Подчеркнем, что изложенные замечания касаются неоднородного разлета разреженной плазмы в короне вблизи критической поверхности. В плотной плазме вблизи абляционной поверхности температура ниже, поэтому для движения ударной волны и течения плазмы за нею эффекты двумерности не должны быть столь существенными. Например, в условиях опытов <sup>83</sup> режим ударного сжатия материала мишени оказывается одномерным (в пределах точности измерений).

#### в) Ф о р м и р о в а н и е к в а з и с т а ц и о н а р н о й ударной волны

При лазерном облучении мишени ударная волна образуется не мгновенно, а через некоторое время  $\tau_s$  и на некотором расстоянии  $l_s$  от поверхности. Процесс формирования ударной волны налагает определенные ограничения

на выбор параметров мишени. Рассмотрим этот вопрос подробнее. Для простоты ограничимся одномерным случаем. Лазерное излучение, падающее на мишень, нагревает электроны. Передача энергии ионам происходит сравнительно медленно из-за большой разницы в массах. Поэтому на начальной стадии действия лазерного импульса массовое движение отсутствует, а энергия переносится от места поглощения электронной теплопроводностью. Тепловая волна распространяется по закону

$$x_T \sim \sqrt{\frac{\chi t}{nk}} \sim v_T \sqrt{\tau_{tr} t},$$

где  $v_T$  — тепловая скорость электронов и  $\tau_{tr}$  — транспортное время<sup>127</sup>. Градиент электронного давления приводит в движение вещество. Гидродинамическое возмущение распространяется по закону

$$x_s \sim c_s t \sim \sqrt{\frac{m}{M}} v_T t.$$

Нас интересует случай, когда ударная волна распространяется по холодному веществу, а дозвуковая тепловая волна играет роль «поршня». Оценку для времени  $\tau_s$  установления такого режима можно получить из условия  $x_s = x_T$ . Легко видеть, что  $\tau_s \sim (m/M)\tau_{tr} \sim \tau_{ei}$ . Толщина слоя, в котором формируется ударная волна, равна по порядку величины  $l_s \sim c_s \tau_{ei} \sim l_e \sqrt{M/m}$ , где  $l_e$  — средняя длина пробега электрона в момент отрыва ударной волны от слоя, нагретого электронной теплопроводностью ( $x_s \approx x_T$ ). Температура электронов в момент отрыва определяется полной поглощенной к этому времени энергией  $E_s$  и равна  $T_s \sim E_s/nk l_s$ . Вопрос о переходе от режима тепловой волны к гидродинамическому движению рассмотрен в<sup>71</sup>. Здесь мы приведем только простейшую оценку. При постоянной лазерной интенсивности  $E(t) = E_0 t/\tau$ , где  $E_0$  — полная энергия, а  $\tau$  — длительность импульса. Полагая для определенности  $n_1 = 6 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $Z = 3$ ,  $M = 27 M_H$  и выполняя простые вычисления, получаем  $\tau_s = 10^{-24} I f$  (с),  $l_s = 5 \cdot 10^{-23} I^{4/3} f$  (см), где  $I = E_0/\tau$  — интенсивность лазерного излучения в Вт/см<sup>2</sup>. Некоторая неопределенность во времени и пространственном масштабе формирования ударной волны связана с тем, что неизвестен множитель  $f$ , учитывающий ограничение теплового потока. При интенсивности  $\sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> ограничение, по-видимому, несущественно, и  $l_s$  оказывается порядка 0,1 мкм.

В области интенсивностей  $I \sim 10^{15} - 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup> множитель  $f$  имеет порядок  $10^{-2}$ , поэтому следует ожидать значений  $l_s \sim 1 - 10$  мкм. Толщина мишеней должна быть много больше  $l_s$ , что в случае высокой интенсивности излучения может оказаться трудновыполнимым из-за быстрого роста лазерной энергии с увеличением толщины мишени.

Приведенная оценка получена в предположении, что длительность лазерного импульса  $\tau$  во всяком случае не меньше времени  $\tau_s$  установления гидродинамического движения. При постоянной лазерной интенсивности такому режиму соответствует ударная волна постоянной амплитуды (схема такого течения как раз и положена в основу анализа<sup>26</sup>, изложенного в начале третьей главы). Энергия лазера, необходимая для осуществления такого режима, очень быстро растет с ростом ударно-волнового давления. Принципиально возможным является более «экономный» режим, в котором длительность лазерного импульса  $\tau$  много меньше времени  $\tau_s$ . Оценка, аналогичная приведенной выше, дает в этом случае для времени и пути формирования ударной волны:  $l_s \approx 10^{-6} E_0^{2/3} f$  (см),  $\tau_s \approx 2 \cdot 10^{-12} E_0^{1/2} f$ , где  $E_0$  — поглощенная энергия (в Дж/см<sup>2</sup>). Условие  $\tau \ll \tau_s$  может быть записано в эквивалентной форме как  $E_0 \tau^{-2} \gg 3 \cdot 10^{23} \text{ Дж/см}^2 \text{ с}^2$ . Массовое движение среды при  $t \gg \tau_s$  описывается в этом случае моделью «короткого» удара<sup>71</sup>. Амплитуда давления в ударной волне уменьшается со временем (примерно как  $t^{-2/3}$  в плоском

случае) из-за увеличения массы вещества, приведенного в движение. Для количественной интерпретации экспериментов с короткими лазерными импульсами необходимы подробные численные расчеты возникающего движения плазмы.

### г) Прогрев мишени нетепловыми электронами

Наиболее серьезные ограничения на параметры мишеней налагает требование устранения прогрева вещества перед ударной волной нетепловыми (быстрыми) электронами, генерируемыми в короне в результате процессов аномального поглощения. Эти электроны имеют энергию 2—200 кэВ (зависящую от лазерной интенсивности; см. гл. 3) и вызывают почти мгновенный

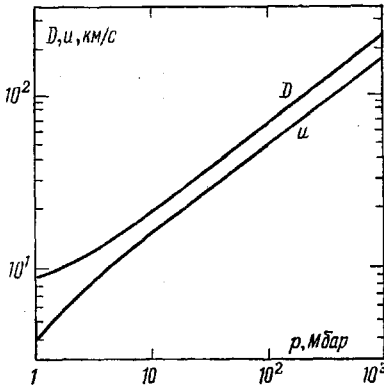


Рис. 14. Фазовая  $D$  и групповая  $u$  скорости ударных волн в алюминии, рассчитанные по квазиклассической теории (ТФП) <sup>7, 8</sup>.

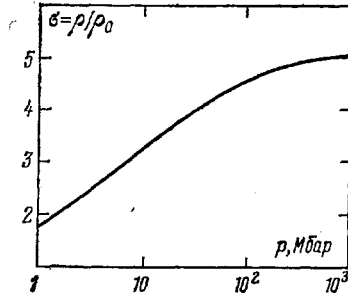


Рис. 15. Степень сжатия алюминия в ударной волне по квазиклассической теории <sup>8, 7</sup>.

равномерный разогрев поверхностного слоя мишени, толщина которого сравнима с длиной их пробега. Предварительный прогрев меняет начальное состояние среды перед ударной волной и, если это изменение будет значительным, то кроме измерения двух параметров, характеризующих распространение ударной волны, придется проводить регистрацию начального состояния мишени. Считая, что быстрые электроны вызывают только рост начальной энергии (температуры) мишени  $\Delta E_n$ , можно получить для соответствующего изменения  $\Delta E$  энергии ударно-сжатой плазмы следующую формулу <sup>39</sup>:

$$\frac{\Delta E}{\Delta E_n} = \left[ 2 + \frac{\partial p}{\partial E} \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) \right] \left[ 2 + \frac{(p_s + p_0) \partial p / \partial E}{\rho^2 \partial p / \partial \rho} \right]^{-1} \equiv \Sigma.$$

Вычисления показывают, что  $\Sigma$  изменяется в пределах 1,5—2 в зависимости от конкретного уравнения состояния. На рис. 14—17 приведены результаты расчета характеристик ударно-сжатой плазмы, описываемой одним из вариантов квазиклассической теории <sup>7, 8</sup>, в зависимости от давления за ударной волной. При ожидаемых температурах сжатого вещества  $\sim 10$ —100 эВ (см. рис. 16) допустимые температуры предварительного прогрева не должны превышать 0,1—1 эВ.

В работе <sup>72</sup> путем обработки численных расчетов было получено следующее выражение для энергии быстрых электронов, образующихся при резонансном поглощении:

$$T_h \approx 8T_e^{0.25} (I\lambda_0^2)^{0.39}, \quad (4.4)$$

где  $T_h$  и  $T_e$  — температуры быстрых и тепловых электронов в кэВ,  $I$  — в ед.  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\lambda_0$  — в мкм. Близкая зависимость получена в работе

<sup>62</sup>(см. гл. 3). Заметим, что температура  $T_h$  анизотропна: ускорение электронов происходит в основном в направлении, обратном градиенту плотности. Глубину проникновения быстрых электронов можно оценить по формуле

$$R_h \approx \frac{3 \cdot 10^{18} T_h^2}{Z n_e} \quad (\text{см}) \quad (4.5)$$

(в этой формуле  $T_h$  — в кэВ). Принимая для ударно-сжатого алюминия при давлении 10 Мбар в соответствии с моделью <sup>7, 8</sup>  $n_e = 6 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ,  $Z = 3$ , получаем оценку \*)  $R_h \approx 2 \cdot 10^{-6} T_h^2$ . Более подробные данные о длине пробега

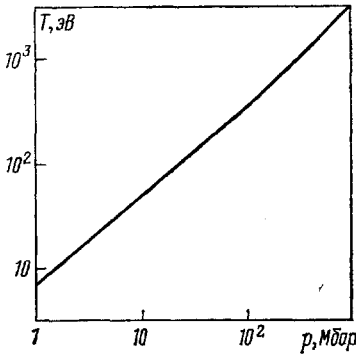


Рис. 16. Температура ударно-сжатой плазмы по ТФП.

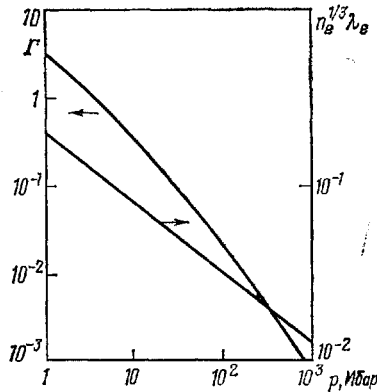


Рис. 17. Параметр неидеальности  $\Gamma = \sqrt{8\pi n_e} e^3 / T^{3/2}$  и параметр вырождения  $n_e^{1/3} \lambda_e$  плазмы алюминия.

быстрых электронов в алюминии, сжатом ударными волнами, создаваемыми лазерным излучением различной частоты и интенсивности, приведены в табл. I. Давление за ударной волной вычислялось по модели <sup>70</sup>, электрон-

Таблица I

Длина пробега быстрых электронов в алюминии, сжатом ударными волнами, создаваемыми лазерным излучением (указана длина волны в мкм)

$I, \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$	$T_h, \text{кэВ}$				$R_h, \text{мкм}$			
	10,6	1,06	0,53	0,26	10,6	10,6	0,53	0,26
$10^{14}$	36	2,8	1,3	0,6	35	0,16	0,017	0,0050
$10^{15}$	130	10	4,6	2,1	340	1,3	0,29	0,055
$10^{16}$	460	36	17	7,7	2800	16	3,5	0,68
$10^{17}$	1700	130	60	28	36000	200	42	9,0

ная плотность и средний заряд — по <sup>7, 8</sup>, энергия быстрых электронов — по <sup>62, 72</sup>. Глубина прогрева, а значит, и необходимая толщина мишени быстро растут с ростом интенсивности лазерного излучения, но уменьшаются с ростом его частоты. Частотная зависимость глубины прогрева делает, в частности, малоперспективным использование  $\text{CO}_2$ -лазеров для генерации сильных ударных волн в конденсированных средах.

Количественный расчет эффектов прогрева (см. гл. 5) показывает, что для устранения искажающего влияния нетепловых электронов необходимо при  $I \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ Вт/см}^2$  выбирать размеры мишеней  $d \geq 20 \text{ мкм}$ , хотя предварительные результаты экспериментов <sup>41</sup>, по-видимому, свидетельствуют,

\*) Сжатый алюминий нельзя, разумеется, считать в этих условиях слабонеидеальной плазмой, для которой справедлива формула (4.5), поэтому приводимые ниже величины пробегов имеют смысл оценок.

что наблюдаемый эффект прогрева оказывается в несколько раз меньше ожидаемого. По данным работы <sup>83</sup>, изменение длины волны лазерного излучения с 1,06 мкм до 0,53 мкм при интенсивности  $3 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> ведет к снижению температуры алюминиевой мишени, прогретой быстрыми электронами, от нескольких тысяч градусов до пренебрежимо малых значений.

Представляется, что ввиду крайней сложности количественного описания роли нетепловых электронов целесообразно провести серию специальных экспериментов, варьируя в них интенсивность и длину волны излучения, а также размеры мишеней  $d$ .

Отметим, что при условии  $d \sim R_n$  в результате электронного прогрева реализуется профиль исходной температуры  $T_0 = T_0(x)$ , который приводит к неоднородности параметров в ударно-сжатой плазме. При значительных интенсивностях излучения в толстых мишенях можно ожидать генерации вторичных ударных волн, исходящих из области электронного прогрева и движущихся впереди основной ударной волны <sup>88</sup>.

Определенную роль в предварительном прогреве вещества перед фронтом ударной волны может играть рентгеновское излучение плазмы. Экспериментальные данные по этому вопросу неоднозначны. Оценки показывают, что прогрев излучением менее опасен, чем прогрев быстрыми электронами. Этот вывод подтверждается численными расчетами <sup>89</sup>. Однако для полного и обоснованного ответа на вопрос о влиянии радиационного прогрева необходимы дополнительные исследования.

#### д) Масштабные соотношения для однородных мишеней

Оценим теперь, как зависит энергия лазера, требуемая для получения в мишени заданного давления, от величины этого давления  $p$  и длины волны излучения  $\lambda_0$ . Энергия равна, очевидно,  $E \sim IR_0^2 \tau$ , где  $R_0$  — размер пятна фокусировки на поверхности мишени. Длительность импульса  $\tau$  найдем из условия (4.2):  $\tau \geq d/2D$ . Толщина мишени  $d$  должна быть много больше глубины прогрева быстрыми электронами  $R_n$ , для оценки которой воспользуемся формулой (4.5). Что касается размера пятна фокусировки  $R_0$ , то его минимальная величина определяется отсутствием затухания от боковых волн разгрузки, поэтому можно принять  $R_0$  пропорциональным толщине мишени  $d$ . Таким образом,

$$E_{\text{лаз}} \sim I d^3 D^{-1} \sim IR_n^3 p^{-1/2}.$$

Используя для оценки давления выражение (3.2), а для энергии нетепловых электронов — формулу (4.4), получаем следующее соотношение подобия для полной энергии лазерного излучения:

$$E_{\text{лаз}} \sim p^6 \lambda_0^{11}. \quad (4.6)$$

Показатели степени в (4.6) весьма чувствительны к деталям процедуры, принятой для оценки  $E$ , и к значениям показателей в аппроксимационных формулах для давления, электронной температуры и энергии быстрых электронов. Однако во всех физически разумных вариантах оценки лазерная энергия очень быстро растет с ростом давления и длины волны. Важно, что этот вывод относится к простейшему способу генерации плоских стационарных ударных волн в однородных мишенях, где основным физическим ограничением является прогрев нетепловыми электронами. Ввиду того, что современные мощные лазерные системы уже сейчас представляют собой гигантские инженерные сооружения, маловероятно, что дальнейшее увеличение лазерной энергии будет осуществляться за счет увеличения геометрических размеров. Поэтому конструктивный путь продвижения вверх по шкале давлений лазерных ударных волн — это уменьшение длины волны и применение слоистых мишеней, снижающих роль электронного прогрева <sup>89</sup>.

Помимо очевидной возможности использования коротковолновых лазеров (например, на  $KrF$ ,  $XeF$ ,  $N_2$  и др.), высокочастотное излучение большой мощности можно получать путем удвоения частоты излучения неодимового лазера и его гармоник. В последние годы на этом пути были достигнуты значительные успехи. В видимой и ближней инфракрасной области весьма эффективным для удвоения частоты является нелинейный кристалл KDP. В работе <sup>74</sup> сообщается, что достигнута эффективность преобразования во вторую гармонику неодима (0,53 мкм) более 50% и в четвертую (0,26 мкм) — более 15% на уровне энергии 20 Дж за 100 пс или 100 Дж за 2,5 нс при 1,06 мкм (это соответствует 11 Дж за 75 пс и 35 Дж за 2 нс при 0,53 мкм и 3 Дж за 60 пс при 0,26 мкм). В самое последнее время появились сообщения об эффективности преобразования во вторую и третью гармоники неодима на уровне 80—90%. Это открывает чрезвычайно интересные возможности для достижения рекордно высоких давлений в ударных волнах, генерируемых лазерами. Отметим в этой связи работу <sup>83</sup>, в которой впервые с использованием излучения третьей гармоники неодимового лазера получены ударные волны с давлением 10—12 Мбар.

#### е) Радиальное расширение области энерговыделения при высоких интенсивностях

В экспериментах <sup>42</sup> было установлено, что фиксируемый рентгеновской камерой размер высокотемпературной области мишени приблизительно в пять раз превосходит размер фокального пятна лазерного луча в вакууме. В то же время регистрируемая в этих опытах амплитуда ударной волны на порядок меньше теоретических предсказаний (3.4) (см. рис. 7). В специальной серии экспериментов <sup>43</sup> при облучении лазерной мишени было зафиксировано значительное свечение заземляющей мишень проволоочки, что связывалось в <sup>43</sup> с ее джоулевым разогревом мощными обратными токами, обеспечивающими электронейтральность мишени. В соответствии с измерениями <sup>43</sup>, волна такого разогрева имеет характерную скорость  $\sim 10^8$  см/с. В работах <sup>41</sup>, <sup>45</sup>, <sup>46</sup> была предложена следующая интерпретация экспериментов <sup>42</sup>, <sup>43</sup>. Падающее на плазму лазерное излучение, поглощаясь вблизи критической поверхности, вызывает генерацию нетепловых электронов, которые, покидая плазму, вызывают нарушение электронейтральности в области поглощения света. В результате возникают компенсирующие токи холодных электронов, приходящие из необлученных частей мишени. При характерных временах  $\sim 10^{-10}$  с такие токи должны быть поверхностными (толщина скин-слоя порядка  $10^{-4}$  см), а их плотность должна достигать  $10^{10}$ — $10^{12}$  А/см<sup>2</sup>, что может вызвать наблюдаемое в <sup>28</sup>, <sup>43</sup> испарение и свечение мишеней. Концепция компенсирующих токов обсуждалась также в работах <sup>27</sup>, <sup>41</sup>, <sup>46</sup>.

Использование в более поздних работах <sup>147</sup>, <sup>157</sup>, <sup>158</sup>, <sup>165</sup> усовершенствованной экспериментальной техники позволило полнее исследовать процессы радиального расширения нагретой области на поверхности лазерных мишеней. С помощью скоростной съемки в работе <sup>158</sup> установлено, что скорость распространения «волны нагрева» в радиальном направлении составляет  $2 \cdot 10^8$ — $2 \cdot 10^9$  см/с при лазерных интенсивностях в интервале  $10^{15}$ — $2 \times 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. Система рентгеновских фильтров была использована для выделения линии  $K_\alpha$  материала мишени и количественного измерения ее интенсивности. Поскольку в условиях опытов <sup>158</sup> единственным способом возбуждения линии  $K_\alpha$  является ионизация  $K$ -оболочки материала мишени быстрыми электронами, в работе был сделан вывод, что нагревание мишени за пределами фокального пятна происходит в результате столкновений с мишенью нетепловых электронов, генерируемых в зоне поглощения. Количественные измерения излучения  $K_\alpha$  с пространственным разрешением показали, что на расстоянии в несколько миллиметров от пятна фокусировки быстрые электроны выделяют до 30% поглощенной лазерной энергии.

Характерная особенность радиального рассеяния энергии, ясно наблюдавшаяся в опытах <sup>158</sup>, состоит в том, что интегральное по времени энерговыделение достигает максимума вблизи края нагретой области, а не у границ фокального пятна (рис. 18) \*). Это делает маловероятной возможность сколько-нибудь заметного вклада в нагревание компенсирующих токов. Одновременно возникает вопрос о механизме генерации быстрых электронов. Если они связаны с резонансным поглощением (играющим существенную роль

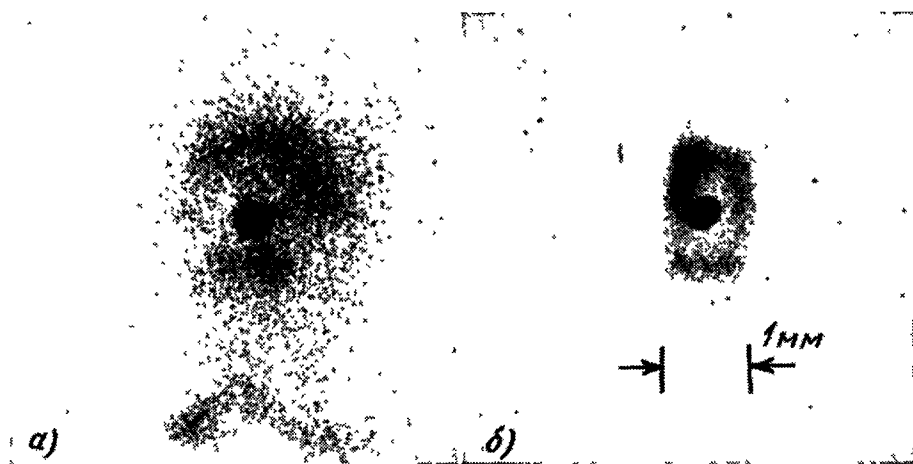


Рис. 18. Изображение мишени, полученное с помощью рентгеновской камеры-обскуры. Материал мишени — Si. Импульс иодного лазера длительностью 300 пс и интенсивностью  $6 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. а) Мишень большой площади; б) мишень площадью 1 мм<sup>2</sup>. Толщина мишени больше длины пробега быстрых электронов.

в условиях обсуждаемых опытов), то необходимым становится существование в плазме сильных квазистационарных полей, которые могли бы обеспечить «фокусировку» электронов, либо надо допустить, что имеется значительная деформация критической поверхности. Проще объяснить наблюдаемую картину, если считать, что нетепловые электроны появляются в результате лэнгмюровского коллапса.

Отметим, что интересные эффекты переноса энергии быстрыми электронами наблюдались также в опытах с CO<sub>2</sub>-лазерами, где они проявляются при меньших интенсивностях (см. <sup>159, 160, 165</sup>).

#### ж) «Внутренняя» структура лазерных ударных волн

Для использования в целях диагностики соотношений (1.1) необходимо, чтобы характерный размер скачка уплотнения  $\delta$  был много меньше толщины слоя ударно-сжатой плазмы  $l = x/\sigma$ , где  $\sigma = \rho/\rho_0$  — степень сжатия вещества в ударной волне, прошедшей в мишени расстояние  $x$ .

Внутренняя структура ударного скачка определяется процессами переноса в ударно-сжатой плазме. Вязкий скачок уплотнения в твердых телах имеет характерный размер в несколько межатомных расстояний, а оцененные на основании оптических измерений <sup>2</sup> неоднородности фронта во всяком случае не превосходят световой длины волны. Выходящее из фронта тепловое излучение при  $p \sim 80$ —100 Мбар имеет характерные частоты  $\nu_m$  (частоты, соответствующие планковскому максимуму, см. в табл. II), меньшие плаз-

\*) Авторы благодарны д-ру К. Айдману за представление оригинала рис. 18.



Таблица II

Процессы переноса во фронте ударных волн в алюминии

$p$ , Мбар	$T$ , эВ	$V$ , см <sup>3</sup> /г	$v_m$ , с <sup>-1</sup>	$\lambda_m$ , см	$h\nu_m$ , эВ
1	0,6	0,203	$3,9 \cdot 10^{14}$	$7,7 \cdot 10^{-5}$	1,7
10	8	0,118	$5,2 \cdot 10^{15}$	$5,7 \cdot 10^{-6}$	22,4
100	50	0,083	$3,3 \cdot 10^{16}$	$9 \cdot 10^{-7}$	140
1000	400	0,075	$2,6 \cdot 10^{17}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^3$

$l_1$ , мкм	$\tau_{ei}$ , с	$l_{ei} = u\tau_{ei}$ , см	$D$ , км/с	$\sigma$	$l_e$ , см
$2,7 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-16}$	$2 \cdot 10^{-10}$	9,1	1,8	$2 \cdot 10^{-8}$
$7 \cdot 10^{-5}$	$1,15 \cdot 10^{-14}$	$8,8 \cdot 10^{-9}$	23,3	3,1	$3,6 \cdot 10^{-8}$
0,16	$1,24 \cdot 10^{-13}$	$1,9 \cdot 10^{-7}$	69	4,5	$3,7 \cdot 10^{-7}$
80	$2,5 \cdot 10^{-12}$	$10^{-5}$	215	5	$1,2 \cdot 10^{-5}$

менной частоты алюминия перед фронтом разрыва  $\omega_p = 4 \cdot 10^{15}$  с<sup>-1</sup>, так что такое излучение локализовано в тонком слое перед фронтом ударной волны. Начиная с ударных давлений ~ 10 Мбар, резонансная экранировка отсутствует, и за характерный размер прогретой зоны можно принять пробег излучения, определяемый свободно-свободными переходами  $l_{ff}$ . Из табл. II видно, что уже один этот механизм поглощения обеспечивает эффективную экранировку при давлениях до сотен мегабар, а учет фотоионизации сдвигает эту границу до давлений в тысячи Мбар.

Релаксационная структура ударной волны определяется передачей энергии от ионов электронам:

$$l_{ei} = D\tau_{ei}\sigma^{-1}$$

В типичных условиях эксперимента такой обмен осуществляется чрезвычайно быстро (см. табл. II).

Для оценок электронного переноса во фронте волны заменим фронт эмиттером, излучающим электроны с энергией  $\epsilon_e \sim T_h$ . Пробег этих электронов в холодном алюминии оценим, задавшись сечениями электрон-ионного рассеяния <sup>47, 48</sup>:

$$\sigma = \frac{\pi e}{2\epsilon^2} \ln \left[ 1 + \left( \frac{r_{\partial\epsilon}}{e^2} \right)^2 \right],$$

что приводит к величинам  $l_{ei} \sim 10$  мкм для волн экстремальной интенсивности (табл. II).

### з) Результаты численного моделирования

Ввиду большой сложности физических процессов в лазерной плазме высокого давления, их количественное описание возможно в настоящее время лишь численными методами. Здесь мы рассмотрим результаты расчетов по программе LASNEX <sup>34</sup> динамики движения и нагрева плазмы алюминия в условиях, характерных для опытов по лазерной генерации ударных волн <sup>27, 28</sup>. Термодинамические свойства плазмы описывались квазиклассической моделью, дополненной учетом ионизационного равновесия. При расчетах лазерного поглощения учитывались тормозные процессы и резонансное поглощение (эффективность ~ 30%), приводящее к генерации нетепловых электронов с максвелловским спектром и температурой  $T_h$  (4.4). Электронный тепловой поток в плазме ограничивался ионно-звуковой турбулентностью до дрейфовых скоростей, пропорциональных скорости ионного звука <sup>49</sup>. Отметим, что именно электронный перенос и нетепловые электроны наименее

надежно описываются этой методикой, что делает необходимой — до проведения термодинамических измерений — постановку соответствующих экспериментов.

Основная серия расчетов <sup>39</sup> выполнена для лазерной интенсивности  $\sim 2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> и алюминиевой мишени с характерной толщиной 25 мкм.

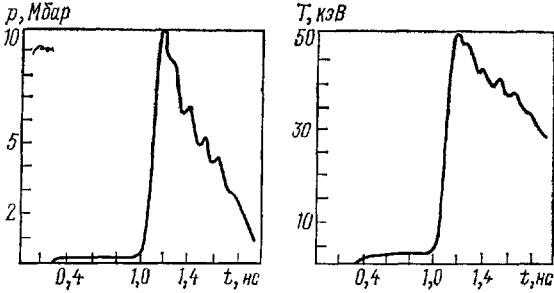


Рис. 19. Давление и температура<sup>39</sup> в мишени на глубине 25 мкм для интенсивности неодимового лазера  $I = 2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> и длительности импульса  $\tau = 300$  пс.

Лазерный импульс с полушириной  $\tau = 300$  пс имел треугольную форму со временем нарастания и спада 300 пс. Более длинные импульсы имели вид трапеции со временем нарастания и спада 300 пс и участком постоянной интенсивности.

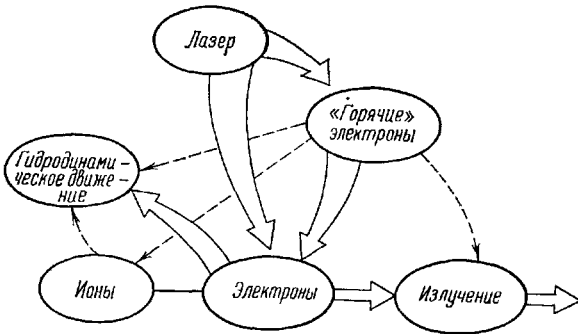


Рис. 20. Схема распределения энергии в лазерной плазме <sup>39</sup>.

Результаты расчетов <sup>39</sup> показывают (рис. 19), что в выбранном примере нетепловые электроны увеличивают начальную температуру мишени до  $\sim 0,5$  эВ, что составляет 10% от температуры ударного сжатия. Резкое паде-

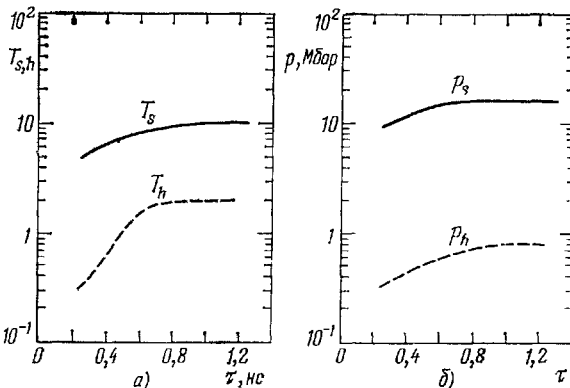


Рис. 21. а) Зависимость температуры ударного сжатия  $T_s$  и прогрева нетепловыми электронами  $T_h$  в алюминиевой мишени на глубине 25 мкм от длительности лазерного импульса  $\tau$  при  $I = 2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> <sup>39</sup>; б) зависимость давления ударного сжатия  $p_s$  и давления, вызванного нетепловыми электронами, в алюминиевой мишени на глубине  $d = 25$  мкм от длительности лазерного импульса <sup>39</sup>.

ние параметров за фронтом ударной волны (рис. 19) может быть вызвано как треугольной формой лазерного импульса, так и сильной тыльной разгрузкой. Представленный в <sup>39</sup> анализ показывает (рис. 20), что из 35 Дж поглощенной плазмой энергии 21 Дж и 14 Дж сообщаются тепловым и нетепловым электронам. При этом 11 Дж нетепловые электроны затем передают

тепловым, 1,5 Дж — ионам; 0,8 Дж переходит непосредственно в энергию движения и 0,06 Дж — в излучение. Из энергии тепловых электронов 21 Дж преобразуются в кинетическую энергию потока плазмы и 5,5 Дж теряются излучением при рекомбинации. В результате тепловая энергия ионов составляет 0,5 Дж, электронов — 6,4 Дж, а 22,8 Дж преобразуются в кинетическую



Рис. 22. Зависимость параметров плазмы алюминия при  $d = 25$  мкм от интенсивности лазерного излучения при фиксированной длительности лазерного импульса  $\tau = 300$  пс.

Кружки — данные для более длинных импульсов <sup>99</sup>

энергию потока. При этом большая часть этой энергии сообщается ионам расширяющейся короны. Гидродинамический к.п.д. процесса (отношение кинетической энергии ударно-сжатой части мишени к лазерной энергии) составляет  $\sim 1\%$ .

Зависимость параметров плазмы от интенсивности и длительности лазерного импульса представлена на рис. 21, 22. Видно, что при  $I \approx 5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>

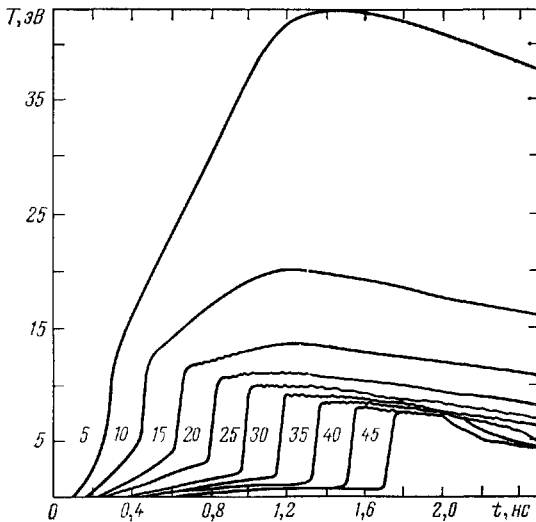


Рис. 23. Временной профиль температуры в различных сечениях (расстояния от облучаемой поверхности — в мкм) алюминиевой мишени для  $I = 2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $\tau = 900$  пс.

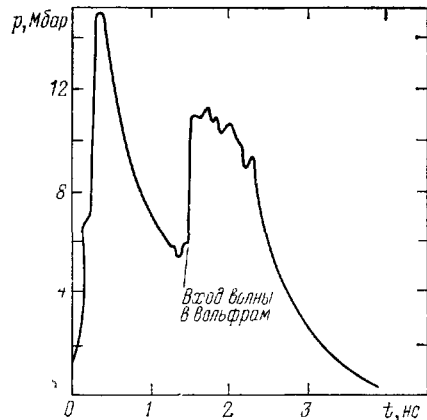


Рис. 24. Максимальное давление в составной мишени (слой алюминия и вольфрама толщиной 40 и 10 мкм) при лазерном облучении <sup>14</sup>. Энергия 50 Дж,  $\tau = 250$  пс.

прогрев на базе  $d \approx 25$  мкм слишком велик и не позволяет осуществить регистрацию ударной адиабаты по соотношениям (2.1). В этой области, однако, возможны другие интересные физические эксперименты, использующие быстрый электронный нагрев <sup>98</sup>. Уменьшение максимальных  $p$  и  $T$  с сокращением длительности импульса на рис. 22 вызвано тыльными волнами разгрузки.

При этом уменьшается и относительный разогрев мишени нетепловыми электронами. Однако такой режим соответствует значительному затуханию ударной волны, что затрудняет использование уравнений (2.1). Рис. 22 иллюстрирует трудности экспериментов с однородными мишенями при интенсивностях  $I \geq 2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $p > 15$  Мбар) из-за неблагоприятного соотношения начальной температуры мишени  $T_0$  и температуры ударного сжатия  $T_{\xi}$ . Так, при  $I > 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> из-за предварительного прогрева  $T_0 \sim 0,5 T_{\xi}$  и ударная

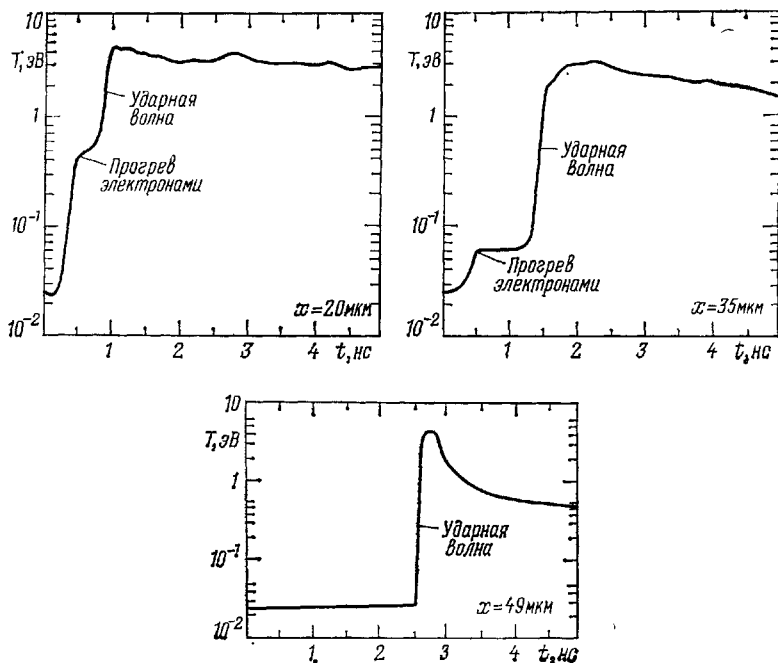


Рис. 25. Профили температур в различных сечениях составной мишени для параметров излучения 50 Дж/250 пс<sup>14</sup>.

волна является в этом случае относительно слабым «возмущением». Это переводит нас в область интересных гидродинамических экспериментов, но прямая фиксация ударных адиабат здесь будет затруднена. Роль электронного прогрева наглядно иллюстрирует также рис. 23, где представлены температуры плазмы в различных сечениях мишени, облучаемой импульсом с  $I = 2 \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\tau = 900$  пс.

Для фиксации относительной сжимаемости металлов<sup>14</sup> необходимо осуществлять регистрацию волновых скоростей при переходе волны из одного элемента в другой. Максимальное давление во фронте ударной волны в мишени, состоящей из слоев алюминия и вольфрама, представлено на рис. 24, который показывает, что в момент отражения ударной волны от вольфрама происходит резкий рост ударного давления, так как динамическая жесткость ( $\rho_0 c_s$ ) вольфрама превосходит жесткость алюминия. Расчеты показали, что эффекты предварительного подогрева мишени (рис. 25) для момента  $t = 300$  пс, начиная с  $x = x_c \sim 20$  мкм, малозначительны. Отметим, что не учитываемые в одномерных расчетах эффекты генерации спонтанных магнитных полей<sup>50</sup> могут увеличить энергию нетепловых электронов и соответственно увеличить  $x_c$ . Любопытно, что при гидродинамических расчетах<sup>39</sup> в однопроводном приближении оценивался радиационный прогрев, влияние которого (в согласии с замечанием в гл. 4) оказалось пренебрежимо малым. Измеряемая в опытах электронно-оптическими преобразователями электронная температура плазмы на различных базах измерений вычислена в<sup>39</sup>

(см. рис. 23). Видно заметное снижение роли предварительного подогрева с ростом толщины исследуемого образца.

В заключение этой главы еще раз отметим, что основным ограничением в анализируемых здесь лазерных экспериментах является предварительный прогрев мишени нетепловыми электронами. Этот эффект приводит к необходимости применения относительно длинных импульсов и неблагоприятной зависимости лазерной энергии от выбранного давления плазмы (4.6). Поэтому представляется, что продвижение вверх по шкале давлений в лазерных экспериментах может происходить по двум основным направлениям: путем увеличения частоты лазерного излучения и с использованием слоев тяжелых элементов для поглощения нетепловых электронов. Прогресс в первом из этих направлений зависит от возможности создания мощных коротковолновых лазеров и эффективных преобразователей частоты. Использование слоев из многоэлектронных тяжелых элементов, кроме непосредственной экранировки потока нетепловых электронов, позволяет улучшить гидродинамику всего течения, так как нагретые ударной волной и нетепловыми электронами, эти слои, выполняя роль тяжелого поршня, будут эффективно поддерживать ударную волну в исследуемом веществе. Так, согласно <sup>39</sup>, введение слоя вольфрама толщиной 3 мкм на сотни пикосекунд затягивает время затухания ударной волны, вдвое сокращает величину зоны прогрева и, в соответствии с анализом гл. 4, почти на порядок уменьшает необходимую энергию лазера.

## 5. ДИАГНОСТИКА И ЭКСПЕРИМЕНТЫ

### а) Общие требования к мишеням и средствам диагностики

В соответствии с общей идеологией динамических экспериментов <sup>1</sup>, для исследования уравнения состояния необходимо осуществить независимую регистрацию любых двух из пяти параметров, характеризующих распространение плоского стационарного ударного разрыва:  $D$ ,  $u$ ,  $p$ ,  $V$ ,  $E$ , с последующим расчетом остальных параметров по общим законам сохранения (2.1). Это позволяет найти уравнение состояния исследуемого вещества в калорическом виде  $E = E(p, V)$ . Наиболее легко и точно в динамических опытах базовым электроконтактным и оптическим методами осуществляется регистрация фазовой скорости движения ударной волны  $D$  <sup>1, 3, 5</sup>. При оцененных в гл. 4, 5 базах измерений  $\sim 20$  — 50 мкм и скоростях движения разрыва 20 — 50 км/с характерное время эксперимента оказывается порядка 1 нс, что исключает использование в лазерных опытах электроконтактов, время срабатывания которых вряд ли можно сократить до значений, меньших сотен пикосекунд <sup>89</sup>. Поэтому для физических регистраций предпочтительными здесь являются оптические методы.

В непрозрачных материалах ударная волна может быть зафиксирована в момент ее выхода на свободную поверхность ступенчатых мишеней <sup>14, 27, 28, 53, 83</sup>. При этом она становится видимой в том случае, если приблизится на расстояние в несколько длин светового пробега  $l_r$  от свободной поверхности. Для оптического диапазона в металлах  $l_r \sim 10^{-5}$  см <sup>14</sup>, при скорости движения  $D \sim 20$  км/с это приведет к нарастанию светового сигнала за время  $\tau \sim l_r/D \sim 5$  пс <sup>14</sup>, что и определяет необходимое временное разрешение применяемых в этих опытах электронно-оптических преобразователей. Излучательные свойства поверхности ступенчатых лазерных мишеней, нагретых ударной волной или нетепловыми электронами до температур в несколько электрон-вольт, рассматривались в <sup>89</sup>, где для этой цели привлекалась модель электронного переноса в плотной плазме.

При характерных базах измерений скоростей движения ударных волн  $\sim 20$  мкм необходимая точность изготовления и измерения баз мишеней ока-

зывается  $\sim 0,1$  мкм. Это обеспечивает точность измерения  $\sim 2-3\%$ , что достаточно для экспериментальной проверки теоретических моделей уравнений состояния. При увеличении длительности лазерного импульса по критериям гл. 4 возрастает и база измерений, что повышает точность регистрации. Если процессы переноса и релаксации будут иметь большие, чем это оценено в гл. 4, характерные времена, соответствующие пространственные структуры в опытах можно зарегистрировать по временному нарастанию светового сигнала. Необходимое пространственное разрешение скоростной камеры определяется поперечными размерами мишени и должно быть не хуже 10 мкм.

Таким образом, для экспериментов с лазерными ударными волнами необходима совершенная технология изготовления и предварительного контроля характеристик плоских однородных микромишеней. Для изготовления таких мишеней применяются методы ионной бомбардировки и осаждения металлов из газовой фазы, что позволяет получить ступени с неплоскостностью поверхности  $\leq 0,1$  мкм<sup>83</sup>. Для измерения размеров мишеней применяются методы оптической, электронной и интерференционной микроскопии. В последнем случае точность измерения высоты пятимикронной ступени составляет  $\sim 1\%$ <sup>83</sup>. Для локального (до 50 мкм) измерения плотности материала мишеней в<sup>83</sup> обсуждается применение метода рассеяния протонов низких энергий, обеспечивающего точность регистрации  $\sim 1\%$ .

В прозрачных материалах осуществляется<sup>35, 42</sup> боковая подсветка мишени посторонним источником света. Ударная волна приводит к поглощению или изменению направления этого светового потока, а наклон траектории ее движения на  $x-t$ -диаграмме определяет  $D$ . Можно, кроме того, осуществить покадровую съемку интерферометрической картины движения вещества мишеней<sup>91</sup>. Ясно, что точность этих двух методов уступает точности метода «ступеней», реализованного в<sup>27-29, 83, 90</sup>. Отметим, что для фиксации моментов выхода ударной волны на заданные базы возможно использование отражения лазерного излучения от поверхностей ступенчатых мишеней, а также применение волоконной оптики<sup>164</sup>.

Измерение второго динамического параметра сопряжено с существенно большими трудностями. В динамических экспериментах, использующих взрывную технику<sup>1</sup> и легкогазовые метательные устройства<sup>88</sup>, для определения массовой скорости ударно-сжатого вещества  $u$  наибольшее распространение получил метод «отражений»<sup>1, 5</sup>, основанный на применении общих газодинамических закономерностей, возникающих при распаде произвольного разрыва. Конкретные измерения сводятся к фиксации фазовых скоростей движения ударных волн в исследуемом веществе и «эталоне» (веществе с известной ударной адиабатой), что позволяет в силу условия непрерывности давления и скорости на контактной границе найти массовую скорость движения исследуемого вещества. Независимое определение ударной адиабаты «эталона» осуществляется методом «торможения»<sup>1, 5</sup>, в котором фиксируется скорость ударной волны в эталоне и скорость полета ударника  $w = 2u$ , сделанного из материала «эталона». Метод «отражений», являясь основным в динамической физике высоких давлений, позволил определить ударную сжимаемость большого числа химических элементов и соединений. В справочниках<sup>36, 92</sup> даны характеристики более 300 исследованных сейчас веществ при давлениях до  $\sim 5$  Мбар. При использовании техники сильных подземных взрывов<sup>10, 11, 24, 93</sup> и детонации ядерных зарядов<sup>25</sup> получены ударные давления в десятки мегабар, для которых проблема эталонов стоит достаточно остро, так как применение метода «торможения» здесь затруднено. В этом случае удастся выполнить измерения лишь относительных сжимаемостей веществ по экстраполированной за пределы области прямых измерений адиабате эталона. При этом в качестве эталонов применяются элементы с высоким атомным номером, для которых квантостатистические расчеты наиболее надежны. Существенно, что при построении эталонных ударных адиабат в этом случае необходимо прибегать к далеким (от 5 до 300 Мбар) экстраполяциям<sup>8, 24, 25</sup>

а возникающая при этом неопределенность (достигающая 50% по давлению<sup>8</sup>) переносится на последующие измерения.

В работе<sup>25</sup> выполнена непосредственная регистрация скорости  $u$  при давлениях  $p \sim 20$  Мбар по доплеровскому сдвигу резонансных линий нейтронного поглощения молибдена, выбранного в качестве эталона. Полученные результаты разумно соответствуют измерениям при более низких давлениях<sup>94</sup>. Регистрация<sup>10</sup> массовой скорости алюминия при давлении  $\sim 10$  Мбар базисным методом по движению  $\gamma$ -репера показала существенные отличия измерений от предсказаний квантостатистической теории, поставив под вопрос как сами экстраполяционные вычисления, так и сделанную на их основе интерпретацию относительных измерений<sup>8</sup>. В лазерных опытах метод отражений был использован в<sup>53</sup> для пары алюминий — золото и в<sup>90</sup> для пары алюминий — медь.

Таким образом, несмотря на известную неопределенность в параметрах эталонов при  $p > 5$  Мбар, метод отражений позволяет, по-видимому, наиболее просто выполнить в лазерных опытах регистрацию групповой скорости движения вещества. При этом в качестве эталона, вероятно, будут использованы молибден, для которого проведены абсолютные измерения до  $p \sim 20$  Мбар, или алюминий, для которого выполнены подробные динамические измерения<sup>36, 92-94</sup> и проведены квантовомеханические расчеты уравнения состояния<sup>95</sup>.

Предложенный в<sup>14</sup> способ фиксации  $u$  основан на измерении при помощи скоростного рентгеновского регистратора смещения контрастной границы раздела тяжелого и легкого вещества при боковой рентгеновской засветке слоистой мишени<sup>97</sup>. По оценкам<sup>14</sup>, такой способ может дать точность измерения  $u$  порядка 6—8%.

В лазерных экспериментах следующих поколений, помимо кинематических характеристик, будет регистрироваться и более полный набор физических параметров. При значительных сжатиях вещества в ударных волнах экстремальных интенсивностей регистрация волновых и массовых скоростей движения не является оптимальной с точки зрения определения уравнения состояния. В этом случае желательно наряду с  $D$  непосредственно измерять степень сжатия плазмы в ударной волне либо по поглощению рентгеновского излучения, как это сделано в<sup>3, 54</sup> для неидеальной плазмы, либо по штарковскому уширению спектральных линий в рентгеновской области спектра<sup>55</sup>. Весьма полезными являются температурные (пирометрические либо доплеровские спектральные) измерения, так как ввиду проявления оболочечной структуры при высоких давлениях именно в температурной зависимости можно ожидать значительных немонотонностей.

Опыты с плоскими стационарными ударными волнами представляют собой наиболее простой и легко интерпретируемый тип экспериментов по изучению свойств вещества при высоких давлениях и температурах. Однако использование мощных лазеров открывает и другие интересные возможности в экспериментальной физике высоких плотностей энергии. Облучение тонких ( $1 \sim 10$  мкм) металлических мишеней лазерным излучением с  $I\lambda_0^2 > 10^6$  Вт приводит к нагреву противоположной стороны мишени нетепловыми электронами<sup>98, 99, 41, 159</sup>. Сопоставлением измеренной температуры с данными расчетов<sup>65, 102</sup> можно корректировать теоретические модели, относящиеся к этому малоизученному сейчас явлению. При меньших значениях  $I\lambda_0^2$  этим способом можно исследовать особенности электронной теплопроводности в лазерной плазме<sup>100-102</sup>. Отметим, что нетепловые электроны являются эффективным источником быстрого объемного нагрева конденсированного вещества до температур в несколько электрон-вольт. Распад таких высокотемпературных состояний использовался в<sup>103</sup> для генерации сильных ударных волн.

При однократном ударном сжатии плотность сжатого вещества не может, как известно, превышать некоторую предельную. Поэтому в простейших опытах с одной стационарной ударной волной недостижимой оказывается чрез-

вычайно интересная область фазовой диаграммы, отвечающая сверхсжатому веществу. Для продвижения в эту область был предложен целый ряд подходов, общей чертой которых является малость возрастания энтропии при сжатии. В опытах с мощными лазерами вместо единичного импульса можно использовать последовательность нескольких импульсов, оптимальным образом подобранных по амплитуде и частоте, либо один непрерывный импульс специальной формы с нарастающей интенсивностью<sup>161, 56, 57</sup>. Вместо программирования лазерного импульса можно применить слоистую или оболочечную мишень со специально выбранным начальным профилем плотности. Некоторые другие возможности обсуждаются в работе<sup>162</sup>. Отметим, что во всех опытах с квазиизэнтропическим сжатием весьма сложной становится проблема измерения параметров сжатого вещества. В близких по постановке экспериментах, ориентированных на задачи лазерного термоядерного синтеза, используется рентгеновская фотография, спектроскопия ионов высокой кратности, регистрация продуктов термоядерной реакции и непрямые методы, основанные на измерении параметров короны. Определенными возможностями обладает метод регистрации ударных волн на значительном расстоянии от места фокусировки лазерного излучения. Применение теории точечного взрыва<sup>59</sup> дает возможность оценить эффективную энергию взрыва<sup>38</sup>.

Лазерные методы могут быть полезными не только при изучении сильносжатого вещества с плотностью, превышающей твердотельную. Используя расширение нагретого лазерной ударной волной или нетепловыми электронами материала<sup>103</sup>, можно получить в изэнтропической волне разгрузки широкий спектр состояний, включающих область бальмовской сильнонеидеальной плазмы, окрестность высокотемпературной кривой кипения и область перехода «металл — диэлектрик»<sup>3, 60</sup>.

Даже краткое перечисление возможных экспериментов при весьма высоких локальных концентрациях энергии, доступных современным лазерам, показывает, что такая техника имеет огромные преимущества перед другими методами получения высоких давлений и позволяет получать новую физическую информацию об экстремальных состояниях вещества. Естественно, что измерения здесь находятся на грани современной высокоскоростной техники регистрации, а интерпретация опытов требует привлечения новых физических моделей и сложных численных расчетов.

В заключение рассмотрим немногочисленные пока эксперименты по лазерной генерации ударных волн в твердых телах и обсудим связанные с таким способом генерации эффекты.

#### б) Опыты с лазерными ударными волнами

Первые опыты по возбуждению ударных волн в твердом водороде и плексиглазе выполнены с маломощным неодимовым лазером<sup>35</sup> при энергии  $E \approx 12$  Дж и длительности импульса  $\tau = 5$  нс. Ввиду малого ( $\sim 40$  мкм) размера фокального пятна ударные волны с максимальным давлением  $\sim 2$  Мбар быстро становились сферическими и затухали. В<sup>110</sup> при интенсивности излучения  $I = 3,5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> было получено ударное давление в полиэтилене  $\sim 1,7$  Мбар, а в<sup>114</sup> при  $I = 2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> амплитудное давление в водороде и плексиглазе составило  $\sim 2$  и  $4$  Мбар соответственно. Измерение энергии ионов плазменной короны и импульса отдачи мишени (интегральные методы) позволили<sup>82</sup> оценить давление в алюминиевой мишени при  $I \approx 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Найденное из этих измерений значение показателя степени в уравнении (3.4) равно  $\alpha = 0,8$ . Для получения плоских ударных волн в<sup>28, 109</sup> использовалась более мощная лазерная система на неодимовом стекле с энергией  $E \sim 20-40$  Дж,  $\tau = 0,3$  нс и  $I = 3 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. По времени прохождения ударной волной ступенчатого алюминиевого образца были зарегистрированы скорости фронта ударного разрыва  $13$  км/с (соответствующие давлению  $\sim 2$  Мбар), а также измерена скорость разлета плазменной короны. Регистра-



ция временного нарастания интенсивности излучения при выходе ударной волны на свободную поверхность ( $\Delta t \leq 50$  пс) дала оценку толщины ударного разрыва  $\leq 0,7$  мкм. Авторы отмечают плохую воспроизводимость энергии лазерного излучения и заметную асимметрию фокального пятна<sup>28, 109</sup>. Ударные давления были увеличены<sup>27</sup> на порядок (рис. 26) путем использования лазера «Янус»<sup>112</sup> с более высокими параметрами:  $E \approx 100$  Дж,  $\tau = 300$  пс. В фокальном пятне  $\varnothing 300-700$  мкм получены интенсивности излучения  $I \sim 8 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. В<sup>27</sup> была использована мишень малого диаметра,

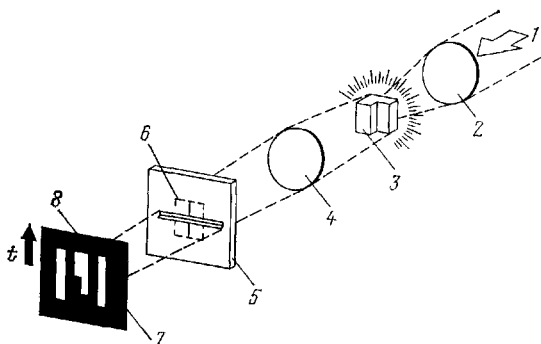


Рис. 26. Схема опытов по лазерной генерации ударных волн<sup>27, 28, 29</sup>.

1 — излучение лазера; 2 — система фокусировки; 3 — ступенчатая мишень; 4 — оптика ЭОП; 5 — цель ЭОП; 6 — изображение мишени; 7 — фотопленка; 8 — регистрируемое изображение.

уменьшающая, по мнению авторов, влияние поверхностных токов<sup>43, 44</sup> и получено согласие теории<sup>96</sup> и эксперимента (рис. 7<sup>27</sup>). Последующие эксперименты на этой установке позволили<sup>83</sup> найти значение показателя в уравнении (3.4):  $\alpha = 0,65$  в диапазоне интенсивностей излучения  $5 \cdot 10^{13} - 5 \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Рекордные давления плазмы  $p \approx 35$  Мбар под действием излучения неодимового лазера с  $\lambda_0 = 1,05$  мкм получены<sup>83</sup> при облучении мишени,

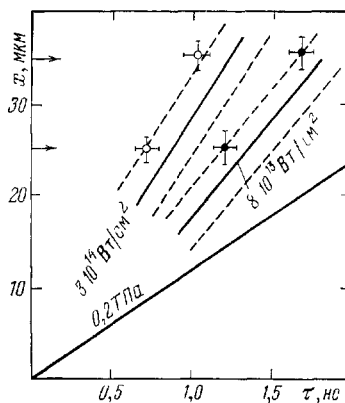


Рис. 27. Сопоставление<sup>27</sup> измеренных и рассчитанных по гидродинамической программе<sup>96</sup> времен прихода ударной волны на свободные поверхности ступенчатых алюминиевых мишеней (стрелки).

Области, ограниченные штриховыми прямыми, соответствуют 10%-ному изменению площади фокального пятна и доли поглощенной энергии. Нижняя прямая — траектория стационарной ударной волны с давлением 0,2 ТПа.

состоящей из слоя алюминия толщиной 22 мкм и слоя золота толщиной 32 мкм, десятью перекрывающимися пучками лазерной установки «Шива»<sup>113</sup>. Максимальная интенсивность была  $2,9 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> при длительности импульса 625 пс\*. Зарегистрированная скорость ударной волны в золоте составляла  $17,3 \pm 0,3$  км/с и соответствовала двумерному гидродинамическому расчету<sup>96</sup>, в котором доля поглощенной в плазме энергии равнялась 30% и был учтен сходимостью лазерного пучка<sup>87</sup>. Измерения эмиссионного рентгеновского спектра в этом эксперименте позволило оценить прогрев тыльной сторо-

\*) Ранее<sup>29</sup> кратко сообщалось о давлении  $40 \pm 4$  Мбар, полученном на несколько большей мишени (алюминий 22 мкм, золото 50 мкм) с использованием той же лазерной установки ( $E = 3,8$  кДж,  $I = 2,4 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>).

ны мишени нетепловыми электронами. Он оказался менее 500 С, в то время как температура ударно-сжатой плазмы была порядка 5 эВ.

В опытах<sup>53</sup> на слоистой мишени реализован вариант метода «отражения», когда в условиях малого затухания осуществлялся переход ударной волны с амплитудой  $p \sim 3$  Мбар из алюминия в золото ( $p \sim 6$  Мбар). Как и в<sup>28</sup>, лазерное излучение ( $E \sim 20\text{--}30$  Дж,  $\tau = 300$  пс) было неравномерно распределено по фокальному пятну, форма которого менялась от круговой (с  $\varnothing 100$  мкм) до эллиптической (с осями 200 и 500 мкм). Последнее обстоятельство явилось, по мнению авторов<sup>53</sup>, основной причиной погрешностей этих экспериментов. В пределах точности измерений ( $\delta D = 15\%$ ,  $\delta p = 30\%$ ) данные<sup>53</sup> соответствуют привлекаемым для сравнения теоретическим

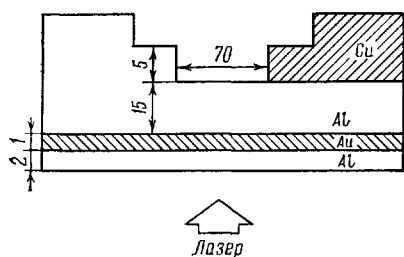


Рис. 28. Схема слоистой лазерной мишени<sup>90</sup> в методе «отражений» (размеры в мкм).

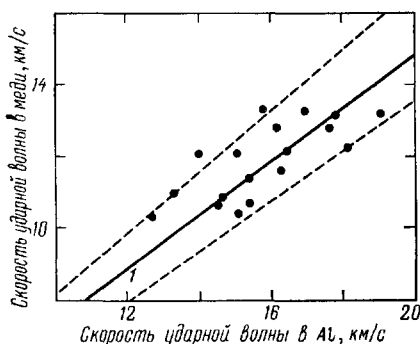


Рис. 29. Результаты опытов по методу «отражений»<sup>83, 90</sup>.

1 — экстраполяция экспериментальных данных<sup>123</sup> (штриховые прямые  $p - 10\%$ -ная погрешность); ● — результаты<sup>90</sup>.

моделям уравнения состояния, хотя эта точность и оказалась недостаточной для выбора наилучшей модели. В исследованном диапазоне параметров различие между моделями не превосходило 10%.

Систематические исследования ударной сжимаемости алюминия и меди сравнительным методом были выполнены на лазерной системе «Янус»<sup>90</sup> в диапазоне интенсивностей  $I \sim 5 \cdot 10^{13}\text{--}4 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>  $E \sim 30\text{--}30$  Дж,  $\tau = 300$  пс). Тонкий слой золота в мишени (рис. 28) использовался для поглощения нетепловых электронов и увеличения длительности ударной волны (несколько снижая, однако, максимальную величину давления). Полученные предварительные результаты (рис. 29) относятся к диапазону давлений 2—6 Мбар в алюминии и 4—8 Мбар в меди и находятся в хорошем соответствии с результатами динамических экспериментов, выполненных при помощи мощных ВВ и легкогазовых метательных установок<sup>94, 123</sup>. В дальнейшем авторы<sup>90</sup> предполагают снизить погрешность измерений с  $\sim 10\%$  до 2% и поднять давление в алюминии до 12 Мбар на установке «Янус» и до 30—40 Мбар на установке «Новетта-Шива».

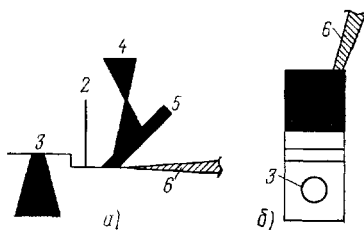
Наряду с методом отражений в лазерных экспериментах обрабатывается<sup>97</sup> методика измерения скорости движения плазмы методом импульсной рентгенографии (рис. 30). Алюминиевая мишень (2) толщиной 17 мкм облучалась лазерным пучком (1) установки «Шива» с интенсивностью  $I = 6 \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $E = 110$  Дж,  $\tau = 600$  пс). При этом один из лучей этой установки (4) падал на танталовую мишень (5), что приводило к возникновению рентгеновского излучения с характерной энергией 1,9 кэВ. Картина движения в поле рентгеновского излучения фиксировалась скоростной рентгеновской камерой (рентгеновский «микроскоп»<sup>97</sup>) с временным и пространственным разрешением 15 пс и 4,5 мкм, что позволило найти скорость движения плазмы  $8 \cdot 10^6$  см/с. Отмечено сильное боковое растекание плазмы, экранирующее рентгеновскую подсветку<sup>97</sup>. Эта методика, по-видимому, будет в дальнейшем

использоваться для измерения массовой скорости движения плазмы по фиксации контрастной в рентгеновских лучах границы раздела легкого и тяжелого материала <sup>14</sup>.

Особый интерес представляют выполненные в <sup>83</sup> эксперименты по генерации ударных волн коротковолновым лазерным излучением, так как для этих режимов предсказывался увеличение амплитудных давлений ударно-сжатой плазмы из-за увеличения доли поглощенной лазерной энергии и подавления нетепловых электронов (гл. 3). Лазерное излучение с  $\lambda_0 = 0,35$  мкм и интенсивностью  $(1-2) \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $\tau = 700$  пс) использовалось для облучения алюминиевой мишени толщиной 25 мкм, в которой возникала ударная волна с давлением 10—12 Мбар. При этом поглощенная плазмой энергия

Рис. 30. Схема эксперимента с рентгеновской подсветкой мишени <sup>97</sup>.

1 — лазерный пучок, генерирующий ударную волну в мишени; 2 — майларовый экран; 3 — исследуемая мишень; 4 — лазерный пучок для рентгеновской подсветки; 5 — генерирующая рентгеновское излучение танталовая мишень; 6 — крепление экспериментальной сборки; а) вид сбоку; б) вид сверху.



составляла  $\sim 95\%$  от падающего потока. В той же постановке эксперимента облучение длинноволновым  $\lambda_0 = 1,06$  мкм излучением с  $I = 3 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> (поглощенная интенсивность была  $1,2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) дало давление  $\sim 6$  Мбар.

В <sup>103</sup> приведены результаты фиксации движения ударных волн, свободных поверхностей и плазменной короны при облучении алюминиевых мишеней толщиной 50—200 мкм излучением CO<sub>2</sub>-лазера GEMINI с  $E = 150$  Дж,  $\tau = 1,1$  нс,  $\varnothing \sim 600$  мкм, при интенсивности  $I = 4,5 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. Теневая картина, полученная при боковой подсветке аргоновым лазером показывает резкую неоднородность течения в короне и укрупнение профиля плотности, вызванное световым давлением и импульсом отдачи быстрых электронов <sup>115-117</sup>. Измеренная скорость разлета короны составляет  $2,6 \cdot 10^7$  см/с. В экспериментах измерялась скорость разлета свободной поверхности мишени, из которой следует оценка давления в ударной волне  $p \approx 5$  Мбар. Это несколько превышает величину, полученную в гидродинамических расчетах <sup>96</sup>.

в) Эксперименты по прогреву  
быстрыми электронами.  
Аномальный перенос энергии

Возникающий в зоне резонансного поглощения интенсивный поток нетепловых электронов с  $T_n \sim 15$  кэВ был использован <sup>98</sup> для взрыва тонкого слоя алюминия с целью генерации в мишени толщиной  $d \sim 10-40$  мкм ударных волн с  $D = 2,5 \cdot 10^6$  см/с. Лазерная система на CO<sub>2</sub> <sup>114</sup> с энергией  $E = 50$  Дж,  $\tau = 800$  пс и интенсивностью  $I = 3 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> давала возможность получить значения параметра  $I\lambda_0^2$ , на два порядка более высокие, чем в типичных экспериментах с неодимовыми лазерами <sup>27, 28, 53, 111</sup>. В этих условиях от 30 до 50% поглощенной лазерной энергии приходилось на генерацию быстрых электронов <sup>118</sup>, которые при своем торможении изохорически нагревали тонкий ( $\sim 3$  мкм) слой алюминия. При расширении этого слоя образовывалась ударная волна с давлением  $p = 13$  Мбар. Полный гидродинамический к.п.д. составлял в этих опытах 10—15%. Отметим, что по оценкам <sup>91</sup> перед ударной волной происходил заметный прогрев среды, повышавший давление примерно до 3 Мбар.

Результаты экспериментов по изучению прогрева мишени нетепловыми электронами <sup>41</sup> показали, что на базе 25 мкм при  $I \sim 10^{14}-10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $\lambda_0 =$

$\approx 1,06$  мкм) прогревая температура более чем на порядок меньше оценочных значений ( $\sim 12$  эВ). Эксперименты, выполненные при меньших интенсивностях и толщинах мишеней<sup>101</sup>, позволили исследовать электронную теплопроводность лазерной плазмы и зафиксировать значительное (в 10—15 раз) ограничение теплового потока по сравнению с классическим значением. Это ограничение связывается в работе с термоэлектрически генерируемыми магнитными полями, имеющими индукцию  $B \sim 10^6$  Гс<sup>102</sup>.

В ряде работ<sup>41, 43, 98, 103, 104, 147, 157–160</sup> экспериментально исследовался аномальный поверхностный перенос энергии, приводящий к эффективному увеличению пятна фокусировки и снижению лазерной интенсивности. Этот эффект связан с генерацией нетепловых электронов и наиболее сильно проявляется в опытах с  $\text{CO}_2$ -лазерами. В работе<sup>104</sup> исследовалось взаимодействие излучения  $\text{CO}_2$ -лазера с интенсивностью  $2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> с алюминиевыми мишенями различного диаметра толщиной от 12,5 до 150 мкм. Кроме регистрации аномального переноса, в этих опытах были наблюдаемы ускоренные ионы с характерной энергией 0,6 МэВ.

### г) Опыты по абляционному ускорению

Большие возможности для генерации сильных ударных волн дает абляционное ускорение тонких фольг и пленок до скоростей  $10^6$ — $10^7$  см/с под действием лазерного излучения. При столкновении таких фольг с мишенями генерируются ударные волны с прямоугольным профилем давления. Гораздо менее существенными становятся эффекты предварительного прогрева мишеней быстрыми электронами и рентгеновским излучением. Метод высокоскоростного метания макрочастиц составляет, кроме того, физическую основу «ударного» инициирования управляемых термоядерных реакций в форме микровзрывов<sup>119, 120</sup> («impact fusion»), для которого необходимо обеспечить движение ударника массой  $\sim 0,1$  г со скоростью  $\sim 150$  км/с.

Среди большого числа работ по лазерному абляционному ускорению макрочастиц отметим лишь результаты последних исследований, где получены наибольшие скорости метания. В работах<sup>108, 105</sup> для ускорения тонких (1—50 мкм) алюминиевых, углеродных и пластмассовых фольг до скоростей  $\sim 10^7$  см/с использовался относительно длинный ( $\tau = 3$  нс) импульс неодимового лазера умеренной интенсивности  $10^{12}$ — $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Показано, что оптимальными для метания являются интенсивности порядка  $10^{12}$ — $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, обеспечивающие гидродинамический к.п.д. около 20% при давлении плазмы 1—3 Мбар и глубине выгорания мишеня 0,5—3 мкм. Коэффициент поглощения в этих условиях достигает 80%, скорость разлета короны  $3,5 \cdot 10^7$  см/с, а ее электронная температура  $\sim 15$  кэВ. В работе<sup>112</sup> для близких условий ускорения анализируется применимость «ракетной» модели и условия возникновения рэлей-тейлоровской неустойчивости.

Ускорение алюминиевых мишеней толщиной от 6 до 20 мкм при облучении светом неодимового лазера ( $E \sim 100$ —300 Дж,  $\tau = 3$  нс,  $I \sim 10^{13}$ — $2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) детально исследовалось в работе<sup>91</sup>. Были достигнуты скорости метания 50—80 км/с при гидродинамическом к.п.д. 5%. Отмечены значительный прогрев мишени рентгеновским излучением короны, малая (не более  $10^{-4}$ ) доля нетепловых электронов и отсутствие аномалий в электронной теплопроводности.

Ускорение фольг при более высоких интенсивностях лазерного излучения исследовалось в работе<sup>147</sup>. Был применен иодный лазер ( $\lambda_0 = 1,3$  мкм) с энергией 150 Дж и длительностью импульса 300 пс. Интенсивность излучения на мишени изменялась от  $10^{12}$  до  $6 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>. В качестве мишеней использовались пленки из пластмасс состава  $\text{C}_6\text{H}_7\text{O}_{11}$  ( $\rho = 1,6$  г/см<sup>3</sup>) и  $\text{C}_{16}\text{O}_3\text{H}_{14}$  ( $\rho = 1,2$  г/см<sup>3</sup>) толщиной 0,1—20 мкм. Были получены скорости до  $10^8$  см/с для фольг с начальным значением  $\rho d = 2 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>2</sup>. Авторы работы отмечают, что при увеличении интенсивности от  $2 \cdot 10^{14}$  до  $5 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> энергия, излучае-

мая в жестком рентгене (5—50 кэВ), возрастает на три порядка. Начиная с интенсивностей  $\sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, наблюдается заметное ограничение электронного теплового потока, а при  $I \sim 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> достигаются значения  $f = 0,01$ .

Во всех упомянутых экспериментах невыясненным остается вопрос о состоянии метаемой фольги. Из-за сильного электронного и радиационного прогрева, а также нагревания ударной волной вероятно всего она находится в плазменной фазе. Во всяком случае, критерии неразрушающего ускорения <sup>119</sup>, <sup>120</sup> оказываются значительно превышенными.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целенаправленное применение мощных лазеров для получения и исследования вещества в экстремальных состояниях — сравнительно новое направление в физике высоких плотностей энергии. Оно естественным образом связано с лазерным термоядерным синтезом, поскольку для инициирования реакций синтеза в режиме микровзрыва термоядерное топливо также необходимо привести в экстремальное состояние. Работы последних лет по лазерному УТС как раз и составили необходимую базу для применения лазеров в физике высоких давлений. С другой стороны, лазерные методы являются естественным продолжением и развитием более традиционных динамических методов, основанных на использовании ВВ, легкогазовых «пушек» и других ускорителей макрочастиц. Первые эксперименты по лазерной генерации мощных ударных волн убедительно продемонстрировали перспективность нового направления. Следует ожидать, что очевидное уже сейчас быстрое развитие исследований в этой области окажет важное стимулирующее влияние на физику высоких давлений в целом.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность Я. Б. Зельдовичу за интересные дискуссии и ценные критические замечания.

Институт теоретической физики  
им. Л. Д. Ландау АН СССР,  
Черноголовка (Московская обл.)  
Институт общей физики  
АН СССР  
Институт химической физики  
АН СССР

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В. — УФН, 1965, т. 85, с. 197.
2. Кормер С. Б. — УФН, 1968, т. 94, с. 641.
3. Фортон В. Е. — УФН, 1982, т. 138, с. 361.
4. Бушман А. В., Фортон В. Е. — УФН, 1983, т. 140, с. 177.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1968.
6. Коваленко Н. П., Фишер И. З. — УФН, 1972, т. 108, с. 209.
7. Киржниц Д. А., Лозовик Ю. Е., Шпатаковская Г. В. — УФН, 1975, т. 117, с. 83.
8. Альтшулер Л. В., Калиткин Н. Н. и др. — ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 317.
9. McMahon A. K., Ross M. — In: High-pressure Science and Technology/Ed. R. D. Timmerhaus, M. S. Barber. — N.Y., London: Plenum Press, 1979. — P. 920.
10. Аврорин Е. Н., Водолага Б. К. и др. — Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 727.
11. Волков Л. П., Волошин Н. П. и др. — Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 546.
12. Киржниц Д. А., Шпатаковская Г. В. — ЖЭТФ, 1972, т. 62, с. 2082.
13. Никифоров А. Ф., Новиков В. Г. и др. Препринт ИПМ АН СССР № 172. — Москва, 1979.
14. Trainor R. J., Graboske H. G. et al. Lawrence Livermore Lab. Preprint UCRL-52562. — 1978.
15. Mao H. K., Bell P. M. — Science, 1976, v. 191, p. 851.
16. Block S., Permarini G. — Phys. Today, Sept. 1976, p. 44.
17. Верещагин Л. Ф., Яковлев Е. Н. и др. — Письма ЖЭТФ, 1972, т. 16, с. 382; 1973, т. 17, с. 422; 1974, т. 20, с. 540.
18. Минеев В. Н., Иванов А. Г. — УФН, т. 119, с. 75.
19. Альтшулер Л. В., Бушман А. В. и др. — ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 401.

19. Грязнов В. К., Жерноклетов М. В. и др.— Ibid., с. 579.
20. Hawke R. S., Duerge D. E. et al.— Phys. Earth and Planet Inter., 1972, v. 6, p. 44.
21. Павловский А. И., Колокольчиков Н. П. и др.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 283.
22. Hawke R. S., Duerge D. E. et al.— J. Appl. Phys., 1972, v. 43, p. 2734.
23. Альтшулер Л. В., Моисеев В. Н. и др.— ЖЭТФ, 1968, т. 54, с. 785.
24. Трунин Р. Ф., Подурец М. А. и др.— ЖЭТФ, 1969, т. 56, с. 1172; 1972, т. 62, с. 1044.
25. Ragan C. E., Silbert M. G., Diven B. C.— J. Appl. Phys., 1977, v. 48, p. 2860.
26. Физика высоких плотностей энергии/Под ред. П. Кальдиरोлы, Г. Кнопфеля.— М.: Мир, 1974.
27. Trainor R. J., Shaner J. W. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1154.
28. Veeseer L. R., Solem J. C.— Ibid., 1978, v. 40, p. 1391.
29. Ragan C. E.— Phys. Rev. Ser. A, 1982, v. 25, p. 3360.
30. Анисимов С. И., Иванов М. Ф., Иногамов Н. А. Препринт ИТФ им. Л. Д. Ландау АН СССР.— Черноголовка, 1977.
31. Прохоров А. М., Анисимов С. И., Пашинин П. П.— УФН, 1976, т. 119, с. 401.
32. Бракнер К., Джорна С. Управляемый лазерный сиятез.— М.: Атомиздат, 1977.
33. Motz H. Physics of Laser Fusion.— N.Y.: Academic Press, 1979.
34. Zimmerman G. B. Lawrence Livermore Lab. Report UCRL-74814.— 1973.
35. Van Kessel C. G. M., Sigel R.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1020.
36. Van Thiel M. Compendium of Shock Wave Data: Lawrence Livermore Lab. Report UCRL-50108.— 1977.
37. Chen F. Univ. of California Preprint UCLA PPG-160.— 1973.
38. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г. и др. Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой.— М.: ВИНТИ, 1978.— (Итоги науки и техники. Т. 17.)
39. More R. M.— In: Laser Inter. and Related Plasma Phenom., V. 5/Ed. H. Schwartz, H. Hora — N.Y.: Plenum Press, 1981.— P. 255.
40. Lawrence Livermore Lab. Laser Program Annual Report UCRL-50021-77.— 1978.
41. Trainor R. J., Holmes N. C., More R. M. Lawrence Livermore Lab. Report UCRL-82429.— 1979.
42. Van Kessel C. G. M.— Zs. Naturforsch, 1975, Bd. 30a, S. 1581.
43. Benjamin R. F., McCall G. H., Ehler A. W.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 890.
44. Raven A., Willi O., Rumsby P. T.— Ibid., 1978, v. 41, p. 554.
45. More R. M., Trainor R. J. et al.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1978, v. 23, p. 893.
46. Shaner J. W.— In: VII Intern. AIRAPT Conference. Le Cresot, 1979.
47. Шкаровский И., Джонстон Т., Бачинский М. Кинетика частиц плазмы.— М.: Атомиздат, 1969.
48. Минцев В. Б., Фортвов В. Е., Грязнов В. К.— ЖЭТФ, 1980, т. 79, с. 116.
49. Lawrence Livermore Lab. Laser Program Annual Report UCRL-50021-76.— 1977.— Sec. 4-73.
50. Ripin V. H., Burkhalter P. G. et al.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 1313.
51. Tidman D. A., Burton L. L.— Ibid., 1976, v. 37, p. 1397.
52. Mitchell A. C., Nellis W. J. Lawrence Livermore Lab. Report UCRL-83935.— 1980.
53. Veeseer L. R., Solem J. C., Leiber A. I.— Appl. Phys. Lett., 1979, v. 35, p. 761.
54. Ломакин Б. Н., Фортвов В. Е. и др.— ЖЭТФ, 1972, с. 63, с. 42; 1975, т. 69, с. 1624.
55. Auerbach J. M., Bailey D. C. et al. Lawrence Livermore Lab. Report UCRL-79636.— 1977.
56. Анисимов С. И.— Письма ЖЭТФ, 1972, т. 16, с. 570.
57. Wood L. L., Killer R. N., Nuckolls J. H. Lawrence Livermore Lab. Report UCRL-79610.— 1977.
58. Rutherford Lab. Annual Report RL 79-036.— 1979.— P. 67.
59. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1966.
60. Graboske H., Wong L. Lawrence Livermore Lab. Report UCRL-52323.— 1977.
61. Dawson J., Kaw P., Green B.— Phys. Fluids, 1969, v. 12, p. 875.
62. Forslund D. W., Kindel J. M., Lee K.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 284.
63. Manes K. R. et al.— J. Opt. Soc. Amer., 1977, v. 67, p. 717.
64. Krueger W. L. Lawrence Livermore Lab. Report UCRL-83149.— 1979.
65. Mead W. C. et al.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 489.
66. Мишин Е. В.— ДАН СССР, 1974, т. 215, с. 565.

67. Rutherford Lab. Annual Report RL 80-026.— 1980.
68. Christiansen J. P., Winsor N. K.— J. Comput. Phys., 1980, v. 35, p. 291.
69. Fraley G. S., Linnebur E. J. et al.— Phys. Fluids, 1974, v. 17, p. 474.
70. Max C. E., McKee C. F., Mead W. C. Lawrence Livermore Lab. Preprints UCRL-83542.— 1979; UCRL-84019.— 1980.
71. Анисимов С. И.— Письма ЖЭТФ, 1970, т. 12, с. 414; ЖЭТФ, 1970, т. 58, с. 337.
72. Estabrook K., Krueger W. L.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 42.
73. Haas R. A., Mead W. C. et al.— Phys. Fluids, 1977, v. 20, p. 322.
74. Fabre E. et al.— In: VIII Conf. Intern. phys. plasmas rech. fusion nucl. controllee.— Bruxelles: IAEA. CN-38/1-4, 1980.
75. Синько Г. В.— Численные методы механики сплошных сред, 1981, т. 12, с. 121; 1979, т. 10, с. 124.
76. Зубарев В. Н., Подурец М. А. и др.— В кн. Детонация.— Черногловка: ОИХФ АН СССР, 1978.— С. 61.
77. Грязнов В. К., Иосилевский И. Л., Фортвов В. Е.— Письма ЖЭТФ, 1982, т. 8, с. 1378.
78. Physics of Solids under High Pressure/Ed. by I. Schilling, E. Scelton. North-Holland, 1981.
79. Davison L., Graham R. A.— Phys. Rept., 1979, v. 55, p. 256.
80. Фортвов В. Е.— ТБТ, 1972, т. 10, с. 86.
81. Аврорин Е. Н., Зуев А. И. и др.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 457. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г. и др.— Ibid., 1975, т. 21, с. 15С.
82. Grun J., Decoste R., Ripin B. Naval Res. Lab. Memorandum Report 4410.— 1981.
83. Trainor R. J., Holmes N. C., Anderson R. A.— In: Shock Waves in Condensed Matter-1981/Ed. by W. J. Nellis, L. Seaman, R. A. Graham.— N.Y.: Amer. Inst. Phys., 1982.— P. 145.
84. Key M. H.— Nature, 1980, v. 283, p. 715.
85. Max C. E., McKee C. F., Mead W. C.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 18.
86. Max C., Fabro R., Fabre E.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1980, v. 25, p. 895.
87. Harrach R. J., Lee Y. T. et al.— Цит. в <sup>83</sup> сб.— P. 164.
88. Mitchell A. C., Nellis W. J.— Rev. Sci. Instr., 1981, v. 52, p. 347.
89. Lee Y. T., More R. L.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1981, v. 26, p. 649.
90. Holmes N. C., Trainor R. J., Anderson R. A.— Цит. в <sup>83</sup> сб.— P. 160.
91. Бондаренко Ю. А., Бурдонский И. Н. и др.— ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 170.
92. Los Alamos Sci. Lab. Shock Wave Data/Ed. by S. P. March.— Berkeley: Univ. Calif. Press, 1980.
93. Ragan C. E., Diven B. C. et al.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1981, v. 24, p. 49.
94. Альтшулер Л. В., Баканова А. А.— ПИТФ. 1981, № 2, с. 3.
95. McMahar A. K., Ross M.— In: High-pressure Science and Technology/Ed. by R. D. Timmerhaus, M. S. Barber.— N.Y.: Plenum Press, 1979.— V. 2, p. 920.
96. Zimmerman G. B., Krueger W. L.— Comm. Plasma Phys. and Contr. Fusion, 1975, v. 2, p. 51.
97. Price R. H., Rosen M. D., Banner D. L.— Цит. в <sup>83</sup> сб.— P. 155.
98. Burnett N. H., Josin G. et al.— Appl. Phys. Lett., 1981, v. 38, p. 226.
99. Giovanielli D. V.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1976, v. 21, p. 1047.
100. Mason R. J.— Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 652.
101. Yaakobi B., Bristov T. S.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 350.
102. Malone R. C., McCrory R. L., Morse R. L.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 721.
103. Goldstone P. D., Benjamin R. F., Schultz R. B.— Appl. Phys. Lett., 1981, v. 38, p. 223.
104. Ebrahim N. A., Joshi C. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1995.
105. Ripin B. H., Whitlock R. R. et al.— Ibid., p. 350.
106. Ripin B. H., Decoste R. et al.— Phys. Fluids, 1980, v. 23, p. 1012.
107. Arad B., Eliezer S. et al.— J. Appl. Phys., 1979, v. 50, p. 6817.
108. Grun J., Decoste R. et al.— Appl. Phys. Lett., 1981, v. 39, p. 545.
109. Solem L. C., Veaser L. R. Los Alamos Sci. Lab. Report LASL-LA-96 9667-MS — 1977.
110. Billon D. et al.— Opt. Comm., 1975, v. 15, p. 105.
111. Van Kessel C. G. M.— Bull. Amer. Phys. Soc., 1973, v. 18, p. 1316.
112. Lawrence Livermore Lab. Laser Program Annual Report UCRL-50021-75.— 1976.— P. 64.
113. Lawrence Livermore Lab. Laser Program Annual Report UCRL-50021-78.— 1979.— P. 21.
114. Tan K. O., James D. J. et al.— Rev. Sci. Instr., 1980, v. 51, p. 776.
115. Fedosejevs R., Tomov I. V. et al.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 933.
116. Fedosejevs R., Furgess M. D. et al.— Ibid., 1979, v. 43, p. 1664.
117. Bezzeredes B., Forslund D. W., Lindman E. L.— Phys. Fluids, 1978, v. 21, p. 2179.

118. Rutherford Lab. Laser Division Annual Report RL 79—036.— 1979.
119. Манзон Б. М.—УФН, 1981, т. 134, с. 611.
120. Proceedings of Impact Fusion Workshop: Los Alamos Sci. Lab. Report LA-8000-C UC-21.— 1979.
121. Decoste R., Bodner S. E. et al.—Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1673.
122. Price R. H. et al.—Bull. Amer. Phys. Soc., 1981, v. 26, p. 648.
123. Mitchell A. C., Nellis W. J.—J. Appl. Phys., 1981, v. 52, p. 3363.
124. См. <sup>83</sup> результаты Research Group, Imperial College London, Central Laser Facility, Rutherford Laboratory.
125. Галеев А. А., Сагдеев Р. З.—Nucl. Fusion, 1973, v. 13, p. 603.
126. Силин В. П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму.— М.: Наука, 1973.
127. Брагинский С. И.—ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 459.
128. Мах С. Е. Lawrence Livermore Lab. Report UCRL-53107.— 1981.
129. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме.— М.: Наука, 1960.
130. Johnston T. W., Dawson J. M.—Phys. Fluids, 1973, v. 16, p. 722.
131. Силин В. П.—ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 2254.
132. Mulser P., van Kessel C.—Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 902.
133. Forsslund D. W., Kindel J. M. et al.—Ibid., 1976, v. 36, p. 35.
134. Krueger W. L., Dawson J. M.—Phys. Fluids, 1972, v. 15, p. 446.
135. Анисимов С. И., Иванов М. Ф.—ДАН СССР, 1975, т. 225, с. 280.
136. Полюдов А. Н., Сигов Ю. С.—В кн. Европейская конференция по взаимодействию лазерного излучения с веществом.— М., 1978.— С. 196.
137. Krueger W. L., Dawson J. M.—Phys. Fluids, 1971, v. 14, p. 1005.
138. Анисимов С. И., Березовский М. А. и др.—ДАН СССР, 1981, т. 258, с. 78.
139. Полюдов А. Н., Сигов Ю. С.—В кн. Численное моделирование коллективных процессов в плазме.— М.: ИИМ АН СССР, 1980.— С. 123.
140. Langdon A. B., Lasinski V. F., Krueger W. L.—Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 133.
141. Захаров В. Е.—ЖЭТФ, 1972, т. 62, с. 1745.
142. Anisimov S. I., Beresovskii M. A. et al.—Phys. Lett. Ser. A, 1982, v. 92, p. 32; Preprint Inst. Autom. Electrom. No. 167.—Novosibirsk, 1981.
143. Godwin R. P.—Appl. Opt., 1979, v. 18, p. 3555.
144. McClellan G., Lee P. H. Y., Caporaso G.—Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 658.
145. Amiranoff F., Fabbro R. et al.—Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 522.
146. Mitchell K. B., Godwin R. P.—J. Appl. Phys., 1978, v. 49, p. 3851.
147. Amiranoff F., Eidmann K. et al. Max-Planck-Inst. Quant. Opt. Report MPQ-59.— 1982.
148. Maaswinkel A. G. M. Projektgruppe für Laserforsch. Report PLF-39.— 1980.
149. Мах С. Е., Мангеймер В. М., Томсон Дж. Дж. Lawrence Livermore Lab. Preprint UCRL-79531.— 1977.
150. Bodner S.—Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 761.
151. Taylor G.—Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1959, v. 201, p. 192.  
Chandrasekhar S. Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability.— Oxford, 1961.— Ch. 10.
152. Henderson D. B., McCrogy R. L., Morse R. L.—Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 205.
153. Verdon C. P., McCrogy R. L. et al.—Phys. Fluids, 1982, v. 25, p. 1653.
154. Иногамов Н. А.—Письма ЖТФ, 1974, т. 4, с. 743.
155. Беленький С. З., Фрадкин Е. С.—Тр. ФИАН СССР, 1965, т. 29, с. 207.
156. McCrogy R. L., Morse R. L.—Phys. Fluids, 1976, v. 19, p. 175.
157. Yung-Lu Teng, Fedosejevs R. et al. Projektgruppe für Laserforschung Preprint PLF-41.— 1980.
158. Amiranoff F., Eidmann K. et al. Max-Planck-Inst. f. Quant. Opt. Preprint MPQ-60.— 1982.
159. Decoste R., Kieffer J. C. et al.—Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 35.
160. Jaanimagi P. A., Ebrahim N. A. et al.—Appl. Phys. Lett., 1981, v. 38, p. 734.
161. Nuckolls J. H., Wood L. et al.—Nature, 1972, v. 239, p. 133.
162. Белоконов В. А., Забродин А. В. и др. Препринт ИИМ АН СССР № 39.— Москва, 1978.
163. Анисимов С. И., Березовский М. А. и др.—ЖЭТФ, 1983, т. 84, с. 2046.
164. Чайников А.—УФН, 1978, т. 126, с. 614.
165. Yates M. A., van Hulsteyn D. B. et al.—Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 1702.
166. Obenschain S. P., Grun J. et al.—Ibid., v. 48, p. 1402.