

МОЩНЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ И ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

Е.Н. Аврорин, Б.К. Водолага, В.А. Симоненко, В.Е. Фортвов

(Российский Научно-исследовательский центр "Челябинск-70",
Научно-исследовательский центр теплофизики импульсных воздействий РАН, Москва)

(Статья поступила 18.12.92 г., после доработки 28.01.93 г.)

*Памяти академика Я.Б. Зельдовича
посвящается*

СОДЕРЖАНИЕ

Введение (1).

1. Общая характеристика экстремальных состояний (2).
2. Теоретические модели экстремальных состояний (4).
3. Динамические методы в теплофизике экстремальных состояний (9).
4. Абсолютные измерения ударной сжимаемости (15). 4.1. Допплеровское измерение массовой скорости. 4.2. Метод гамма-репера.
5. Относительные измерения ударных адиабат (20).
6. Изэнтропическое расширение ударно-сжатых металлов (23).
7. Экспериментальное изучение оптической непрозрачности вещества. Влияние оболочечных эффектов (29).

Заключение (32).

Список литературы (32).

Введение. Создание мощных источников направленной энергии (лазеры, электронные, ионные и нейтронные потоки, ударные и электромагнитные волны и т.п.) сделало объектом лабораторных исследований, а также энергетических и технологических приложений состояния сверхплотного вещества с недоступными ранее экстремально высокими давлениями и температурами. Необходимым элементом физического анализа и оптимизации импульсных процессов с участием плотной плазмы является численное моделирование, основанное на машинном решении уравнений механики сжимаемой сплошной среды, в которой из-за высоких температур и давлений происходят разнообразные и сложные физико-хими-

ческие превращения, изучение которых представляет чрезвычайно трудную и увлекательную задачу, составляющую предмет науки об экстремальных состояниях вещества.

Основы этой науки были заложены академиком Я.Б.Зельдовичем [1, 2], с которым авторам этого обзора посчастливилось работать и который останется для нас Учителем на всю жизнь.

Основная проблема теоретического описания экспериментальных состояний вещества состоит в наличии сильного механического взаимодействия в неупорядоченной среде, что исключает применение теории возмущений к квантовомеханической задаче многих тел [3]. Данное обстоятельство делает необходимым привлечение физических моделей, основанных на упрощающих представлениях относительно структуры, энергетического спектра и характера межчастичного взаимодействия. Эти модели основаны, по существу, на экстраполяциях развитых для слабонеидеальной области представлений о роли коллективных и квантовых эффектов в термодинамике и поэтому остро нуждаются в экспериментальной проверке.

Существенно, что ряд теоретических моделей предсказывает резкие немонотонности термодинамических функций, вызванные термической ионизацией и (или) ионизацией давлением, деформацией

и перестройкой энергетического спектра атомов и ионов при сжатии, а также сильным кулоновским взаимодействием в плазме. В ряде случаев эти явления могут приводить к гипотетическим фазовым переходам, что может резко исказить привычный вид фазовой диаграммы металлов и качественно усложнить расчет нестационарных гидродинамических явлений.

Экспериментальная проверка такого рода интригующих предсказаний, а также обсуждение фактических сведений о термодинамике конденсированного вещества при экстремально высоких концентрациях тепловой энергии и представляет предмет настоящего обзора. Учитывая значительное количество специализированных обзоров и монографий на эту тему (см. [1—11] и содержащиеся там ссылки), мы уделим основное внимание результатам исследований последнего десятилетия по сверхмощным ударным волнам и адиабатам расширения металлов из ударно-сжатых и разогретых состояний. В конечном счете именно эти исследования позволили значительно расширить доступный для физического эксперимента диапазон параметров, исследовать чрезвычайно широкую область фазовой диаграммы металлов, составляющие сейчас девять порядков по давлению и пять порядков по плотности, где в плазме реализуются разнообразные, сложные и малоизученные физические процессы: многократная термическая ионизация, деформация энергетического спектра связанных электронов ("оболочечные" эффекты), снятие вырождения электронов и их сильно-

го кулоновского взаимодействия, переход "металл—диэлектрик" и высокотемпературное кипение.

В п. 1 предлагаются классификация плазменных состояний и обсуждение соответствующих термодинамических траекторий, возможностей и характерных постановок динамических экспериментов. В п. 2 рассмотрены физические предпосылки и ограничения современных теоретических моделей термодинамики экстремальных состояний. Далее (п. 3) изложены особенности экспериментальных методик генерации и диагностики плазмы в ударных волнах сжатия и волнах адиабатического расширения. Здесь основное внимание уделяется корректной интерпретации измерений. Сделан анализ абсолютных (доплеровский сдвиг, гамма-репер) и относительных методов измерения ударной сжимаемости металлов в ультрамегабарном диапазоне давлений (п. 4 и 5) с точки зрения выявления роли оболочечных эффектов в термодинамике разогретой плазмы. В п. 6 приводятся результаты фиксации изэнтроп расширения ударно-сжатых металлов.

Завершают обзор (п. 7) результаты изучения оптической непрозрачности алюминия и железа.

1. Общая характеристика экстремальных состояний. Для качественного анализа экстремальных состояний электронной подсистемы рассмотрим рис. 1, где показаны характерные безразмерные параметры плазмы, ее технические приложения [3, 8], а также характерные давления (в атомной системе единиц $P_a = e^2/a_B^4 \sim e^{10} m^4/\hbar^8 \sim 300$ Мбар), возникающие в

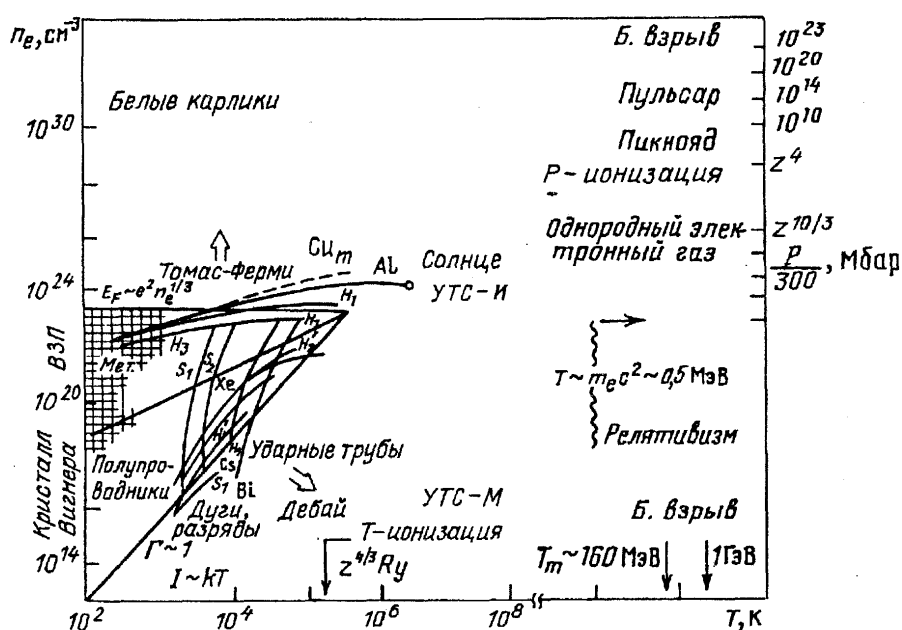


Рис. 1. Фазовая диаграмма вещества. S_1 — адиабатическое сжатие насыщенных паров цезия; H_1, H_2, H_3, H_4 — сжатие насыщенных паров цезия и инертных газов падающими и отраженными ударными волнами; ударно-волновое сжатие сплошных — H_3 и пористых — H_4 металлов; A_1 и Cu_m — ударные адиабаты алюминия и пористой меди, S_2 — адиабатическое расширение ударно-сжатых металлов. V_i — изэнтропы расширения висмута

космофизических и ядерных объектах. Относительная величина межчастичного взаимодействия кулоновской системы характеризуется безразмерным параметром $\Gamma = E_e/E_k$ — отношением средней энергии кулоновского взаимодействия ($E_e = Ze^2/r_e$) к кинетической энергии (r_e — радиус экранирования).

Ниже кривой $\Gamma \sim 1$ взаимодействие в классической плазме мало и может быть описано моделью химического равновесия [8], а методы теории возмущений [12] позволяют вычислить поправки на плазменную неидеальность. Эти вычисления носят, строго говоря, асимптотический характер, $\Gamma \rightarrow 0$. Однако, как показало сопоставление с результатами динамических экспериментов на плазме цезия и инертных газов [3, 8, 12], ряд наиболее удачных представлений позволяет экстраполировать эти поправки на область вплоть до $\Gamma \sim 1$.

Тип статистики электронной компоненты определяется параметром вырождения $n_e \lambda_e^3$, где $\lambda_e = (\hbar^2/2\pi m_e kT)^{1/2}$ — тепловая дебройлевская длина волны. Для такой плазмы характерным масштабом кинетической энергии E_k является энергия Ферми $E_F = \hbar^2 n_e^{2/3}/2m_e$, так что сжатие плазмы выше границы квантовой неидеальности $E_F \sim e^2 n_e^{1/3}$ приводит к упрощению ее термодинамических свойств $\Gamma \rightarrow 0$. Наличие в реальной плазме положительно заряженных ядер приводит к образованию многоэлектронных атомов и ионов, для описания которых принципиально важным является квантовомеханический анализ [8]. Одной из простейших моделей здесь является модель Томаса—Ферми [4, 5], основанная на квазиклассическом приближении к методу самосогласованного поля и применяемая при ультравысоких сжатиях, $P \gg P_a \sim 300$ Мбар. Однако сопоставление ее результатов с более точными зонными моделями указывает на значительные расхождения в области $P \gtrsim P_a$, где согласно квазиклассическим представлениям электронные оболочки "раздавлены" и реализуется квазиравномерное распределение электронной плотности. Одна из основных задач исследования суперэкстремальных состояний состоит в выяснении термодинамической роли оболочечных эффектов и установлении границы квазиклассического описания.

Как видно из рис. 1, для последовательного теоретического анализа сейчас доступна лишь периферия фазовой диаграммы вещества, в то время как неидеальная область экстремальных состояний вызывает наибольший практический интерес, но в то же время и наибольшие трудности для теории.

Анализируя современные задачи физики высоких плотностей энергии, следует учитывать, что для их термодинамического описания трудно выделить

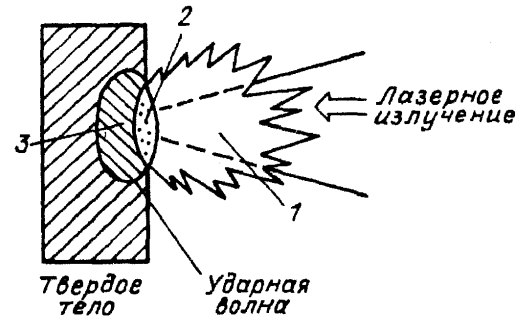


Рис. 2. Схема взаимодействия лазерного излучения с твердой мишенью [13]. 1 — квазиидеальная плазменная корона $T \sim 1$ кэВ, $\rho < 10^3$ г/см³; 2 — неидеальная плазма, $T \approx 0,01$ –1 кэВ, $\rho \approx 0,01$ –10 г/см³; 3 — ударносжатая неидеальная плазма, $T \approx 0,01$ –0,1 кэВ, $\rho \approx 10$ –50 г/см³

какой-либо один специфический диапазон состояний. Необходимы сведения о свойствах вещества в чрезвычайно широком участке фазовой диаграммы, который начинается от сильно сжатого конденсированного состояния и доходит до идеального газа с включением области, занятой сильнонеидеальной плазмой. Рассмотрим это на примере воздействия интенсивного лазерного излучения на конденсированную мишень (рис. 2) [13, 83]. Лазерное излучение поглощается в разогретой плазменной короне 1, занятой идеальной плазмой высокой температуры, а тепловая энергия передается в область относительно холодной ударно-сжатой вырожденной плазмы высокого давления путем электронной теплопроводности через охваченную сложным гидродинамическим движением неидеальную бoльцмановскую плазму 2. В задачах управляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием [14] мишень, изображенная на рис. 2, является внешним аблятором многослойной сферической термоядерной микромишени, внутри которой развиваются плотности $\rho \sim 10^3$ г/см³, давления $P \sim 10^5$ Мбар и температуры $T \sim 10$ кэВ. Воздействие интенсивных потоков релятивистских электронов и ионов качественно напоминает ситуацию на рис. 2 с той разницей, что в этом случае основная энергия пучка выделяется объемно в области высокой плотности $\rho \sim \rho_0$ [14–16], а разлет плазменной короны близок к адиабатическому.

Для описания изэнтропического течения необходимо знать состояния вдоль линии в термодинамическом пространстве — изэнтропы. В более общем случае, когда энтропия постоянна для каждой отдельной точки, но не одинакова для всего течения множества состояний, она представляет собой поверхность, определяемую уравнением состояния в энтропийной форме. При этом состояние каждой частицы меняется вдоль соответствующей изэнтропы.

Если в адиабатическом течении присутствуют

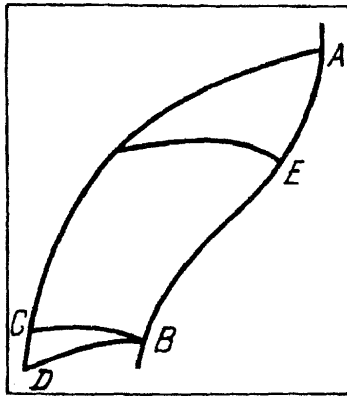


Рис. 3. Конфигурация области состояний, необходимой для моделирования задачи о точечном взрыве

ударные волны, то при прохождении ударного разрыва через выделенную частицу ее состояние изменяется скачком. Начальное и конечное состояния лежат на соответствующей ударной адиабате вещества. Дальнейшая эволюция состояний будет происходить по изэнтропе, проходящей через конечную точку. Характерным примером таких течений является точечный взрыв в однородной среде. Конфигурация области реализующихся в таком течении состояний схематически показана на рис. 3. По мере распространения ударной волны от центра взрыва амплитуда ее уменьшается, т.е. точка, изображающая состояние на фронте, смещается вдоль ударной адиабаты (линия AB). После прохождения через фронт меняются состояния каждой частицы вдоль изэнтропы, проходящей через соответствующую точку ударной адиабаты. Если объектом исследования в задаче являются параметры фронта ударной волны с интенсивностью, превышающей некоторое значение, например $P_{\text{фр}} > P_{\text{кр}}$, то область необходимых состояний лежит выше характеристики, приходящей из центра в точку E . Для полной задачи область состояний ограничена ударной адиабатой AB и кривой состояний на последней характеристике.

Если движение в среде обусловлено не точечным взрывом, а адиабатическим расширением газовой полости, то у области состояний появляется третья граница — изэнтропа AC частицы, примыкающей к полости, и область необходимых для моделирования состояний представляет собою криволинейный треугольник ABC . Если в течениях рассматриваемого типа исследуются профили величин, то вместо последней характеристики нижняя граница области определяется состоянием профиля на последний рассматриваемый момент (линия BD) и вся область необходимых состояний заключена в треугольнике ABD .

Рассмотрим теперь термодинамику сжатия сферических однородных микромишеней в задачах уп-

равляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием плазмы [14]. При не очень высоких интенсивностях облучающих пучков сжатие вещества осуществляется скачком на фронте сходящейся ударной волны с последующим изэнтропическим сжатием за фронтом. Область состояний лежит правее ударной адиабаты однократного сжатия и представляет собой семейство изэнтроп. Другие границы этой области будут определяться особенностями режима сжатия. Так, если сходящееся течение будет организовываться фокусировкой ударной волны, то амплитуда будет усиливаться по мере приближения к центру (например, по автомодельному закону [17]). Вблизи центра характер течения будет меняться из-за подключения процессов теплопроводности [18], а затем приведет к определяющему вкладу излучения в рост плотности энергии. Сжатие вещества вблизи центра не будет адиабатическим, причем конкретный режим существенно зависит от условий нагружения, свойств среды и пр. Правая граница области для режима сжатия одной волной определяется состояниями, реализующимися на фронте ударной волны, отраженной от центра. При облучении мишени профилированным импульсом возможна организация в ней центрированной волны сжатия [19]. В этом случае область, реализующаяся в центре мишени состояний, вырождается в изэнтропу.

Состояние вещества во внешних слоях мишени обуславливается процессами, связанными с поглощением облучающей энергии. Для испаренной части, как мы уже отмечали, характерны высокая температура и малая плотность вещества. Часть вещества, прилегающая к испаренной, последовательно проходит через ряд состояний: до прихода ударной волны к выделенной точке вещество разгружается при поглощении энергии, например, быстрых электронов от начальной плотности до меньшей. После прохождения ударной волны происходит переход на ударную адиабату, которая не совпадает с нормальной. Дальнейшее движение осуществляется изэнтропически.

Из приведенных примеров отчетливо видно основное свойство необходимых для моделирования высокоэнергетических процессов уравнений состояния — их широкодиапазонность.

2. Теоретические модели экстремальных состояний. Как уже отмечалось, в настоящее время еще не создана термодинамическая теория экстремальных состояний, приемлемая для описания всей фазовой диаграммы вещества. Ввиду принципиальных трудностей последовательного теоретического подхода основные результаты удастся получить здесь лишь в

рамках модельных представлений, основанных на упрощающих представлениях относительно структуры, энергетического спектра и характера межчастичных взаимодействий. Естественно, что область применимости моделей такого рода ограничивается характером сделанных приближений. В этом: разделе кратко рассмотрим лишь наиболее характерные теоретические модели экстремальных состояний и их сопоставление с экспериментом.

На рис. 4 показана фазовая диаграмма алюминия с указанием примерных областей применимости различных теоретических моделей.

Модель идеального газа является наиболее простой аппроксимацией, применимой в области малых плотностей и невысоких температур, приблизительно на порядок меньших потенциала первой ионизации, когда в системе еще не происходят процессы термической диссоциации и ионизации, а энергия взаимодействия мала по сравнению с кинетической энергией частиц. Наиболее распространенный способ учета взаимодействия состоит в использовании групповых разложений Майера, приводящих к вириальным уравнениям состояния. При больших плотностях здесь используется заимствованная из теории простых жидкостей техника интегральных уравнений [20], а также машинная техника молекулярной динамики и Монте-Карло [21], снабженная теорией возмущений для локализованного в пространстве потенциала. Это позволило в последнее время продвинуться в область давлений в сотни килобар, которая характерна для детонации мощных конденсированных взрывчатых веществ.

С увеличением температуры происходит диссоциация сначала внешних (при $T \sim 1-10$ эВ), а затем и внутренних ($T \sim 10 Z^{4/3}$ эВ) электронных оболочек атомов. Ионизационное равновесие в такой системе описывается "химической" моделью плазмы (модель Саха [8]), основанной на использовании экспериментальных и расчетных данных по энергиям возбуждения атомов и ионов, а также их потенциалов ионизации. Эта модель обладает чрезвычайно широкой областью применимости, ограниченной со стороны низких плотностей и высоких температур условиями локального термодинамического равновесия и условием устойчивости ($T \lesssim m_e c^2 \approx 0,5$ МэВ) по отношению к спонтанному рождению электрон-позитронных пар, а со стороны высоких плотностей — малостью мажчастичного взаимодействия $\Gamma \ll 1$.

В первых работах учет кулоновского взаимодействия осуществлялся [22] методами асимптотических разложений, развитых до произвольного порядка по параметру разложения и снабженных диаграммной техникой, облегчающей перегруппировку и

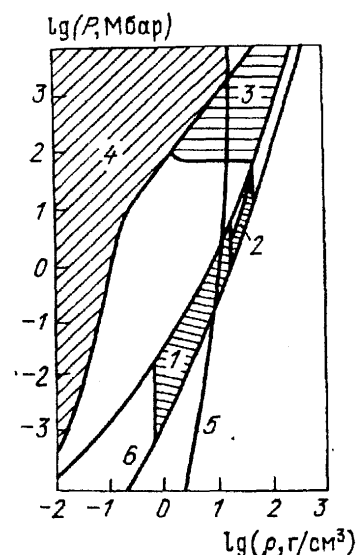


Рис. 4. Области применимости различных подходов к построению уравнений состояния. 1 — полуфеноменологические модели, 2 — зонная модель, 3 — модель Томаса—Ферми с поправками (ТФП), 4 — модель ионизационного равновесия (Саха), 5 — ударная адиабата, 6 — изотерма ($T = 10^{-2}$ эВ)

выборочное суммирование наиболее расходящихся членов в рядах теории возмущений. Для выяснения роли коллективных и квантовых эффектов при кулоновском взаимодействии в последнее время широко применяется модель однокомпонентной плазмы на однородном нейтрализующем фоне заряда противоположного знака [23]. В настоящее время эта модель подробно исследована аналитическими и численными методами Монте-Карло и молекулярной динамики [24]. Именно численные результаты выполняют здесь роль "эталонных", для которых построены совершенные аппроксимационные соотношения и которые используются для установления пределов применимости асимптотических разложений. Такое сопоставление показывает, что ряд современных аналитических теорий обладает хорошими экстраполяционными свойствами вплоть до $\Gamma \approx 2$, которые можно дополнительно улучшить в соответствии с принципом локальной электронейтральности [25]. Отметим, что близкие условия применимости теорий $\Gamma \approx 2$ следуют и из сопоставления с результатами динамических экспериментов [26, 27].

Важно, что результаты машинного моделирования однокомпонентной бoльцмановской плазмы при значительных сжатиях приводят к термодинамическим аномалиям и возникновению в системе ближнего порядка, что интерпретируется [28] как образование сначала аморфной фазы, а затем при $\Gamma \approx 178$ — кристаллической решетки. Фазовые аномалии в вырожденном электронном газе подробно рассматриваются в работе [29], где по мере расширения такой плазмы сначала возникают волны зарядовой

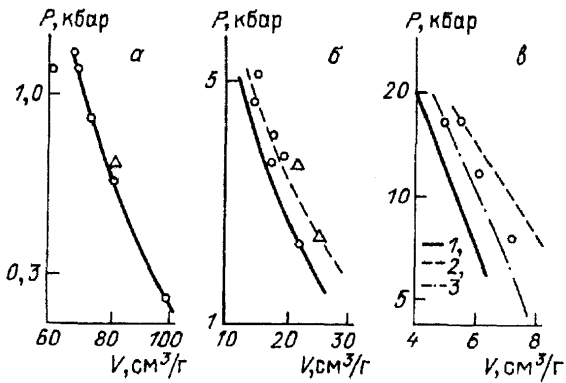


Рис. 5. Уравнение состояния плазмы аргона [12]. *a–в* — расчетные ударные адиабаты из состояний с начальными давлениями 1, 5 и 20 бар соответственно; 1 — дебаевское приближение в большом каноническом ансамбле, 2 — модель ограниченного атома, 3 — псевдопотенциальная модель плазмы [1,3,12]; точки — эксперимент

плотности, а затем электронный кристалл Вигнера [30].

Особые трудности в термодинамике сжатой плазмы представляет адекватный учет вклада дискретного спектра атомов и ионов. В разреженной плазме конфигурации со сблизившимися частицами маловероятны, что позволяет раздельно учитывать вклад непрерывного и дискретного спектров, вводя для атомных и ионных статистических сумм различные способы и ограничения [8]. Эти модели лежат в основе большого количества хорошо отработанных инженерных методик [31] расчетов теплофизических характеристик плазмы умеренной плотности.

Как показывают ударно-волновые эксперименты с плазмой цезия, аргона, ксенона [6, 8, 26, 27], а также с ударно-сжатыми жидким аргоном и ксеноном [31], в сильносжатой частично ионизованной плазме межчастичное взаимодействие вызывает деформацию и расщепление энергетических уровней—явлений, которые не описываются теорией возмущений и требуют полного решения многоэлектронной квантовомеханической задачи.

В модели ограниченного атома [27] внутренние атомные или ионные электроны находятся в сферической ячейке радиуса r_0 , внутри которой потенциал электрон-ионного взаимодействия является кулоновским:

$$v_{ei}(r) = -\frac{Ze^2}{r}, \quad r < r_0, \\ = \infty, \quad r > r_0.$$

Расчет радиальных частей волновых функций каждого электрона и энергетических уровней в этой модели производится численным интегрированием уравнений Хартри—Фока с нелокальной (обменной) частью потенциала. Полученные значения энергий

возбуждения использовались для вычисления статистических сумм в химической модели плазмы, куда дополнительно вводились поправки на кулоновское взаимодействие, электронное вырождение и на взаимодействие твердых сфер радиуса r_0 , рассчитанное методом молекулярной динамики. Вариационный принцип $\delta F/\delta r_0 = 0$ определяет равновесное значение r_0 , которое, естественно, отличается от широко принятого в ячеечной модели условия плотной упаковки [33]. В отличие от ячеечных моделей приближение "ограниченного" атома построено в рамках квазихимического способа описания с явным учетом поступательного движения отдельных частиц и учетом коллективного кулоновского взаимодействия. На рис. 5 приведено сопоставление этой плазменной модели с результатами ударно-волнового сжатия неидеальной плазмы цезия и аргона. Ниже, в разделе 6, мы приведем такое сопоставление на примере сверхплотной плазмы меди и алюминия.

Описание связанных состояний электронов в области конденсированных плотностей $\rho > \rho_0$ радикальным образом упрощается при экстремально-высоких давлениях $P \gg e^2/a_B^4 \sim 300$ Мбар и температурах $T \gg Ry = 2\pi^2 me^4/ch^3 = 1,6 \cdot 10^5$ К, когда электронные оболочки оказываются "раздавленными" и их свойства описываются квазиклассическим приближением к методу самосогласованного поля — теорией Томаса—Ферми [4,5]. Среди большого количества публикаций по этому вопросу отметим обобщение модели [34] на конечные температуры, подробное численное изучение ее [35] и особенно работы [36,37], где были учтены корреляционные, квантовомеханические и релятивистские эффекты. Благодаря простоте получения и использования, данные статистической модели до настоящего времени часто применяются как при построении широкодиапазонных уравнений состояния [12, 38], так и для получения асимптотических оценок поведения термодинамических функций.

На рис. 6 представлены ударные адиабаты алюминия разной начальной плотности, рассчитанные по статистической модели. Видно хорошее асимптотическое согласие с данными модели Саха в области сверхвысоких давлений и температур.

Область применимости статистического описания связана с возможностью использования квазиклассического подхода и усредненного описания системы электронов в атоме, что игнорирует конкретную специфику заполнения электронных оболочек и вызванную этим немонотонность термодинамических функций при сжатии системы. Следует подчеркнуть, что анализ роли оболочечных эффектов, являющихся вполне естественным для плазменных мо-

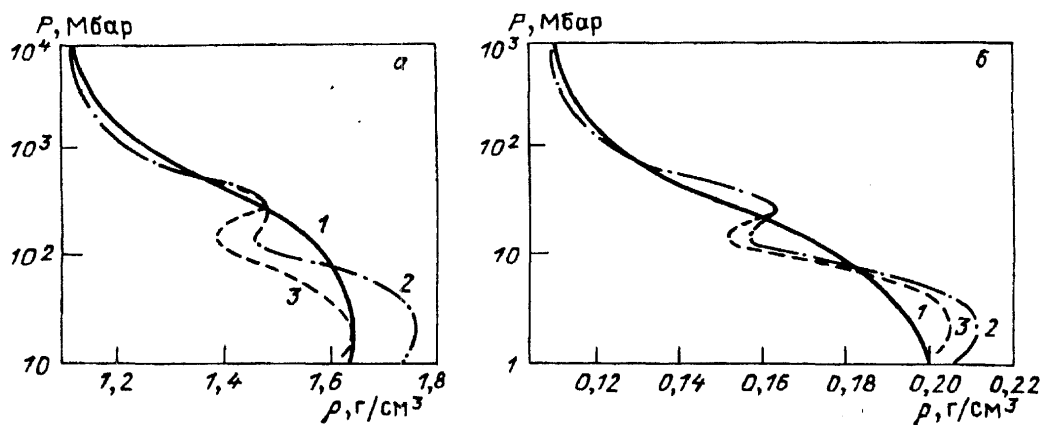


Рис. 6. Ударные адиабаты алюминия разной начальной плотности. $a - \rho_{00} = 0,271 \text{ г/см}^3$. $b - \rho_{00} = 0,0271 \text{ г/см}^3$; 1 — ТФПК, 2 — ССП, 3 — Саха

делей [1, 8], в области конденсированного состояния только в последнее десятилетие оказался в центре внимания теоретиков и экспериментаторов. Тонкий анализ квантовомеханических эффектов [39, 40] показал, что в рамках кванвонестатистической модели содержатся осцилляционные эффекты, которые в последнее время [41] удалось учесть для конечных температур. Более последовательный учет оболочечных эффектов требует выхода за рамки квазиклассической модели и привлечения квантовомеханических методов самосогласованного поля. В работе [42] зонная электронная теория с рядом упрощающих предположений была применена для расчетов сжатия простых веществ при температурах, близких к нулю. Было установлено наличие аномальных областей в поведении нулевых изотерм некоторых элементов. Однако количественно результаты значительно расходились с экспериментальными данными, что, по-видимому, объясняется существенным влиянием упрощающих предположений (сферичность атомных ячеек, приближение Хартри, неучет корреляционных эффектов и др.) на значения рассчитываемых величин. Распространить зонную модель на высокие температуры, сопровождающие сильные ударные сжатия, пока не удалось.

Позднее появились работы [4, 43—45, 47], где сделаны попытки учета влияния оболочечной структуры в области традиционного применения модели Томаса—Ферми. Расчеты по этим моделям давали волнообразный или даже скачкообразный ход в поведении термодинамических величин, причем положение и амплитуда осцилляции по разным моделям сильно отличались и являлись зачастую следствием внутренних дефектов этих моделей. Так, в модели [47] энергия и давление не удовлетворяют термодинамическому тождеству, а судя по зависимости энергии от сжатия при нулевой температуре, у железа должны были бы существовать метастабильные состояния.

Авторы работы [48] усовершенствовали модель [45] и дополнили ее упрощенным размытием уровней в зону, т.е. отразили еще одно фундаментальное свойство сжатых многоатомных систем. Оперативность расчетов по этой модели и неплохое согласие их результатов с данными более развитой модели самосогласованного поля [34, 49] для простых веществ позволили использовать ее для вычисления термодинамических функций смеси атомов различных химических элементов.

Несмотря на определенные успехи, основанные на квазиклассическом способе оценки оболочечных эффектов, более строгий их учет возможен на основе модели Хартри—Фока (ХФ), в которой обменное взаимодействие учитывается в приближении Слэтера (ХФС). В модели [50] параметры обменного потенциала Слэтера находились из условия минимума свободной энергии. Было получено выражение для обменного потенциала через электронную плотность и температуру, т.е. строго обобщены результаты [51] на произвольные температуры. Это обстоятельство нашло отражение в названии модели — модифицированная модель Хартри—Фока—Слэтера (МХФС). Уравнения МХФС получены также методом функционала плотности [52]. Суть этого приближения состоит в том, что вместо вычисления многочастичной волновой функции электронов и последующего нахождения функции распределения электронной плотности исходят из выбранного функционала плотности, вид которого определяется принятым приближением. Для равновесной электронной плотности значение функционала плотности, который совпадает с термодинамическими потенциалами Гиббса, минимально. Это делает модель МХФС термодинамически согласованной. В этой модели (как и в зонной) электронные энергетические зоны получаются с помощью граничных условий Блоха. Сделанные затем приближения, связанные с учетом вклада

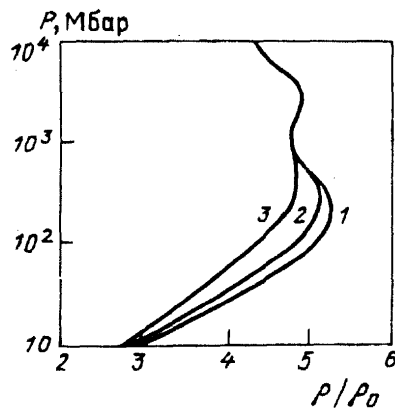


Рис. 7. Ударные адиабаты алюминия в различных предположениях о вкладе ионов в уравнение состояния. 1 — ионы описываются как идеальный газ, 2 — ионы описываются в приближении [54], 3 — ионы описываются моделью заряженных твердых сфер [55]

высоковозбужденных электронов в квазиклассическом приближении, несколько ухудшают физическую точность модели. Граница квазиклассичности устанавливается индивидуально для каждого вещества и, по существу, эмпирически.

В [53] предложена альтернативная модель самоогласованного поля (ССП), являющаяся развитием модели [47]. Уравнения ее получены методом функционала плотности. Ячейка решетки по-прежнему сферическая. Вместо истинной зоны, которая получается с граничными условиями Блоха, используется псевдозонное приближение, основанное на следующих приближениях, резко упрощающих расчеты:

1) границы зон — верхняя и нижняя — находятся из условия равенства нулю на границе ячейки волновой функции и ее производной;

2) распределение электронов внутри зон пропорционально $(\epsilon - \epsilon_H)^{1/2}$, где ϵ_H — нижняя граница энергетической зоны;

3) электроны с энергией $\epsilon > \epsilon_0$ описываются квазиклассически.

Величина ϵ_0 , по существу, является эмпирическим параметром и выбирается из условия наилучшего согласования данных СПП с экспериментальными результатами при давлениях, где модель СПП заведомо неприменима. Термодинамические функции модели СПП в отличие от [47] удовлетворяют общим термодинамическим соотношениям.

По моделям СПП и МХФС проведены наиболее полные расчеты термодинамических функций для простых веществ. Для химически сложных веществ соответствующие данные по этим моделям из-за трудоемкости расчетов пока отсутствуют.

Уточнения в описании электронной компоненты вещества потребовали адекватного уточнения свойств ядер по сравнению с распространенным при-

ближением идеального газа, которое для плотных веществ неприменимо в существенной для приложенной области $T \lesssim 100$ эВ.

Автором [54] разработан подход, основанный на результатах расчетов уравнений состояния однокомпонентной плазмы методом молекулярной динамики, описывающей плазменную неидеальность. Учет теплового движения ядер по этой модели привел, например, к смещению ударных адиабат влево в перемещении давления (P) — сжатие (ρ/ρ_0) (рис. 7). При этом оказывается [132], что поправка на неоднородность электронного газа этой моделью учтена дважды. Другим недостатком приближения [54] является предположение о точечности ионов. Важная роль собственных размеров атомов и ионов в сильносжатой плазме проанализирована в [12, 27] в связи с прямыми экспериментальными указаниями на этот эффект, который описывался моделью жестких сфер с вариационным выбором их размера. Эта же модель применена в [55] для учета сильного взаимодействия ионов в области $T \sim 10$ эВ, где радиус этих сфер вычислялся по распределению плотности связанных электронов в атоме, т.е. зависит от температуры, а сами ядерные составляющие давления и энергии находятся на фоне электронных. Обратным влиянием ядерной составляющей на электронную пренебрегают. Согласно [132], применение модели жестких сфер приводит к необходимости изменения не только электронных дифференциальных уравнений, но и использования согласованных граничных условий. В противном случае соответствующая модели термодинамика будет несколько рассогласована. Подход [55] к учету взаимодействия ионов приводит к еще более крутому ходу ударных адиабат по сравнению с предыдущим случаем (см. рис. 7), однако роль рассогласованной термодинамики выделить пока не удастся.

Упрощающие предположения, сделанные при разработке моделей СПП и МХФС:

1) адиабатическое приближение — расщепление термодинамических функций на электронную и ядерную составляющие;

2) электронейтральность ячейки — не учитываются межъядерные корреляции;

3) сферичность ячейки — трудности с описанием несжатого вещества;

4) упрощенное описание обменного взаимодействия — слэтеровский "локальный обмен";

5) наличие энергетических зон в малоплотном веществе, где отсутствует не только дальний, но и ближний порядок;

6) переход от многочастичной задачи к одноэлектронному приближению.

Уже простое перечисление упрощающих предположений показывает, что эти модели нуждаются в экспериментальной проверке и в определении области их применимости. Влияние некоторых внесенных в модели упрощений на измеряемые термодинамические функции понять трудно, но вызываемые ими отличия сопоставимы с величиной полного влияния оболочечной структуры. На рис. 8 это подтверждается на примере ударных адиабат алюминия. Видно, что оболочечная структура оказывает заметное влияние даже в той области, в которой оптимисты считали применимым приближение ТФ, тогда как максимальные отличия осциллирующих ударных адиабат друг от друга и от плавной зависимости наблюдаются при давлениях 100 Мбар (так, в [56] сделан вывод о применимости модели Томаса—Ферми, начиная с $P \sim 300$ Мбар для $T = 0$, при $T \sim 10^5$ — начиная с $P \sim 50$ Мбар). На рис. 8 приведены также ударные адиабаты по моделям АСТЕХ и INFERNO [57], в которых учтена оболочечная структура атома. АСТЕХ [58] основана на модели ионизированной равновесной плазмы, в которой используется эффективный электрон-ионный потенциал, определенный по экспериментальным спектроскопическим данным, учитывается также ион-ионное взаимодействие. Результаты расчетов по АСТЕХ в области применимости модели лежат между данными, которые дает решение системы уравнений Саха с учетом поправки Дебая—Хюккеля и без нее. В области ионизации L-оболочки на ударной адиабате алюминия электрон-ионное взаимодействие становится сравнимым с кинетической энергией, т.е. нижняя волна осцилляции рассчитана вне области применимости модели. Этим и объясняется столь заметное отличие ударной адиабаты по АСТЕХ на данном участке от остальных. При больших же давлениях (температурах) наблюдается хорошее согласие. Ряд приближений, примененных в МХФС и ССП, совпадает с приближениями, использованными при разработке INFERNO [59]. В [59], однако, нет расщепления уровней в зоны, что сказывается на поведении нижнего участка адиабаты: начало проявления оболочечной структуры по INFERNO сдвинуто в область больших давлений и в целом выражено более отчетливо по сравнению с моделями, описывающими расщепление. Кроме того, термодинамические величины связаны в INFERNO различными (описаны три возможности) модельными соотношениями в отличие от строгой связи их в ССП и МХФС. Объяснить расхождение ударной адиабаты по INFERNO с другими по фазе при давлениях свыше 1000 Мбар, не имея полной информации о модели, нам сейчас затруднительно,

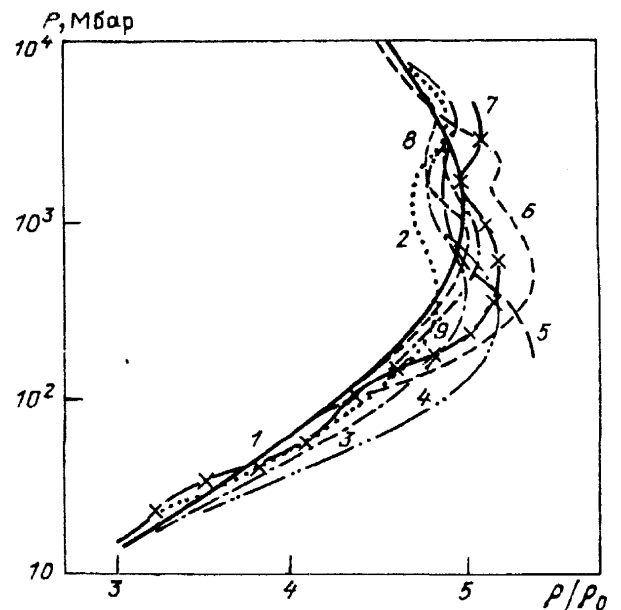


Рис. 8. Ударные адиабаты алюминия по различным моделям. 1 — ТФПК, 2 — КУРС [28], 3 — ССП [53], 4 — МХФС [50], 5 — АСТЕХ [58], 6 — INFERNO [59], 7 — плазменная модель ограниченного атома, 8 — метод функционала плотности [131], 9 — квазизонная интерполяция [132]

Полная квантовомеханическая модель современного уравнения состояния включает три компонента: уравнения, описывающие поведение электронов; уравнение для ядер; граничные условия на границе атомной ячейки, которые учитывают влияние электронов и ядер соседних ячеек. Эти компоненты должны быть согласованы. В большинстве современных моделей это не сделано (исключение составляют модели ТФ и КСМ [132]). Влияние рассогласованной термодинамики на поведение ударных адиабат (см. рис. 8) пока не выяснено, однако нельзя исключить, что часть расхождений по амплитуде и фазе объясняется этим обстоятельством. В [132] предложен метод квазионной интерполяции (КВИ), основанный на моделях ионизационного и химического равновесия и квантостатистической модели в областях применимости с интерполяцией в промежуточной области.

Необходимость проверки современных теоретических уравнений состояния и выяснения области их применимости делает актуальной задачу получения экспериментальных данных по динамическому сжатию вещества в этой области экстремальных давлений и температур. Кроме экспериментов с ударными волнами, другой возможности исследовать термодинамические характеристики конденсированных веществ в области ~ 100 Мбар пока нет,

3. Динамические методы в теплофизике экстремальных состояний. Неполнота теоретической информации, ее фрагментарность и противоречивость в области перекрытия отдельных моделей выдвигает

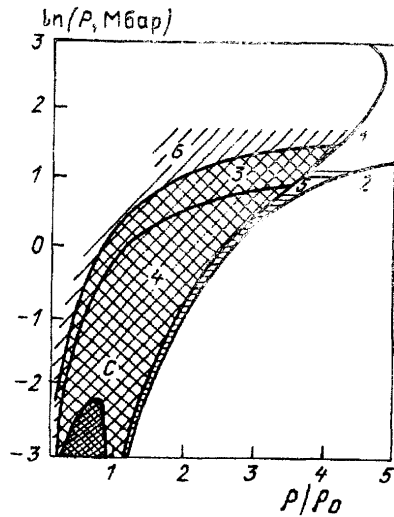


Рис. 9. Области и характерные линии, которые могут быть исследованы в экспериментах. 1 — ударная адиабата однократного сжатия, 2 — нулевая изотерма, 3 — изэнтропа, 4 — опыты по изэнтропической разгрузке, 5 — область двукратных ударно-волновых и изэнтропических сжатий, 6 — эксперименты с веществом различной пористости, С — критическая точка

на первый план экспериментальные методы изучения термодинамики экстремальных состояний [1,3, 6]. Необходимые данные могут быть получены как в опытах по статическому сжатию веществ, так и в динамических экспериментах, использующих закономерности ударно-волновых процессов.

Основные достижения статических методов исследования высоких давлений связаны с работами Бриджмена [60], выполнившего в сороковых годах нашего века свои пионерские исследования при давлениях порядка 100 кбар. В последнее время верхняя граница статических давлений была поднята до $P \approx 5$ Мбар [61], благодаря применению техники особо прочных алмазных (бриллиантовых) наковален. Их прозрачность для оптического и рентгеновского излучения позволила выполнить в слоях сжатого материала толщиной 1—20 мкм измерения оптического поглощения и отражения, изучить рамановское и бриллюэновское рассеяние, а также получить рентгеновские дифрактограммы. Основные проблемы при продвижении в область более высоких давлений связаны здесь как с прочностью алмазных наковален, так и с трудностями измерения высоких давлений по откалиброванному в ударных волнах сдвигу линии флуоресценции рубина. Для нас важно, что большинство измерений выполнено для изотермы $T \approx 300$ К с характерной погрешностью сжатия в мегабарном диапазоне 10—20 %.

Рекордный для статики диапазон давлений в несколько Мбар был пройден уже в первых динамических экспериментах [6, 62] в сороковых годах нашего века, благодаря более высоким плотностям энер-

гин, имеющимся в импульсных источниках, и широким возможностям кумуляции ее в ударно-волновых процессах.

В опытах с ударными волнами (см., например, [3, 6,9]) измеряются ударная сжимаемость вещества при одно- и двукратном сжатии сплошных и пористых образцов, скорость звука в ударно-сжатой среде, а также разнообразные оптические и электрофизические характеристики вещества [1,3, 6—8].

Характерная картина состояний, которую можно получить в опытах с ударными волнами, изображена на рис. 9. Учтено, что при давлениях $P \lesssim 5$ Мбар ударные адиабаты и нулевые изотермы плотных конденсированных веществ отличаются слабо. Состояния, достигаемые при ударно-волновом сжатии твердого тела, изображаются адиабатой Гюгонио — кривая 1. Меньших разогревов вещества можно добиться путем последовательного сжатия вещества двумя ударными волнами (жидкий дейтерий [63], алюминий [64]) или путем использования магнитного поля в качестве демпфирующей среды (плексиглас, водород [65], окись кремния [66]). Достижимые в этих случаях термодинамические состояния (область 5 на рис. 9) лежат между ударной адиабатой и кривой "холодного" ($T = 0$ К) сжатия (кривая 2 на рис. 9), близкой к изотерме $T \approx 300$ К, для которой выполнены статические измерения при $P \lesssim 5$ Мбар.

Область более высоких разогревов и пониженных (по сравнению с достижимыми для ударно-волнового метода) плотностей представляет повышенный интерес для современной физики экстремальных состояний [3]. Эти состояния могут быть получены путем ударно-волнового сжатия пористых образцов [67—69], что резко увеличивает эффект необратимости, повышая температуру ударного сжатия и позволяя получать плотности, несколько (в работе [68] на 20 %) меньшие плотности твердого металла (состояния 6 на рис. 9). Значительно более широкий диапазон плотностей (до четырех порядков) реализуется при адиабатическом расширении материала (состояния 4 на рис. 9), предварительно сжатого и необратимо разогретого во фронте ударной волны

Оставляя подробное обсуждение этого метода до п. 6, перейдем сейчас к особенностям метода ударно-волнового сжатия.

Эксперименты по измерению сжимаемости веществ в ударных волнах основаны на алгебраических соотношениях, полученных из законов сохранения массы, импульса и энергии, которые связывают кинематические параметры — скорость ударной волны D и массовую скорость вещества за ее фронтом u с термодинамическими величинами — плотностью $\rho = V^{-1}$, давлением P и внутренней энергией E [1]:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 D(D-u)^{-1}, \\ P &= P_0 + \rho_0 D u, \\ E &= E_0 + \frac{1}{2}(P + P_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right), \end{aligned} \quad (3.1)$$

где ρ_0 , P_0 , E_0 характеризуют покоящееся вещество, а ρ , P , E — вещество за фронтом ударной волны. Для применения соотношений (3.1) в динамическом эксперименте необходима одномерность течения, что обычно обеспечивается выбором геометрии: эксперимента и дополнительно контролируется прямыми измерениями. Вопрос о локальном термодинамическом равновесии ударно-сжатых состояний обычно стоит не слишком остро, так как время ион-электронной релаксации в металлах, как показали оценки и эксперименты по лазерному нагреву, оказывается $\sim 10^{-11}$ с [130], что много меньше характерных времен эксперимента — 10^{-6} с. Кроме того, соотношениями (3.1) можно пользоваться, если характерные давления превосходят пределы упругости (~ 20 кбар) материалов [10], когда применимо гидродинамическое описание.

Если эти условия выполнены, то одновременное измерение в экспериментах D и u позволяет определить термодинамические величины E , P , ρ без привлечения модельных соображений. Таким "прямым" образом были исследованы ударные адиабаты сравнительно небольшого числа веществ; в отечест-

венных экспериментах подробнее других изучено железо, которое затем используется в качестве эталона для измерений "сравнительной" сжимаемости других материалов по методу "отражения" [1].

Объем экспериментальной информации по ударной сжимаемости весьма велик. К настоящему времени такие данные известны для более чем двухсот веществ: химических элементов, сплавов, минералов, композитов, органических и синтетических материалов, жидкостей, газов, водных растворов и конденсированных взрывчатых веществ. Имеющиеся опытные данные о термодинамических свойствах плотных веществ получены в динамических экспериментах и обобщены в справочных изданиях [70, 71]. Объем динамических исследований ударной сжимаемости элементов иллюстрируется рис. 10 из [73].

В ряде случаев наряду с ударной сжимаемостью веществ измерена и адиабатическая (скорость звука) за фронтом ударных волн. Для этой цели оптическим методом фиксируется [72, 74] скорость тыльной волны разгрузки, догоняющей и ослабляющей основную ударную волну. Потеря сдвиговой прочности кристаллической решетки при плавлении материалов приводит к некоторому уменьшению скорости звука, позволяя судить о положении кривой плавления при высоком давлении [75].

Первые эксперименты по возбуждению ударных волн в твердых телах были выполнены с использова-

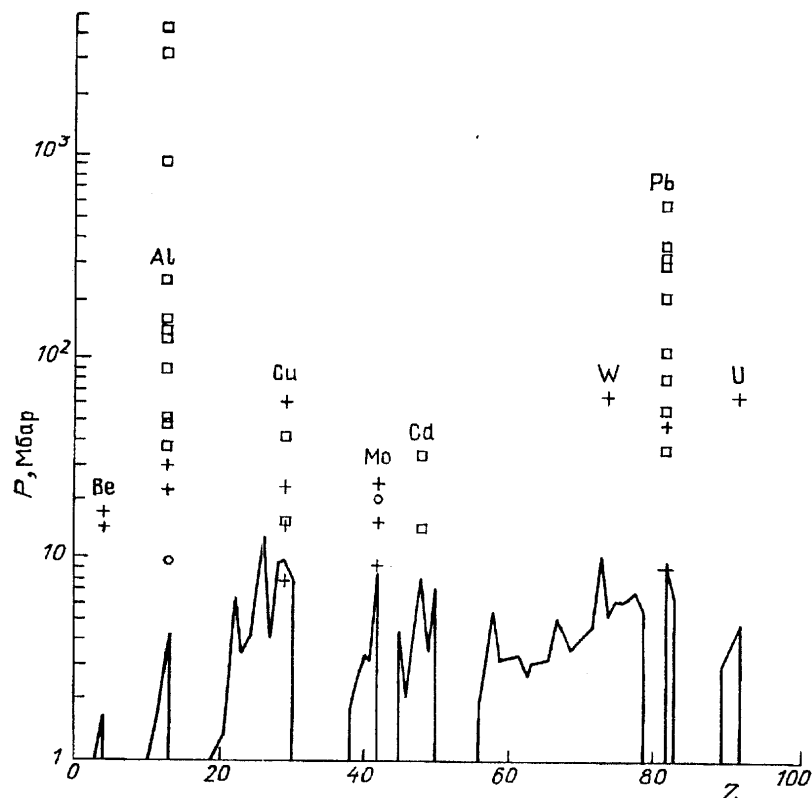


Рис. 10. Диапазоны давлений в экспериментах с сильными ударными волнами, где выполнены измерения ударной сжимаемости элементов [73]. Области внизу (с острыми пиками) — опыты с ВВ и пушками [3, 6, 7, 9]. Подземные ядерные взрывы: кружки — абсолютные измерения [104, 105], крестики — данные американских исследователей [112—114, 127], квадратики — советские данные [106, 113, 115, 124]

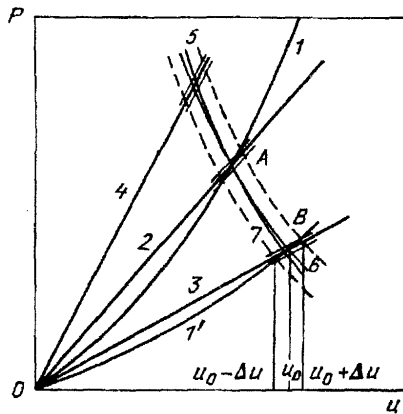


Рис. 11. Процедура обработки измерений относительным методом. 1 — ударная адиабата эталонного вещества, 1' — ударная адиабата вещества "преграды"; 2 — волновой луч, соответствующий измеренной D_3 ; показаны части волновых лучей, соответствующие $D_3 + \Delta D$ и $D_3 - \Delta D$; 3, 4 — волновые лучи для образцов, показаны части волновых лучей, соответствующие $D_0 + \Delta D$ и $D_0 - \Delta D$; 5, 6 — ударная адиабата двойного сжатия и энтропия эталонного вещества; 7 — "зеркальная" ударная адиабата эталона. Приведен пример нахождения массовой скорости в образце u_0 и погрешности в ней.

нием метательных устройств, использующих детонацию конденсированных ВВ для разгона плоских металлических ударников до скоростей 5–6 км/с [5]. Использование принципа градиентного ускорения [76] позволило в той же геометрии поднять в двухкаскадной слоистой системе скорость метания танталового ударника до ≈ 13 км/с, получив динамические давления в алюминии 4,2 Мбар, в висмуте 6,4 Мбар [77, 78, 87]. Ряд экспериментов выполнен [79, 80, 87] с конически сходящимися маховскими ударными волнами при $P \sim 18$ Мбар. В работах американских ученых [81] используется двухступенчатая легкогазовая "пушка", ускоряющая двадцатиграммовый ударник до скорости 8 км/с, обеспечивая высокую синхронность движения ударных волн и точность измерения их параметров. В опытах со сферически сходящимися ударными волнами [82] были достигнуты скорости метания стального ударника 8 км/с и давления в уране 6,5 Мбар. В опытах [83] ударник разгонялся до 20 км/с, давление в железных образцах достигало $\approx 13,5$ Мбар. В последнее время для генерации мощных ударных волн используются мощные лазеры [83], сильноточные потоки релятивистских электронов [15], ионов [16], а также рельсотронные ускорители [84, 85].

Достигнутая в методе торможения [1] точность измерения D и u заметно изменяется с ростом давления: в диапазоне 1–5 Мбар относительная погрешность составляет 0,8–1 %, при 5–10 Мбар — 1–1,5 %, при $P \geq 10$ Мбар — 1,7–2 %. Для продвижения в область более высоких давлений потребовались иные подходы, так как в наиболее развитом методе торможения

не удается обеспечить безнагревный разгон ударника. О двух постановках измерений D и u в области высоких давлений речь пойдет ниже.

В большинстве случаев в экспериментах измеряются скорости ударной волны в соприкасающихся веществах [1]. В такой постановке опытов нет ограничений по давлению, однако традиционная обработка этих экспериментов требует дополнительного анализа. Процедура нахождения массовой скорости в одном из двух веществ основывается на закономерностях, которым подчиняется распад гидродинамического разрыва на границе сплошных сред (метод P – u -диаграмм на рис. 11), и на предположении об известном уравнении состояния эталонного вещества. При обработке используется равенство давлений и массовых скоростей вещества на контактной границе. Из рис. 11 видно, что традиционный метод обработки позволяет найти массовую скорость в том случае, если нам известны ударные адиабаты двойного сжатия и энтропии разгрузки эталона. Как связаны погрешности в определениях u_0 и D_3 , D_0 , видно из рис. 11. С учетом сказанного выше о точности экспериментальной информации получение энтропий и ударных адиабат двойного сжатия основано на модельных соображениях, справедливость и применимость которых как раз и необходимо проверить. Ситуация существенно упрощается только в области малых ($P \sim 1$ Мбар) давлений, когда разогрев вещества мал и ударные адиабаты и энтропии слабо отличаются от кривой "холодного" сжатия. В этом случае в P – u -переменных (см. рис. 11) энтропия расширения AS получается зеркальным отражением относительно точки A ударной адиабаты 1 эталона. В этом случае необходимо знание ударной адиабаты однократного сжатия эталона, которая может быть измерена абсолютным методом [1] по измерению скорости ударника и возбуждаемой в мишени ударной волны.

Отметим, что замена адиабаты расширения зеркальным отображением ударной адиабаты в области мегабарных давлений также сопряжена с большими погрешностями из-за испарения вещества в волнах разгрузки (см. [3]). В области больших давлений различия между ударной адиабатой, энтропией и ударной адиабатой двойного сжатия возрастают, и соответствующие замены приводят к заметным ошибкам при нахождении массовой скорости образца.

Обработка экспериментов с использованием зеркальной ударной адиабаты широко распространена [6], причем в большинстве случаев в разных по давлению диапазонах применялись разные эталонные вещества, например при низких давлениях — алюминий, а при высоких — железо. При систематиза-

ции данных по ударной сжимаемости это обстоятельство необходимо учитывать.

В классификации обращает на себя внимание следующее обстоятельство: экспериментальные данные для металлов, отнесенных к четвертой группе, получены в области низких давлений главным образом относительно алюминия, а в области высоких давлений — железа, используя алюминиевый эталон. В зоне исследованных давлений (калий оказался в числе таких металлов) на $D-u$ -зависимостях образцов излома не обнаружено. Нельзя исключить, что изломы вызваны применением при обработке "зеркальных" ударных адиабат и возможными их отличиями от истинных ударных адиабат алюминия и железа. Любопытно, что часть изломов не подтверждена в более поздних экспериментальных исследованиях [88, 89], а в трех веществах изломы выражены гораздо слабее и при значениях массовой скорости, отличных от [86]. Поэтому мы сочли необходимой повторную обработку всех результатов, отказавшись во всех случаях от использования "зеркальных" ударных адиабат.

Общие выводы по результатам нашей обработки таковы: ударные адиабаты металлов в $D-u$ -координатах имеют довольно сложный вид (рис. 12 дает представление об этом), и только в ограниченном диапазоне давлений с хорошей точностью могут быть аппроксимированы линейными или квадратичными выражениями. Металлы, отнесенные к четвертой группе [86], по поведению $D-u$ -зависимости среди других не выделяются. Это иллюстрирует результаты обработки для кальция и лантана (рис. 13). Для представления масштаба неопределенностей в экспериментальных точках на рис. 13 нанесены последовательно вычисленные погрешности, соответствующие 1 %-ной точности измерения волновых скоростей в обоих веществах пар. Учитывая методологические трудности, возникающие при обработке экс-

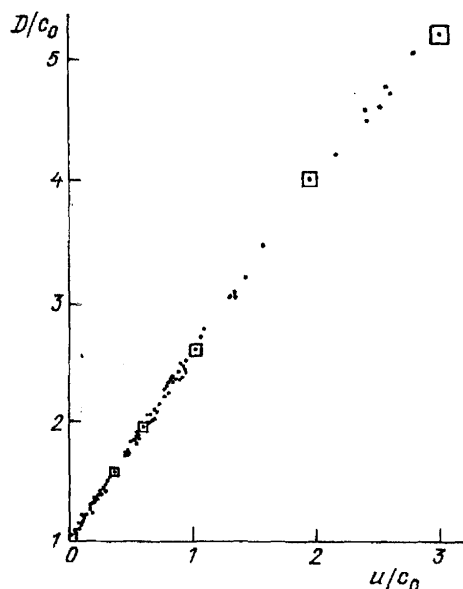


Рис. 12. Характерный вид экспериментальной $D-u$ -зависимости. Область ошибок соответствует 1 %-ной точности определения волновых скоростей

периментов с измерением волновых скоростей в соприкасающихся веществах, в последнее время выработан иной подход к интерпретации таких измерений. При этом вся обработка происходит в переменных $D-D$, которые непосредственно и измеряются в экспериментах. Расчетные зависимости по сравнимым моделям также получают в этих координатах. При таком подходе, однако, увеличивается необходимый для сравнения и калировки объем экспериментальных исследований, так как не ясно, какое вещество из пары и в какой мере может быть ответственным за возможное расхождение с опытом. Предпочтение отдается той модели, зависимости которой в $D-D$ -координатах согласуются с экспериментальными данными для большинства исследованных пар.

Авторами обзора собраны и проанализированы экспериментальные данные по ударной сжимаемо-

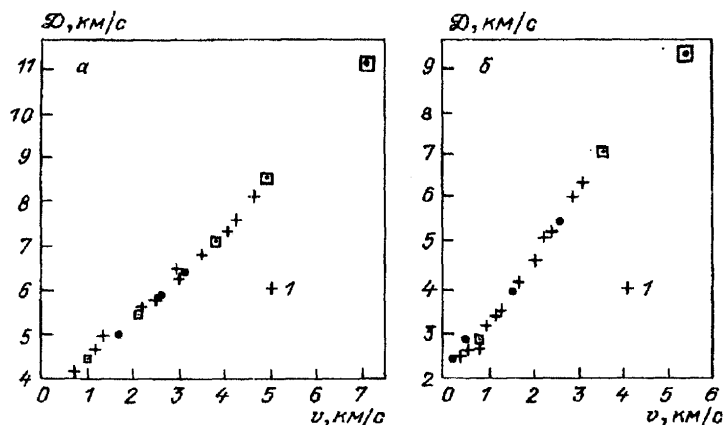


Рис. 13. Результаты обработки авторами [86] экспериментальных данных для кальция (а) и лантана (б). Область ошибок соответствует 1 %-ной точности определения волновых скоростей. 1 — данные зарубежных авторов

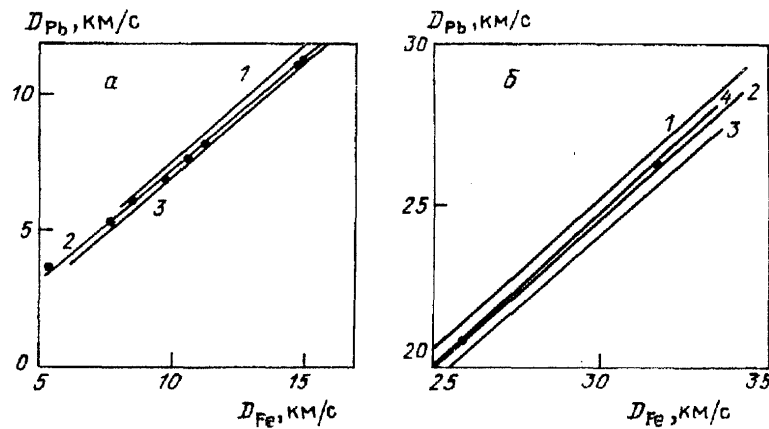


Рис. 14. Сравнение расчетных D — D -зависимостей по разным моделям с результатами экспериментов. a — [86]. b — [107, 108]. 1 — [38], 2 — [90], 3 — [191], 4 — ТФПК

сти ряда металлов. В диапазоне давлений, характерных для лабораторных измерений, хорошие результаты для построения полуэмпирических уравнений состояния дают подходы, предложенные в [12, 90, 91]. На примере пары железо—свинец рис. 14 дает характерную картину описания экспериментов различными моделями. В рассматриваемой области давлений строго не обоснована ни одна из теорий. Однако можно найти такие пары элементов, опытные данные для которых по случайным причинам описывает та или иная теоретическая модель. Например, ТФПК неплохо описывает эксперименты для пары железо—медь, однако в большинстве случаев для этой области давлений согласие между теорией и экспериментом неудовлетворительное.

Продвижение в область более высоких давлений дают измерения в опытах с сильными ядерными взрывами. По ряду причин объем экспериментальной информации, полученный в них, пока невелик и вряд ли в обозримом будущем достигнет объема, сравнимого с объемом лабораторных исследований. Поэтому целесообразно использовать уникальные возможности таких опытов для решения ключевых проблем физики высокоинтенсивных процессов.

Как мы уже отмечали, наиболее важными в последние годы стали проблемы изучения влияния оболочечной электронной структуры атомов на термодинамические свойства плотных веществ. Оболочечные эффекты проявляются в осциллирующем поведении термодинамических функций (например, ударных адиабат, изэнтроп). Это в свою очередь может стать условием существования таких областей,

в которых $(\partial^2 P / \partial V^2)_S \leq 0$, что является причиной аномального поведения вещества в динамических процессах (разгрузка происходит в ударной волне, а сжатие — плавно). Учет таких свойств реальных веществ в газодинамических расчетах потребует модификации алгоритмов, применяемых в современных математических программах [92]. Это обстоятельство еще больше увеличивает наш интерес к оболочечным эффектам.

Возможны также такие формы ударных адиабат, для которых будут нарушены условия устойчивости ударных волн по отношению к искривлению их фронта [18, 12].

Устранение неопределенностей в области расхождения результатов различных теорий предъявляет жесткие требования к точности экспериментальной информации. Для оценки эффекта в наблюдаемых величинах обратимся к результатам расчетов по моделям [53, 90] табл. I.

Если относительно амплитуды нижней полуволны осцилляции принять прогноз МХФС, то величины в последней строке табл. I примерно удвоятся.

Из приведенных результатов расчетов видно, что экспериментальное обнаружение электронной оболочечной структуры на ударной адиабате алюминия возможно при уровне точности измерения волновых и массовых скоростей $\approx 1\%$. Для исследований осцилляции на ударной адиабате свинца и для проверки моделей точность измерений должна быть доведена до уровня $\approx 0,5\%$.

Требования к точности измерений мало меняются при замене сплошных образцов на пористые. Это

Таблица I. Ударная адиабата алюминия

D , км/с	40	60	80	100	120	140	160	180	200
P , Мбар	30,79	73,26	132,9	209,4	302,3	411,4	536,5	677,1	833,1
$\delta = \rho/\rho_0$	3,727	4,422	4,757	4,905	4,958	4,954	4,920	4,867	4,806
u_1 , км/с	29,27	46,43	63,18	79,61	95,79	111,7	127,5	143,0	158,4
u_2 , км/с	29,17	45,64	62,10	78,49	94,85	112,2	127,4	143,5	159,6
$(u_1 - u_2)/u_1$, %	0,34	1,73	1,74	1,43	1,0	0,45	0,08	-0,35	-0,75

показали расчеты, в которых коэффициент пористости меняется в диапазоне от 1 до 50, а также эксперименты по ударному сжатию пористой меди [93].

Расчетные ударные адиабаты веществ по разным моделям публиковались неоднократно (для алюминия см. рис. 8). В последнее время для ряда веществ удалось проанализировать влияние различных эффектов на скорость ударной волны. В качестве примера приведем результаты при изменении D в диапазоне, характерном для измерений [124]. Влияние квантовой и обменной поправок выяснилось в расчетах, в которых использовались данные моделей ТФ и ТФП, для изучения роли неидеальности ядер — данные моделей ТФП и ТФПК (ядра по [54]), оболочечных эффектов — данные моделей ТФПК и ССП, граничных условий — данные моделей ССП и МХФС (табл. II). Видно, что поправки в наблюдаемой в экспериментах величине D невелики и часто имеют разные знаки. Используя решение задачи о сильном взрыве (см., например, [1]), можно исследовать влияние того или иного эффекта на величину, определяемой с помощью D энергии взрыва, что особенно важно для проблемы "верификации" ядерных испытаний. Для оценки влияния оболочечной структуры можно воспользоваться "коротким" приближением для решения задачи о сильном взрыве (см., например, [1]) и представлением осциллирующей ударной адиабаты в переменных давление—сжатие относительно линии предельного сжатия $h = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ в виде $\delta = h + \delta_1 \sin[K \ln(P/P_0)]$, где $\delta = \rho/\rho_0$, K и P_0 — константы интерполяции, обычно $\delta_1 \ll \delta$. Решая задачу, можно показать, что неучет осцилляции рассматриваемого вида приводит к ошибке в величине энергии взрыва $\Delta E/E = [2\delta_1/h(h-1)] \sin[3K \ln(r/r_0)]$, где r_0 — радиус, на котором давление на фронте равно P_0 .

Таблица II

Вещество	Квантовая и обменная поправки	Неидеальность ядер	Оболочечная структура	Граничные условия
Алюминий	+1,0	-0,1	-0,6	+0,2
	+1,8	-0,6	+1,0	+1,1
Железо	+1,4	-0,5	-2,4	
	+2,0	-1,5	-3,1	
Свинец	+2,4	-0,6	+1,6	
	+3,3	-1,3	+1,2	

4. Абсолютные измерения ударной сжимаемости. Динамические методы изучения уравнений состояния основаны [1] на фиксации любых двух из пяти (E , P , V , D , u) ударно-волновых параметров и с последующим расчетом остальных по законам сохранения массы, импульса и энергии (3.1). В случае

конденсированных сред наиболее естественным является фиксация скорости фронта D и массовой скорости u ударно-сжатого вещества, что и было выполнено уже в первые послевоенные годы. В последнее время влияние исследователей сосредоточено на поисках путей непосредственной фиксации распределения параметров ударно-сжатого вещества, что делается с использованием проникающих физических полей или фиксации временной формы импульса сжатия вместо ставшего обычным измерения самого факта его прихода в точку измерений. Например, при малых амплитудах ударной волны, когда свойства исследуемых сред меняются не сильно, это осуществляется с помощью магнитоэлектрического метода по движению во внешнем магнитном поле внедренного в диэлектрический образец тонкого проводника, измеряющего u в диэлектриках [6, 9].

Аналогичные возможности электромагнитного метода [94], в котором в исследуемый образец внедряется одна из пластин конденсатора и измеряется изменение напряженности электрического поля при последующем движении.

В области пониженных ($\lesssim 100$ кбар) давлений при изучении прочностных свойств материалов и кинетики возбуждения детонации в конденсированных ВВ с успехом применяются манганиновые датчики давлений [9, 95], изменяющие свое электросопротивление с увеличением давления.

В этом же диапазоне относительно невысоких давлений квазиакустическое приближение позволяет рассчитать термодинамические параметры течения по скорости движения свободной поверхности образца после выхода на нее импульса сжатия. Для этой цели широкое распространение получили емкостные методы [94] и в последнее время методы лазерной интерферометрии [96, 97].

На рис. 15 представлен полученный таким образом профиль сжатия, дающий разнообразную информацию о прочностных, фазовых и термодинамических свойствах вещества.

Более широкие возможности для получения информации за фронтом ударной волны открывает жесткое электромагнитное излучение. Так, рентгеновское просвечивание ударно-сжатого вещества [98, 99] позволяет определить плотность за фронтом или скорость перемещения внедренных в исследуемое вещество непрозрачных реперных слоев. Однако эти методы в силу их недостаточной точности не получили широкого применения в исследованиях термодинамических свойств ударно-нагруженных веществ.

Интересными возможностями обладает метод рентгеновской дифрактометрии ударно-сжатого вещества [98, 99], позволяющий непосредственно

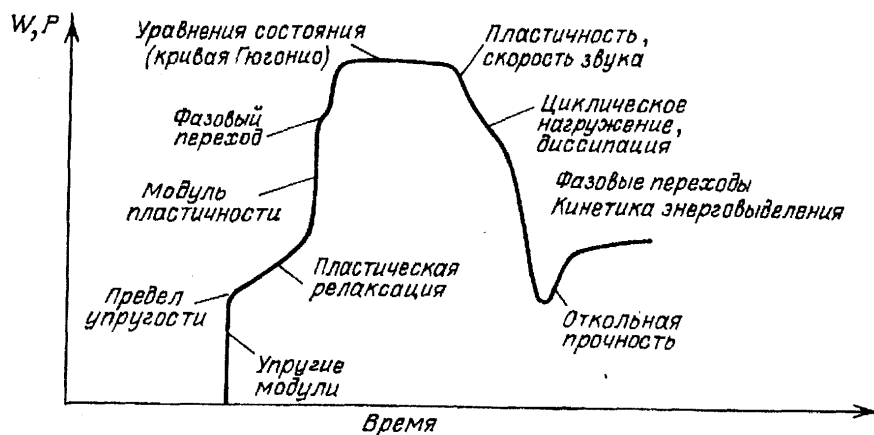


Рис. 15. Профили скорости и давления в ударной волне в конденсированных средах и получаемая из него физическая информация

фиксировать параметры кристаллической решетки и проследить кинетику перехода от одномерного к объемному сжатию вещества за фронтом ударной волны.

В частности, в [100] показано, что полиморфный переход хлористого натрия в плотноупакованную структуру сопровождается образованием промежуточной фазы.

Характерная особенность динамических методов состоит в том, что будучи основанными на измерении механических параметров и использовании общих законов сохранения (3.1) эти параметры дают уравнение состояния лишь в калорической форме $E = E(P, V)$, которое не является термодинамически полным, так как не содержит температуру или энтропию ударного сжатия. Эти величины при определенных условиях могут быть получены из $E = E(P, V)$ с привлечением первого закона термодинамики [102]. Поэтому вполне понятен тот большой интерес, который вызывают температурные измерения в динамических экспериментах. К сожалению, оптические методы фиксации температуры могут быть применены лишь для оптически прозрачных и изотропных сред, таких как ионные кристаллы [101], газовые и жидкие среды [3, 103].

Дальнейшее расширение возможностей динамических исследований связано с использованием нейтронного и гамма-излучения.

4.1. Доплеровское измерение массовой скорости. Американские исследователи [104] предложили схему измерений массовой скорости в области высоких давлений, которая основана на смещении резонансов взаимодействия нейтронов с ядрами движущегося вещества по отношению к положению их у покоящихся ядер (доплеровский сдвиг). Для получения высоких давлений используется энергия деления ядер урана нейтронами, образующимися при ядерном взрыве. К плоскому слою урана примыкает образец из исследуемого материа-

ла простой кубической структуры. Скорость фронта ударной волны определяется по времени появления световых вспышек на контрольных поверхностях в образце. Для измерения массовой скорости используются нейтроны с энергией в диапазоне $10-10^3$ эВ, в котором обычно расположены ядерные резонансы. Представляют интерес вещества с ярко выраженными резонансами, что обеспечивает заметное ослабление потока нейтронов, проходящих через образец и регистрируемых в эксперименте. Если резонанс в образце наблюдается при энергии нейтронов E_n (или при скорости нейтронов v_n) и при этом часть вещества образца движется в направлении регистрации со скоростью u , то дополнительно будет происходить ослабление потока нейтронов, скорость которых $v'_n = v_n + u$. В спектре потока нейтронов, прошедших образец, будет два минимума, обязанных выделенному резонансу. Экспериментальная задача состоит в регистрации спектра потока нейтронов. Считая источник нейтронов мгновенным, измерение спектра нейтронного потока осуществляется по времени пролета нейтронами известной базы $L \sim 20$ м.

Интересующие нас нейтроны пролетят такую базу за $t \approx 5 \cdot 10^3$ мкс. Длительность источника нейтронов поданным работы [104] составляет $0,5-0,8$ мкс, так что его можно считать мгновенным. Толщина образца выбирается такой, чтобы за время работы источника обеспечивалось вовлечение в движение значительной части образца.

Существенное значение для экспериментального обеспечения метода имеет величина спектрального потока нейтронов в резонансной области $E_n \approx 10-10^3$ эВ. Количество таких нейтронов в делительном спектре весьма мало. Для его увеличения между ураном и образцом в [104] помещался тонкий слой водородсодержащего вещества—оргстекла. Это позволяет повысить нейтронный поток на границе примерно на порядок.

Обсуждаемый способ измерения массовой скорости не является универсальным. Для исследуемых веществ сечения в резонансах должны обеспечивать хорошо регистрируемое ослабление нейтронного потока как неподвижными, так и движущимися веществами на толщинах, сопоставляемых с измерительными базами. Такими свойствами обладают молибден, железо, медь и др. Кроме того, имеются элементы, ядра которых обладают аномально большими резонансными сечениями (вольфрам, золото, кобальт). Размещение в образце тонких слоев из этих элементов также может быть использовано для измерения массовой скорости. Более того, в некоторых случаях энергетическое уширение отдельных резонансов может быть использовано для оценки температуры вещества перед и за фронтом ударной волны.

Наиболее ярко резонансы выражены у молибдена, который и исследовался в работе [104]. В уране было реализовано давление $P \approx 90$ Мбар, в молибдене зафиксированы $D = 18,7$ км/с ($\pm 5\%$) и $u = 10,2$ км/с ($\pm 5\%$). Достигнутая в измерениях точность затрудняет использование полученной экспериментальной точки для проверки уравнений состояния молибдена. Главные источники погрешности измерений связаны с неопределенностью длительности источника нейтронов и различными механизмами размывания резонансов. Однако вклад в погрешность многих из этих факторов ослабевает с увеличением массовой скорости, так что при $u \approx 100$ км/с имеется принципиальная возможность достижения точности $\Delta u/u \approx 1\%$. Это стимулирует дальнейшие работы по совершенствованию метода.

4.2. Метод гамма-репера. В работе [105] предложен способ одновременного измерения величин D и u с помощью гамма-активных реперных слоев, внедренных в исследуемое вещество. В процессе газодинамического движения реперные слои увлекаются движущимся веществом. С помощью системы коллимирующих щелей фиксируются моменты прохождения ими контрольных положений.

В экспериментах наиболее просто реализуется "плоская" геометрия фронта ударной волны, реперных слоев и коллимирующих щелей, при которой плоскости соответствующих поверхностей параллельны друг другу (рис. 16). С этой целью по ходу волны устанавливается цилиндрический канал, изготовленный из вещества (магний, органика и др.), плотность которого меньше плотности материала, в котором размещена экспериментальная установка. Как следует из результатов двумерных газодинамических расчетов, постройка такого канала обеспечивает достаточное опережение фронта ударной волны по отношению к фронту в окружающей среде,

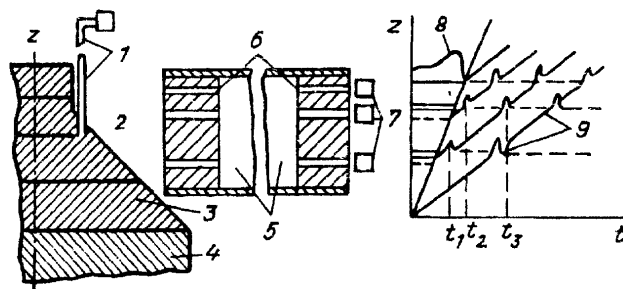


Рис. 16. Схема установки и эпюра регистрируемых сигналов. 1 — оптический канал, 2 — реперные слои, 3 — исследуемое вещество, 4 — канал формирования ударной волны, 5 — коллимирующие щели, 6 — коллиматор, 7 — детекторы гамма-излучения, 8 — сигнал излучения неподвижного репера, 9 — сигналы излучения движущихся реперов

причем в центральной части цилиндра, диаметр которой составляет $\approx 2/3$ от наружного, фронт волны будет плоским. Измерительный блок устанавливается на торце цилиндра. Защита коллимирующей системы, которая исключает ее повреждение до завершения регистрации моментов прохождения реперными слоями контрольных положений, осуществляется постановкой по ходу волны слоев плотного вещества (свинец, сталь).

Для измерения массовой скорости u достаточно зарегистрировать моменты прохождения одним реперным слоем плоскостей двух коллимирующих щелей, расстояние a между которыми является базой. Тогда $u = a/(t_3 - t_1)$ (см. рис. 16). Постановка двух реперных слоев у двух коллимирующих щелей позволяет определить D по сопоставлению моментов начала их движения: $D = a/(t_2 - t_1)$. При этом сжатие вещества на фронте волны δ определяется только на основании измерений временных интервалов: $\delta = (t_3 - t_1)/(t_3 - t_2)$. Обычно в экспериментальных установках количество реперных слоев и коллимирующих щелей превосходит указанный минимум. Это дает возможность получать информацию о нестационарности регистрируемого ударно-волнового явления, о протекании нейтронных- и гамма-процессов.

В предложенной простой схеме основным элементом, позволяющим проводить временные измерения, является реперный слой. Его излучение должно проходить через периферийные слои исследуемого вещества, в которых газодинамическое движение значительно отличается от используемого "плоского" ударно-волнового течения. Поэтому в реперном слое должны быть источники жесткого гамма-излучения или быстрых нейтронов ($E_n > 1$ МэВ). Из-за нестационарности и высокой скорости процессов интенсивность излучения слоя должна обеспечивать возможность регистрации моментов пересечения им

плоскостей коллимирующих щелей с помощью детекторов типа ВЭУ или ФЭК в аналоговом режиме.

Использование для этих целей стационарных источников излучения исключено. Даже при применении высокочувствительных детекторов типа ФЭУ (чувствительность $\alpha \sim 10^{-11} \text{ А} \cdot \text{см}^2 / \text{квант}$) активность их должна составлять $\sim 10^7$ Ки. Для работы в условиях повышенных фонов более предпочтительными являются детекторы типа ФЭК ($\alpha \sim 10^{17} \text{ А} \cdot \text{см}^2 \text{ с} / \text{квант}$). При этом необходимая активность источников существенно выше. Таких источников нет, но даже если бы они и были, работать с ними было бы невозможно, так как их энергетическая мощность будет $\sim 10^4$ МВт.

Поэтому необходимо использовать импульсные источники, которые могут существовать на выделенной стадии протекания используемого газодинамического процесса. В частности, интенсивный гамма-источник может быть получен при импульсном облучении нейтронами вещества, ядра которого обладают сечением радиационного захвата, в $\sim 10^3$ раз превосходящим соответствующие сечения исследуемого вещества. В существующих импульсных источниках обычно рождаются быстрые нейтроны ($E_n \sim 1$ МэВ). Реакции радиационного захвата эффективно идут при более низких E_n . Поэтому нейтронный импульс должен опережать регистрируемое газодинамическое движение на временной интервал, необходимый для замедления нейтронов в исследуемом веществе до оптимальных энергий. В ряде случаев в реперных слоях можно использовать европий, для которого при $E_n = 10\text{--}100$ эВ сечение (n, γ)-реакции составляет $\sigma = 220\text{--}806$.

В применениях метода отражения в качестве эталонного вещества широко используется алюминий. В области 5—150 Мбар имеются существенные неоднозначности в уравнении состояния этого вещества. Это и обусловило интерес к алюминию в первых применениях нового метода. Возможны, конечно, и другие сочетания веществ репера и образца. В отдельных случаях можно использовать в реперных слоях импульсные нейтронные источники (конвертеры).

За времена замедления нейтронов диффузия и поглощение фактически не меняют их плотность. Поэтому можно оценить связь между необходимой интенсивностью гамма-репера $\Gamma (\text{с}^{-1})$, с одной стороны, потоком быстрых нейтронов $\Phi (\text{см}^{-2})$ и массой репера M , с другой:

$$\Gamma \sim \Phi \sigma N \nu M l^{-1} \sim 0,2 \cdot 10^7 \Phi M; \quad (4.1)$$

здесь σ — сечение (n, γ)-реакции на ядрах материала репера, N — количество этих ядер в единице массы репера, ν — скорость замедляющихся нейтронов, l —

пробег нейтронов внешнего потока в исследуемом веществе. Численное значение приведено для алюминия и материала репера — окисла европия Eu_2O_3 , спрессованного до плотности $2,7 \text{ г} / \text{см}^3$. Поскольку для европия с замедлением нейтронов σ растет быстрее, чем ν^{-1} , величина Γ будет возрастать до тех пор, пока не сравняются скорости поступления нейтронов в реперный слой из алюминия и поглощения их европием. При дальнейшем замедлении нейтронов величина Γ будет снижаться вследствие обеднения нейтронами областей алюминия, окружающих реперный слой. Если толщина слоя — $0,5$ см, максимальная интенсивность излучения его достигается при $\sigma \sim 200$ б, что соответствует энергиям нейтронов $E_n \sim 10\text{--}100$ эВ. Характерное время замедления нейтронов до указанных E_n составляет $10\text{--}15$ мкс.

Замедление нейтронов в образце приводит к нагреву исследуемого вещества, который в общем случае влияет на его ударную сжимаемость. Для простоты интерпретации результатов эксперимента необходимо, чтобы такое влияние было слабым. Это ограничивает сверху величину потока Φ . При исследовании алюминия приемлемые значения составляют $\Phi < 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Ограничения потока снизу (4.1) связаны с необходимостью увеличения размеров измерительного блока.

Реперные слои представляют собой неоднородности в исследуемом материале, которые при интерпретации результатов эксперимента учитываются на основе газодинамических расчетов. Для уменьшения неопределенностей, связанные с внесением расчетных поправок, необходимо, чтобы толщина реперного слоя не превосходила 10 % величины измерительной базы. Применяемая в опытах аппаратура позволяет получать приемлемую точность регистрации временных интервалов ($\Delta t / t \approx 1\%$) при их длительности ≈ 2 мкс. Поэтому для изучения ударной сжимаемости алюминия при давлении ~ 10 Мбар ($D \sim 25$ км/с) база выбирается в 5 см, а толщина реперного слоя $\Delta \lesssim 0,5$ см.

Измерительный блок (см. рис. 16) выполнялся в виде набора плит, изготовленных из алюминия марки АД-1 (99 % Al, $\rho_0 = 2,7 \text{ г} / \text{см}^3$), в которые реперные слои внедрялись в виде таблеток. Такая форма слоя согласуется с цилиндрической геометрией канала формирования ударной волны и позволяет при необходимости размещать дополнительные коллимирующие системы. Для обеспечения максимальных потоков регистрируемого излучения в направлении детекторов толщина исследуемого вещества должна быть минимальной, не искажающей движение фронта и вещества за ним в области размещения реперов. Поэтому боковая поверхность блока со сто-

роны коллимирующей системы выполнялась в виде плоскости, ориентированной под углом 45° к направлению движения фронта. Контроль формы осуществлялся с помощью трех оптических каналов, размещенных в углах равностороннего треугольника на диаметре 150 мм (на рис. 16 показан один канал). Фиксировались моменты возникновения вспышек света при выходе ударной волны на выделенную контрольную поверхность, перпендикулярную оси блока.

Процесс измерений осложняется значительными фоновыми явлениями. Основными источниками фонов являются нейтроны первичного потока, а также гамма-кванты, рожденные при (n, γ) -реакциях в образце, в элементах конструкции экспериментальной установки и в окружающей среде. Защита от нейтронов достигается удалением детекторов от исследуемого вещества. Защита от захватного гамма-излучения обеспечивается коллимирующей системой. Свинцовые перегородки ее фактически полностью ослабляют гамма-поток, выходящий из измерительного блока и его окружения. Неослабленным остается только излучение, проходящее через коллимирующие щели. При применении детекторов типа ФЭК достаточна длина коллимирующей системы $L \sim 2$ м. Ток детектора связан с интенсивностью излучения реперного слоя Γ соотношением

$$I \approx \Gamma \alpha \exp(-\mu \rho d) (4\pi L^2)^{-1}, \quad (4.2)$$

где α — чувствительность детектора, μ — массовый коэффициент ослабления гамма-излучения алюминием, ρ — плотность сжатого алюминия, d — его толщина. Для обеспечения $I \sim 1$ А при $\rho \sim 10$ г/см³, $d \sim 10$ см, $L \sim 2$ м необходимо значение $\Gamma \sim 10^{24}$ с⁻¹. В этом случае, согласно (4.1), при потоках $\Phi \sim 10^{16}$ см⁻² масса излучающей в сторону детектора части реперного слоя должна составлять 50 г. За фронтом ударной волны вещество репера сжимается примерно в три раза. При этом гамма-кванты в направлении детектора эффективно выходят из глубины материала репера 2—3 см. В опытах применялись реперные таблетки диаметром ~ 9 см и толщиной $\sim 0,4$ см.

Коллимирующая система выполнялась в виде набора соосных жестко соединенных между собой свинцовых дисков, в которых имелись щели сечением 3×90 мм². Ширина щели определяется характерной толщиной, сжатой в ударной волне реперной таблетки (~ 1 мм) и возможностями юстировки коллимирующей системы. Расстояния между плоскостями щелей являются измерительными базами. Погрешность определения величин этих баз обусловлена неточностью изготовления системы, а также непараллельностью плоскостей щели, реперного слоя и поверхности

фронта ударной волны. Плоскости щелей устанавливались параллельно плоскостям реперных слоев с точностью $\pm 0,2^\circ$. Связанная с этой непараллельностью погрешность в определении базы пренебрежимо мала по сравнению с неточностью изготовления системы, которая на базе 50 мм составляет 2 %. Контроль формы фронта ударной волны позволяет при необходимости учитывать поправку к размеру базы, связанную с непараллельностью плоскостей фронта и реперных слоев.

С целью уменьшения гамма-фона, регистрируемого детекторами до прихода ударной волны, для определения D второй и третий реперные слои (нумерация реперных слоев и коллимирующих щелей по ходу волны) были заглублены относительно плоскостей соответствующих щелей на расстояние 1 мм (см. рис. 16). Четвертый реперный слой располагается по центру щели, что позволило получить экспериментальную информацию о протекании нейтронных и гамма-процессов.

Внедрение интенсивных источников в образец приводит к нагреву вещества излучением. К моменту прихода ударной волны происходят перемещения границы алюминий — репер и изменение состояния веществ образца и реперного слоя. Это оказывает заметное влияние на интерпретацию экспериментальных результатов, поэтому соответствующие процессы были учтены с помощью газодинамических расчетов.

При обработке осциллограмм широко применялись математические программы, позволившие учесть затухание сигнала при передаче его по кабелю, особенности регистрируемых сигналов, возможные нелинейность развертки и дисторсию изображения.

С помощью экспериментальных установок, созданных в соответствии с изложенными принципами, было проведено три опыта по изучению ударной сжимаемости алюминия. Эти установки отличались в некоторых деталях (количество реперных слоев и коллимирующих щелей, размеры узлов и др.).

Результаты измерений с учетом последних методических достижений при обработке осциллограмм, нестационарности движений и реперных слоев приведены в [106]. Здесь мы ограничимся сводной таблицей табл. III.

Таблица III. Результаты абсолютных измерений в алюминии

№ опыта	ρ , г/см ³	D , км/с	u , км/с	P , Мбар	$\delta = \rho/\rho_0$
1	$2,55 \pm 0,03$	$24,8 \pm 0,5$	$15,7 \pm 0,3$	$9,9 \pm 0,3$	$2,73 \pm 0,08$
	2,71	$24,2 \pm 0,7$	$15,1 \pm 0,4$	$9,9 \pm 0,3$	$2,65 \pm 0,1$
2	$2,58 \pm 0,03$	$24,0 \pm 0,4$	$15,1 \pm 0,2$	$9,3 \pm 0,2$	$2,70 \pm 0,05$
	2,71	$23,4 \pm 0,6$	$14,5 \pm 0,3$	$9,3 \pm 0,2$	$2,63 \pm 0,07$
3	2,71	40 ± 5	30 ± 2	32 ± 2	$3,9 \pm 1,2$

Напомним, что интенсивное гамма-излучение реперных слоев приводит к увеличению внутренней энергии алюминия до значений $\approx 1,5$ кДж/г. Возникающее при этом давление приводит к уменьшению плотности алюминия до $\approx 2,55$ г/см³ и сжатию пористого материала репера до плотности ≈ 6 г/см³, т.е. волна входит в образец, характеризующийся начальным состоянием $\rho_0 \approx 2,55$ г/см³, $E_0 = 1,5$ кДж/г. Экспериментальные точки на ударной адиабате, исходящей из такого начального состояния, приведены в строках 1 и 3 табл. III. В строках 2 и 4 табл. III приведены результаты пересчета к ударной адиабате с $\rho_0 = 2,71$ г/см³, $E_0 = 0$, осуществленного при постоянном давлении. Выполненный пересчет слабо зависит от модельных соображений.

Измерения в третьем опыте проведены вблизи нижней по давлению границы проявления оболочечных эффектов. К сожалению, отсутствие осциллограмм с короткой разверткой привело к большим погрешностям в экспериментальных результатах; и они не могут использоваться для проверки теорий.

Опыт применений реперного метода измерений ударной сжимаемости показывает, что имеются большие возможности совершенствования его как при использовании различных сочетаний репера и исследуемого материала, так и при различной организации экспериментов.

5. Относительные измерения ударных адиабат.

Постановка измерений волновых скоростей в соприкасающихся образцах (метод преград, "относительные" измерения [1,6]) зависят от диапазона исследуемых давлений. Способы возбуждения ударных волн разной интенсивности с заданной формой фронта волны хорошо известны специалистам, занимающимся подземными ядерными взрывами. Выход волны на контрольные поверхности фиксируется по замыканию электрических контактов, по оптическому свечению прилегающих к образцам слоев воздуха, по свечению паров материала в волне разгрузки (см., например, [107—111]). Затухание ударной волны, необходимое для перехода от средних волновых скоростей к их значениям на контактной границе, рассчитывается и, как правило, контролируется в опытах. Поправки, обусловленные прогревом вещества перед фронтом, например, электронами в экспериментах с лазерными импульсами [83] или гамма-квантами (см. раздел 4.2), вводятся на основании расчетов. Точность измерений определяется свойствами регистрирующей аппаратуры, характеристикой переходного тракта, знанием затухания волны внутри образцов и симметрией фронта волны относительно контрольных поверхностей.

Принципиальная возможность получения экспериментальной информации во всем интересном для приложений диапазоне давлений продемонстрирована в ряде работ советских и зарубежных исследователей [107—114], однако не во всех случаях удалось использовать полученные результаты для проверки теоретических моделей.

В экспериментах [107, 108] точность измерения временных интервалов составила 0,7—1,0 %, затухание волны было на уровне 1—2 %, что в совокупности обеспечило хорошую точность нахождения волновых скоростей на контактной границе. Эти результаты могут быть использованы для проверки моделей, но ответа на вопрос о влиянии оболочечной структуры они не дают; измерения проведены вблизи нижней по давлению границы проявления оболочечных эффектов. Напомним, что в этом диапазоне давлений все модели предсказывают слабое влияние оболочек на поведение ударных адиабат, и расчетные D — D -зависимости по ним — это отрезки прямых, разнесенных по оси ординат, с наклоном, очень слабо зависящим от выбора модели.

Примерно тот же диапазон давлений достигнут в измерениях американских исследователей [112—114], в большинстве которых первым по ходу волны стоял молибден, точность определения волновых скоростей составила 1,4—2,6 % в зависимости от образца, величина поправки на затухание не превышала 2 %. Кроме этой поправки, учтено было некоторое искривление фронта ударной волны в месте расположения экспериментальной сборки с плоскопараллельными контрольными поверхностями. Интерпретация измерений проводилась авторами методом P — u -диаграмм. Анализ полученной информации в D — D -координатах позволяет сделать дополнительные выводы. В частности, обращает внимание соотношение между расчетами и данными [112, 113]. Измеренные значения скоростей лежат по разные стороны от зависимостей, полученных по ТФПК, так что разница между ними вдвое меньше расчетной. Если это проявление оболочечной структуры, то положение осцилляции на ударных адиабатах свинца и урана и по амплитуде, и по расположению не объясняется ни одной из известных моделей и противоречит экспериментам [115]. Отметим, что малый объем информации и относительно небольшое изменение скорости в молибдене при переходе от измерений [113] к данным [114] не позволяет с нужной точностью определить из экспериментов наклон зависимостей в D — D -координатах для пар молибден — алюминий и молибден — железо. Истинные значения скоростей скорее лежат в пределах объявленных допусков и не совпадают с номиналь-

ными экспериментальными значениями, так как углы для этих пар наклонов прямых, соединяющих точки, заметно отличаются от расчетных. Для этого в исследованной области давлений не видно ясных физических причин. В последних исследованиях американских ученых [126] ядерные взрывы и легкогогазовые пушки использовались для измерений ударной сжимаемости ряда металлов в диапазоне давлений 4—24 Мбар. В качестве "эталоны" использовался алюминий, динамические свойства которого описывались теоретическим уравнением состояния.

Новые идеи в постановке измерений, благодаря которым удалось продвинуться в область давлений 100 Мбар, прошли опытную проверку в [109]. Однако худшая, чем ожидалась, погрешность измерений, основной вклад в которую внесла неопределенность в учете затухания волны внутри исследовательской сборки, не позволяет использовать полученные результаты для проверки теоретических моделей. Переход от плоской системы в [109] к сферической в измерениях [110] позволил еще выше поднять величину экспериментально достижимых давлений. Однако такой переход привел к большему затуханию ударной волны в образцах, и неопределенность ее учета снова внесла основной вклад в суммарную погрешность измерений.

Нетрадиционные эксперименты по изучению влияния оболочечной структуры предприняли авторы работы [111]: найденные из опыта времена прохождения ударной волны по образцам из различных материалов сравнивались с расчетными. При прохождении образцов давление на фронте волны падало в три-четыре раза, т.е. при моделировании условий прохождения волны существенно знать не только участок ударной адиабаты, но и изэнтропы разгрузки (см. рис. 3). Поэтому остается неясным, допускает ли однозначную интерпретацию такая постановка измерений. В конкретном примере [111] объявленная погрешность измерений недостаточна для экспериментального обнаружения осцилляции.

После анализа результатов измерений [109,110] были найдены пути достижения требуемой точности. Новые измерения были проведены в 1983 г. [115]. В исследовательских сборках возбуждались ударные волны с хорошо определенной формой фронта, измерения проводились в единой постановке при нескольких значениях давления на фронте волны. Базы измерений были выбраны так, чтобы поведение волновых скоростей внутри исследуемых слоев было по расчетам монотонным. Толщина опорного слоя составляла 2,5 см, толщина установленных на нем образцов была 1 см. Изготовление слоев веществ, входящих в состав сборки, тщательно контролировалось

(например, высота микронеровностей на образцах не превышала 2,5 мкм), а их фактические плотность и толщина измерялись с высокой точностью.

Моменты выхода фронта волны на контрольные поверхности фиксировались по оптическому свечению прилегающих к ним слоев воздуха, которое передавалось к детектору типа ФЭК по световому каналу с полированными металлическими внутренними стенками. Для обеспечения точности измерений в поле зрения одного ФЭК находились три контрольные поверхности, соответствующие выбранному давлению: одна — образца и две — эталона. Для экспериментального нахождения затухания волны ставились два слоя одинакового вещества. Взаимная подсветка контрольных поверхностей исключалась установкой внутри светового канала непрозрачных перегородок. В каждом световом канале устанавливалось по два детектора: и тот, и другой записывали сигнал полностью. Сложность трехступенчатой формы сигнала предопределила применение осциллографической аппаратуры. Для повышения точности измерения временных интервалов использовалась схема регистрации, при которой рабочие сигналы записывались после хорошо известных задержек на короткие развертки. При считывании сигналов с осциллограмм широко использовались возможности современных ЭВМ и соответствующие математические программы обработки. Измерения проведены для следующих пар материалов: железо—алюминий, железо—свинец, свинец—железо, железо—вода, железо—кварцит. Первое вещество в каждой паре стояло первым по ходу движения волны.

Выбор исследуемых веществ осуществлялся на основании следующих соображений. Алюминий представлял интерес благодаря сравнительной простоте достижения давлений, характерных для нижней полуволны осцилляции на ударной адиабате, и большой величине ее амплитуды. Различные теоретические модели указывают на уменьшение амплитуды осцилляции с увеличением атомного номера. С учетом опыта предыдущих исследований в качестве представителя веществ с большим Z был выбран свинец. Оболочечные эффекты зависят от Z немонотонно. Поэтому для химических соединений, в состав которых входят атомы с разными Z , при некоторых ρ , T эффекты могут компенсироваться, а при других ρ , T — усиливаться. Трудоемкость расчетов для сложных веществ гораздо выше, чем для простых. С учетом сказанного в п. 2, вопрос о проверке единственной модели, способной оценивать роль оболочечных эффектов в сложных веществах, стоит еще более остро. Этим и объясняется интерес к исследованию ударной сжимаемости воды и кварцита.

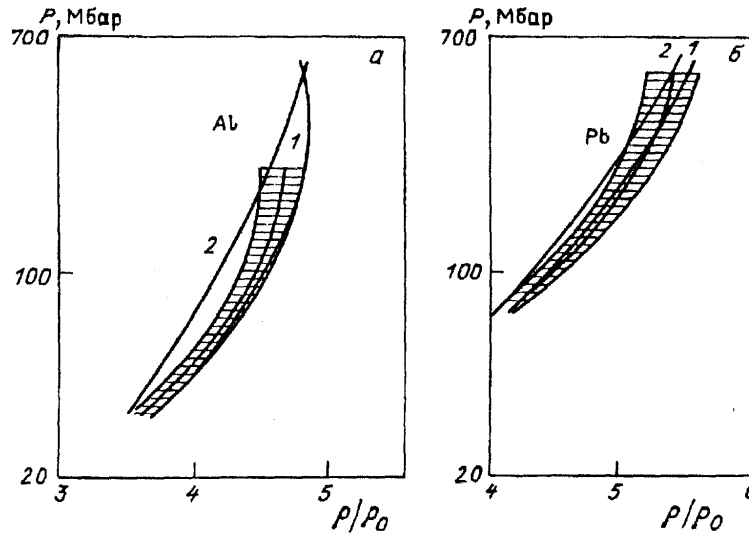


Рис. 17. Результаты статистической обработки экспериментальных данных для алюминия (а) и свинца (б). Номинальное положение ударных адиабат — в середине заштрихованных коридоров погрешностей; 1 — расчетные ударные адиабаты по интерполяции [53, 90], 2 — ТФПК

В опытах непосредственно определялись средние по контрольным базам величины волновых скоростей. Переход к их значениям на контактных границах осуществлялся расчетно. Величины поправок на затухание составляют 2—8 % и зависят от материала (самые большие поправки для свинца). В соответствующей математической газодинамической программе используется неоднородный разностный метод [116] с выделением фронта сильных разрывов и с учетом теплопроводного и адиабатического режимов течения. Правильность поправок контролировалась в экспериментах. Основной вклад в погрешность волновых скоростей связан с неопределенностью выбора точки отсчета регистрируемого момента времени и обусловлен конечной толщиной луча осциллографа.

Анализ расчетных зависимостей, полученных по разным моделям для исследованных пар материалов, показал, что в обследованном диапазоне давлений максимальное различие в скоростях лежит в пределах 1,4—3,4 км/с для пары железо—алюминий и

1,2—2,3 км/с для пары железо—свинец, что превышает погрешность измерений. Статистическая обработка экспериментальных данных позволила заметно уменьшить погрешность определения амплитуды осцилляции по сравнению с погрешностью одной точки. Из рис. 17, на котором приведены результаты обработки, отчетливо видно проявление оболочечной структуры на ударных адиабатах алюминия и свинца. Значения амплитуд хорошо согласуются с величинами, полученными по модели ССП. Изучаемая полуволна, возможно, более сжата по оси давления по сравнению с расчетом.

Наиболее рельефно плазменные эффекты выражены в экспериментах [93] по сжатию мощными ударными волнами пористой меди с $m = \rho_0/\rho_{00} = 3; 4$. В этих экспериментах за фронтом ударной волны генерировалась плазма с удельной энергией $\approx 0,75$ МДж/г, концентрацией электронов $n_e \approx 2 \cdot 10^{23}$ см⁻³ и давлением до $P \approx 20$ Мбар (рис. 18). При максимальных температурах $T \sim (3 - 5) \cdot 10^5$ К снимается вырождение электронов $n_e \lambda_e^3 \approx 0,7$ в пятикратно ионизован-

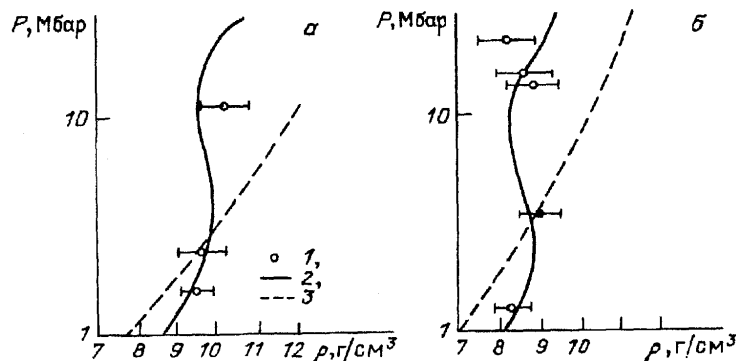


Рис. 18. Сжатие пористой меди сильными ударными волнами. а — $m = 3,6 - m = 4,1$ — эксперимент, 2 — модель ограниченного атома, 3 — расчет по ТФПК

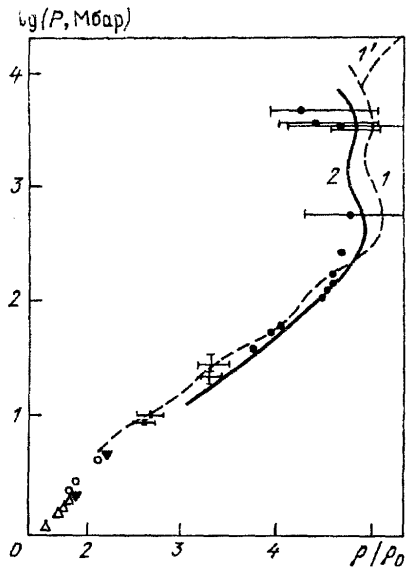


Рис. 19. Ударная адиабата алюминия. Точки — эксперимент; 1 — расчет по плазменной модели ограниченного атома, 1' — вклад излучения, 2 — расчет по ССП. (Расчетные ударные адиабаты по другим моделям; см. рис. 8)

ной плазме, а кулоновское и кратковременное взаимодействие остается сильным, $\Gamma \approx 2$. В этих условиях, как видно из рис. 18, квазихимическая модель плазмы с учетом кулоновского взаимодействия в рамках кольцевого дебаевского приближения в большом каноническом ансамбле статистической механики [8] осуществляет приемлемое описание динамического эксперимента [117], тогда как отличия от модели ТФП достигают 20—30 % по плотности и нескольких раз — по давлению.

На рис. 19 представлено сопоставление теоретических моделей с экспериментом [110] в ультрамегабарной области давлений [118]. При рекордно высоких из достигнутых в [110] давлениях $P = 4$ Гбар, температурах $T \approx 7 \cdot 10^6$ К, плотностях энергии $\approx 6 \cdot 10^4$ кДж/г плазма оказывается полностью ионизованной с $n_e \approx 3 \cdot 10^{24}$ см $^{-3}$ и слабо вырожденной $\lambda_e^3 n_e \approx 0,06$. С уменьшением давления на ударной адиабате параметр неидеальности Γ возрастает от 0,05 до 8 (при $P \sim 10$ Мбар), а короткодействующее отталкивание остается при этом заметным, что оправдывает применение кольцевого дебаевского приближения и модели твердых сфер (см. п. 2, [8,117]). Мы видим (см. рис. 19), что квазихимическая модель плазмы в совокупности с ячеечными моделями осуществляет разумное описание динамического эксперимента вплоть до относительно низких давлений в несколько мегабар. Отметим, что для решения проблем уравнения состояния, по-видимому, нецелесообразно передвигаться вверх по шкале давлений, так как выше достигнутых в [110] максимальных давлений нарастает термодинамическая роль равновесного излучения; см. пункт на рис. 19.

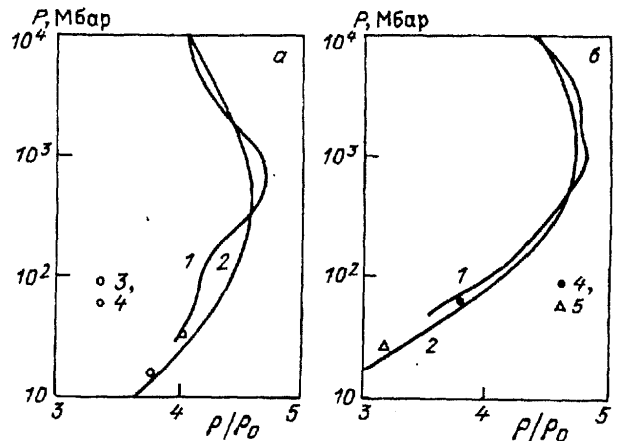


Рис. 20. Проявление оболочечной структуры на ударных адиабатах воды (а) и кварцита (б). 1 — расчет по модели КУРС [48], 2 — ТФПК. Результаты экспериментов: 3 — [108], 4 — [124], 5 — [114]

Пока проведены лишь первые исследования динамической сжимаемости химических соединений, и окончательные выводы делать рано. Расчеты по модели [48] показали, что для воды имеется некоторое проявление оболочечной структуры в области давлений 100 Мбар, а для кварцита оболочечные эффекты в этой же области выражены слабее: осцилляции кислорода и кремния практически гасят друг друга. Представление об амплитуде осцилляции во всей области, интересной для приложений, дает рис. 20. Полученные экспериментальные данные не противоречат расчетным прогнозам. Последующие эксперименты с водой нужно поставить в области максимального проявления осцилляции, возможности для этого имеются.

В постановке наших измерений по сравнению с более ранними работами были некоторые особенности. Обеспечение хорошо определенной формы фронта ударной волны в экспериментальных сборках привело к некоторому увеличению поправок на затухание, большему нагреву веществ и иному способу вывода информации. Сопоставление полученных данных с результатами опубликованных работ показывает, что все экспериментальные результаты, полученные в новой редакции измерений, хорошо согласуются с данными [107, 108, 114] как со стороны низких, так и со стороны более высоких давлений (подробнее см. [124]).

6. Изэнтропическое расширение ударно-сжатых металлов. Техника мощных ударных волн позволяет получить высокие давления и температуры в сжатых

средах, в то время как область понижения плотностей, занятая плотной разогретой жидкостью и частично вырожденной плазмой, оказывается недоступной для этих методов исследования [1, 5, 6]. Для продвижения в эту область со стороны конденсированных состояний применяется метод адиабатического расширения конденсированного вещества, предварительно сжатого и разогретого во фронте мощных ударных волн [1, 3].

С физической точки зрения наибольший интерес представляет создание таких условий, когда в волне разгрузки реализуются около- или закритические состояния. Проведенные в [119] энтропийные оценки показывают, что для этого необходимы достаточно высокие интенсивности ударных волн, значения которых лежат на гранд энергетических возможностей химических взрывчатых веществ. Для достижения критической точки в волне разгрузки необходимы [119] амплитуды ударных волн в сплошных образцах алюминия, меди, вольфрама $\approx 4,4$ Мбар, $\approx 7,5$ Мбар, ≈ 16 Мбар соответственно. Поэтому в экспериментах с адиабатами разгрузки применяются методы геометрической и градиентной кумуляции [76—80, 87], а также способы увеличения необратимой диссипации энергии, основанные на использовании пористых мишеней [69].

Экспериментальная схема фиксации адиабат расширения представляет собой, по существу, вариант метода "преград" [1]. Ударная волна, распространяясь по исследуемому веществу, вызывает его обратимый нагрев и сжатие до состояния A (см. рис. 11). Выход этой волны на границу раздела с более мягкой в динамическом отношении преградой приводит к образованию в мишени центрированной волны адиабатического расширения Римана AB , в то время как в преграде возникает ударная волна, распространяющаяся со скоростью D_B . Фиксируя эту скорость по известной ударной адиабате мишени $P(u)$, можно найти давление и массовую скорость P_a, u_a в преграде B , которые совпадают с P, u адиабатически расширившегося вещества мишени.

Используя преграды различной динамической жесткости и регистрируя возникающие при этом P, u , можно зафиксировать ход выбранной изэнтропы от состояний на ударной адиабате до более низких давлений. Применяя же генераторы ударных волн различной мощности и меняя исходную пористость мишеней, можно варьировать приращение энтропии в ударной волне S и, следовательно, получать различные изэнтропы, перекрывая ими выбранную область фазовой диаграммы вещества. Термодинамические параметры вещества определяются по гидродинамическим измерениям P, u путем вычисления

интегралов Римана, выражающих законы сохранения для данного автомодельного течения:

$$\begin{aligned} V &= V_A + \int_P^{P_A} \left(\frac{du}{dP} \right)^2 dP, \\ E &= E_A - \int_P^{P_A} P \left(\frac{du}{dP} \right)^2 dP. \end{aligned} \quad (6.1)$$

В ряде случаев наряду с механическими измерениями были выполнены оптические фиксации температур через прозрачную гелиевую преграду.

В качестве "мягких" преград в экспериментах [87, 121] использовались вещества с хорошо известными ударными адиабатами — легкие металлы (алюминий, магний), плексиглас, полиэтилен, фторопласт, пенопласт различной пористости и газы высокого давления — гелий, аргон, ксенон. В случае газовых сред их ударные адиабаты вычислялись по плазменным моделям [8, 12], достоверность которых проверялась в независимой серии экспериментов.

Первые эксперименты по фиксации изэнтроп разгрузки [121] были выполнены со взрывными генераторами плоских ударных волн, использующих торцевое метание алюминиевых и стальных ударников до скоростей 5—6,5 км/с. Сплошные и пористые (размер зерен 10—15 мкм) образцы исследуемых материалов находились в контакте с экранами из алюминия, меди и железа, в которых проходило торможение ударников. Выбиралась такая геометрия образцов (диаметр 38 мм, высота 2—3 мм), чтобы исключить искажающее влияние боковых и тыльных волн разгрузки.

Измерения скоростей подлета ударников, ударных волн в экранах, мишенях и "легких" преградах осуществлялись электроконтактными и оптическими базисными методами. Электроконтактные датчики представляли собой медные проводники диаметром $\approx 0,5$ мм, вклеенные в каналы диаметром $\approx 0,8$ мм и заполированные заподлицо с поверхностью каждого слоя. Для уменьшения паразитной индуктивности и улучшения формы сигнала электросхема формирования импульсов размещалась на экспериментальной сборке. Электрические сигналы (с точностью $\lesssim 1$ нс) записывались на скоростные электронные осциллографы с частотой пропускания измерительных трактов не хуже 1 Гц, на которые, кроме того, подавалась общая для всех приборов метка времени. На каждый из осциллографов подавался сигнал от шести электроконтактных датчиков, расположенных таким образом, чтобы учесть асинхронность (перекося) движения ударных волн и их затухание.

Точность электроконтактной регистрации волновых скоростей в конденсированных средах составляла $\approx 1\%$. Измерение скорости ударных волн в газовых преградах (точность 1,5–2 %) выполнялось оптическим базисным методом с помощью скоростного фотохронографа путем регистрации начала свечения плазмы при выходе ударной волны из образца в газ и резкого усиления свечения после ее отражения от установленной на заданном расстоянии прозрачной преграды.

Для увеличения скорости метания и, следовательно, амплитудных ударно-волновых давлений были разработаны слоистые кумулятивные метательные системы [77, 78, 87], принцип действия которых основан на механизме, аналогичном ускорению легкого тела при его упругом столкновении с тяжелым. Для оптимизации многокаскадных метательных систем были проведены энтропийные и газодинамические расчеты, описывающие тепловые и газодинамические процессы с учетом плавления, испарения, упруго-пластических эффектов и разрушения.

В результате этих расчетов и многочисленных экспериментов были созданы двух- и трехкаскадные метательные устройства различной конструкции. В одной из них разогнанный продуктами детонации на базе движения 25 мм до скорости 5 км/с стальной ударник толщиной 1 мм и диаметром 60 мм ударялся о плексигласовую преграду толщиной 1 мм, с внешней стороны которой помещался молибденовый ударник толщиной 0,1–0,2 мм и диаметром ≈ 30 мм. В результате волнового взаимодействия этот ударник на базе 2–3 мм набирал скорость 8,4 км/с, что позволило получать плоские ударные волны в мишени диаметром 10–12 мм. Трехкаскадная метательная система отличалась от двухкаскадной тем, что в первой ступени ускорялся стальной ударник 2,5 мм до скорости 4,7 км/с, нагружая затем слой пластикового ВВ толщиной 5 мм, с внешней стороны которого помещался стальной ударник толщиной 1,0 мм, разгоняемый до 6,7 км/с. Конструкция внешней ступени и узла мишени была такой же, как и в двухкаскадном генераторе.

Диапазон скоростей молибденовых ударников при этом расширился до 7–13 км/с по сравнению с 5–6 км/с при обычном торцевом метании. При этом характерные временные интервалы, подлежащие измерению в этих опытах, составляют $\sim 10^{-8}$ с, что на порядок меньше характерных времен регистрации в типичных взрывных опытах [3, 6, 9].

По этой причине в опытах со слоистыми системами определение ударной сжимаемости и адиабатического расширения сплошных образцов алюминия,

меди, висмута и титана выполнялось оптическим базисным методом с использованием ступенчатых мишеней [77, 78, 87]. Для этой цели в мишени из исследуемого материала толщиной $\sim 0,1$ мм были сделаны углубления со стороны подлетающего ударника и с внешней стороны, на фиксированном расстоянии от которого располагалось прозрачное плексигласовое окно, через которое и проводилось наблюдение. Регистрация проводилась с использованием быстросрабатывающих высокочувствительных электронно-оптических камер "Агат-СФ" в режиме фотохронографа, позволяющих обеспечить точность измерения временных интервалов $\approx 1,5\text{--}2\%$ в диапазоне разверток 2 нс/мм. Такая постановка эксперимента дает возможность в каждом опыте получать непрерывную и независимую информацию о подлете ударника и обо всем поле течения в мишени при контроле квазиодномерности и стационарности поля. Это позволяет в существенной мере дублировать получаемую кинематическую информацию.

В данной постановке эксперимента зафиксированы скорость подлета молибденового ударника W , скорость движения ударной волны в мишени на разных базах, а также скорость адиабатического расширения металла в воздух при атмосферном давлении. По этим параметрам метод "торможения" [1] позволяет найти (с привлечением ударной адиабаты молибдена) давление P и массовую скорость u ударно-сжатой мишени, а также состояния на изэнтропе разгрузки. При этом каждая экспериментальная точка получается усреднением четырех-шести независимых экспериментов.

Эксперименты третьей серии были выполнены с применением взрывных конических генераторов маховских ударных волн, использующие эффект геометрической кумуляции при нерегулярном (маховском) отражении конически сходящихся ударных волн [79, 80, 87]. В этих устройствах по сравнению с плоским случаем достигается дополнительная концентрация энергии при сжатии ударной волны к оси симметрии и вместе с тем обеспечивается повышенная устойчивость течения по сравнению со сферическим сжатием ударных волн. Для выбора оптимальных размеров конструкции и оценки стационарности и однородности течения было проведено двумерное численное моделирование с использованием полуэмпирических уравнений состояния [122]. Один из типичных генераторов ударных волн [80, 87] состоял из сплошного металлического конуса с углом при вершине 45° , 60° , в котором ударная волна возбуждалась либо прямым действием продуктов детонации, либо разогнанными ими до скоростей 3–4 км/с коническими лайнерами из меди или алю-

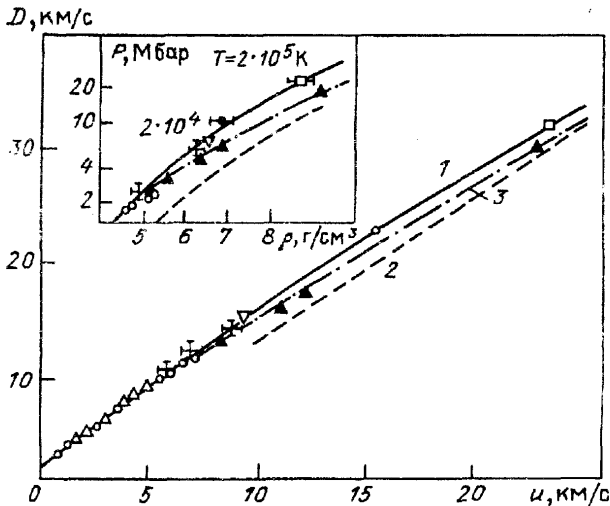


Рис. 21. Ударная адиабата алюминия (на вставке — переменные $P-\rho$). 1 — полуэмпирическое уравнение состояния [12], 2 — по ТФП, 3 — интерполяция сравнительных измерений (эталон — кварцит); точки — эксперимент

миния толщиной ≈ 3 мм. Асинхронность движения ударных волн на образующей конуса была не хуже 50 нс. Маховая ударная волна на расстоянии 40—50 мм от вершины медного конуса имела скорость ≈ 12 км/с и давление 5,7 Мбар.

Как и в слоистых системах, для регистрации кинематических параметров применялись ступенчатые мишени с фиксацией оптических сигналов на скоростные электронно-оптические преобразователи. В ряде экспериментов излучение на фотокатод электронно-оптического преобразователя подавалось с базисных плоскостей мишеней по кварцевым световодам [123].

Такая постановка опытов позволила в каждом эксперименте фиксировать скорость ударной волны в медном конусе (экране), на разных базах в мишени из исследуемого вещества, а также скорость его адиабатического расширения. Кроме того, полученные фотохронограммы дают возможность контролировать кривизну и затухание ударных волн. Применение метода отражения (с медью в качестве "эталона") позволяет затем найти остальные термодинамические параметры. При фиксации энтропии разгрузки расширение ударно-сжатого висмута и меди осуществлялось в алюминий, плексиглас и воздух атмосферного давления. Каждая экспериментальная точка была получена усреднением 4—10 независимых экспериментов при 2—4 регистрациях в каждом из них. Точность отдельного измерения оценивается в 2—3 %, а усредненная погрешность ≈ 1 %.

Некоторые эксперименты были выполнены на генераторах, использующих одновременно эффекты геометрической и градиентной кумуляции. В этих

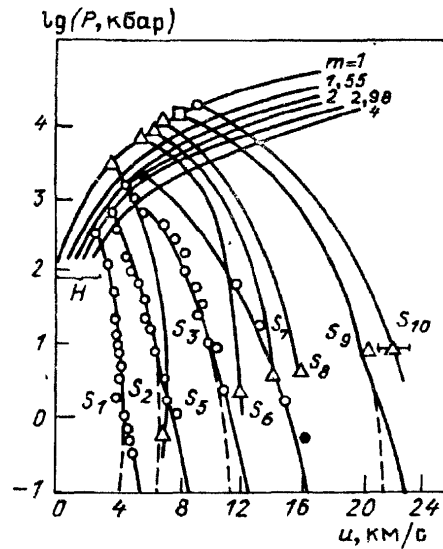


Рис. 22. $P-u$ -диаграмма меди. H — ударные адиабаты различной исходной пористости m , S — адиабаты разгрузки; пунктирные кривые — метастабильные состояния, точки — эксперимент

опытах коническая маховая ударная волна через прокладку из конденсированного ВВ воздействовала на молибденовый (толщина $\approx 0,1$ мм) или вольфрамовый ($\approx 0,25$ мм) ударник, который, ускоряясь на базе 100—500 мкм до скорости 15—16 км/с, сталкивался со ступенчатой мишенью из меди. В этих опытах были достигнуты давления ударного сжатия ≈ 14 Мбар ($T \approx 5$ эВ) и зафиксирован ее изэнтропический разлет в воздух атмосферного давления. Отметим, что эти параметры разлета разумно согласуются с измерениями французских ученых [79].

На рис. 21 представлены полученные на двухкаскадных генераторах ударных волн экспериментальные данные по динамическому сжатию вырожденной плазмы алюминия [77, 87] в области параметров, где на основании экспериментов [43] и квантовомеханических расчетов [125] был предсказан фазовый переход, вызванный перестройкой электронной структуры при сжатии. Наши результаты не содержат указаний на какие-либо фазовые аномалии и со стороны низких давлений, согласуются с измерениями на взрывных и пневматических генераторах ударных волн [126], а со стороны сверхвысоких давлений — с результатами техники сильных взрывов.

На рис. 22 приведена $P-u$ -диаграмма меди, а на рис. 23 — $P-S$ -диаграмма висмута [87]. В последнем случае расчет термодинамических параметров по интегралам Римана (6.1) показывает, что эксперименты проведены в широком диапазоне от состояний на ударной адиабате с $P \approx 6,7$ Мбар, $\rho \approx 2,6\rho_0$ до разреженного металлического пара $s\rho \sim 10^{-2}\rho_0$.

В этой области параметров при адиабатическом расширении металлов в них происходят сложные

разнообразные и малоизученные физические процессы: снимается вырождение и происходит рекомбинация электронов, коренным образом перестраивается энергетический спектр вещества, реализуется переход металл—диэлектрик в электронной неупорядоченной структуре и образуется неидеальная по отношению к различным видам межчастичного взаимодействия плотная плазма.

Особый интерес представляет область сильных расширений металлов, когда они находятся в сверхкритических условиях. На рис. 23 даны рассчитанные по химической модели плазмы [8] значения параметра неидеальности Γ и степени ионизации $\alpha = n_e / (n_e + n_0)$. Аналогичное рассмотрение для меди показывает, что адиабатическое расширение от состояний на ударной адиабате с $P \approx 14$ Мбар, $T \approx 5,2 \cdot 10^4$ К, $V \approx 0,052 \text{ см}^3/\text{г}$ приводит к слабонеидеальной плазме с параметрами $P \approx 7,3$ кбар, $T \approx 9200$ К, $V \approx 1,3 \text{ см}^3/\text{г}$, $\Gamma \approx 1$, $\alpha \approx 0,003$. Это значит, что энтропия слабоионизованного металлического пара в этих состояниях может быть надежно рассчитана по квазиидеальногазовому приближению и в силу условия изэнтропичности течения в волне разгрузки равна энтропии сильносжатого металла [1]. Такое сопоставление с полуэмпирическим уравнением состояния [12] дало близкие результаты. Мы видим, что результаты, полученные с использованием современных генераторов мощных ударных волн, дали возможность впервые объединить участки фазовой диаграммы, соответствующие радикально отличающимся физическим состояниям. Изэнтропы расширения соединяют состояния одинаковой энтропии сверхплотной вырожденной плазмы на ударной адиабате с около- или сверхкритическими состояниями слабоионизованного пара и, кроме того, при вхождении в двухфазную область жидкость—пар имеют согласующиеся с параметрами линии равновесия значения энергии и объема. Тем самым удалось экспериментально реализовать идею Зельдовича [1, 67] — получить термодинамически полное уравнение состояния по результатам механических измерений. Найденная для сильнорасширившегося идеального пара энтропия в силу условия адиабатичности оказывается равной энтропии ударного сжатия, а равновесная температура ударно-сжатого вещества рассчитывается затем по термодинамическому тождеству первого начала термодинамики [127].

Проведенные эксперименты показали отсутствие заметных скачков термодинамических функций или каких-либо гидродинамических аномалий, которые можно было бы интерпретировать как плазменные фазовые переходы (см. [3, 8] и содержащиеся там ссылки). Подчеркнем, что эти фазовые переходы на-

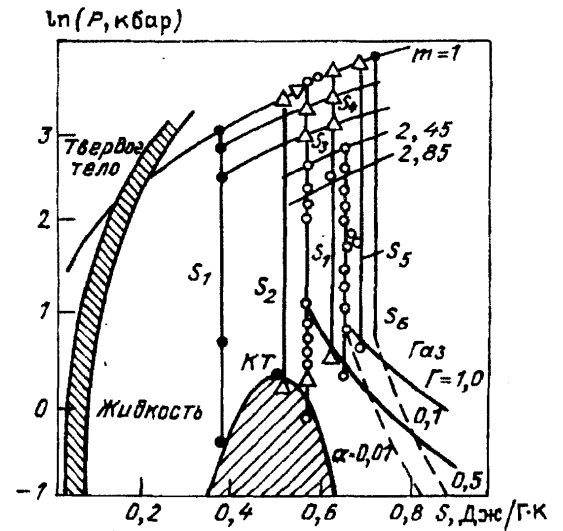


Рис. 23. Энтропийная диаграмма висмута. m — исходная пористость на ударных адиабатах. S — изэнтропы разгрузки, α и Γ — степени ионизации и неидеальности, $КТ$ — критическая точка; области смеси фаз заштрихованы

иболее вероятны именно в исследованной области фазовой диаграммы, так как увеличение температуры и уменьшение плотности бальмановской плазмы, а также увеличение давления вырожденной плазмы (см. раздел 1) приводит к относительному уменьшению межчастичного взаимодействия.

Глубокие стадии расширения ударно-сжатых металлов сопровождаются вхождением изэнтроп в двухфазную область жидкость—пар со стороны жидкой (испарение) или паровой (конденсация) фазы, что приводит к изменению наклона изэнтроп (см. пунктир на рис. 22) и дополнительному приращению скорости волны разгрузки. Это позволяет найти положение фазовой кривой кипения в области высоких температур и давлений.

В последнее время эти кинематические измерения были дополнены [128] значительно более чувствительными оптическими фиксациями яркостной температуры расширившегося свинца. Для этой цели расширение ударно-сжатого свинца осуществлялось в гелий высокого давления, который из-за его низкого молекулярного веса и высокого потенциала ионизации, в ударных волнах разогревался слабо и не экранировал выходящее из свинца тепловое излучение. Это оптическое излучение фиксировалось скоростными фотоприемниками (инерционность не хуже $\approx 0,1$ нс), снабженными световолоконными каналами связи. На рис. 24 приведены температуры измерения над двух изэнтропами, входящими в двухфазную область. Мы видим, что такое вхождение сопровождается резким изломом температурной зависимости $T(P)$. Специальными экспериментами было установлено, что в двухфазной области расширение металла по разным изэнтропам до одного конечного

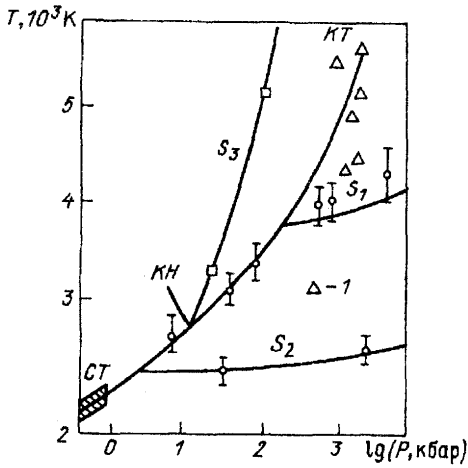


Рис. 24. Температурные измерения в волнах изэнтропической разгрузки S . KH — кривая насыщения, CT — статические измерения; KT — критическая точка; I — оценки параметров критической точки различных авторов, остальные точки — измерения температуры

давления дают практически идентичные температуры, что свидетельствует о равновесности процесса. Эффекты неравновесного испарения становятся заметны на более глубоких стадиях расширения — см. волнистую линию на рис. 24.

Проведенные эксперименты позволили провести фиксацию кривой насыщения свинца при давлениях, более чем на порядок превосходящих максимальную границу статических измерений, и сделали значительно более определенным положение высокотемпературной части этой кривой, что особенно важно для оценки общего вида фазовой диаграммы и построения широкодиапазонных полуэмпирических уравнений состояния [12].

Регистрация оптических явлений, сопровождающих выход мощных ударных волн на свободную поверхность, дает интересную информацию об оптических свойствах, тесно связанных со структурой, составом и энергетическим спектром расширяющейся плазмы [1]. Первые эксперименты по фиксации излучения неидеальной плазмы висмута, возникающей при выходе мощной ударной волны с давлением в несколько миллионов атмосфер на свободную поверхность представлены в [129]. Для возбуждения мощных ударных волн использовались взрывные кумулятивные метательные устройства, в которых разгон тонких (0,2; 0,1 мм) молибденовых лайнеров до скоростей 7,0; 8,3 км/с осуществлялся с использованием эффекта градиентной кумуляции [87]. Удар этих лайнеров о мишени толщиной 0,16; 0,19 мм вызывает в висмуте генерацию ударных волн с амплитудными давлениями 2,8; 3,6 Мбар, выход которых на свободную поверхность образца приводит к адиабатическому расширению плотной плазмы, оп-

$\lambda =$

стными электронно-оптическими преобразователями.

Реализованные в опытах состояния неидеальной плазмы изображены в переменных температура (T) — объем (V) на рис. 25. Здесь наряду с границей двухфазной области по [139] (кривая 1) представлены изэнтропы S_1 ($P_H = 2,8$ Мбар) и S_2 ($P_H = 3,6$ Мбар) с выделенными участками состояний, фиксируемых в экспериментах. Кривые постоянной степени ионизации $\alpha = n_e / (n_i + n_a)$, степени кулоновской неидеальности $\Gamma = (8\pi n_e)^{1/2} e^3 / (kT)^{3/2}$ и интенсивности ион-атомного взаимодействия $\gamma_{ia} = (2\pi a e^2 N) \times (r_a kT)^{-1} \approx 1$ ($\alpha \approx 50 a_0^3$ — поляризуемость нейтралов, атомный радиус $r_a \approx 3a_0 = 3h^2 / m_e (2\pi e)^2$) рассчитаны по модели плазмы, учитывающей эффекты вырождения, взаимодействия зарядов между собой и с нейтралами, а также собственных размеров атомов и ионов [140]. Мы видим, что зафиксированные состояния в волнах адиабатической разгрузки соответствуют плотной низкотемпературной плазме с сильным кулоновским взаимодействием: $\Gamma \approx 1,3—30$, со сменой вида статистики вблизи кривой: $e_F / kT = (3n_e / \pi)^{1/3} h^2 / 8m_e kT = 1$, и заметным поляризационным взаимодействием зарядов с нейтралами: $\gamma_{ia} = 0,5—3$. Ввиду близости реализованных в волне разгрузки состояний к кривой кипения, в этих условиях существенным является и взаимодействие нейтралов, описываемое параметрами Ван-дер-Ваальса a и b : $\gamma_{aa} = Na / kT \approx 0,2—1$, $\gamma_{ab} = 3Nb \approx 0,03—0,3$. Интенсивность выходящего из расширяющейся плазмы оптического излучения описывается совместным решением гидродинамических уравнений и

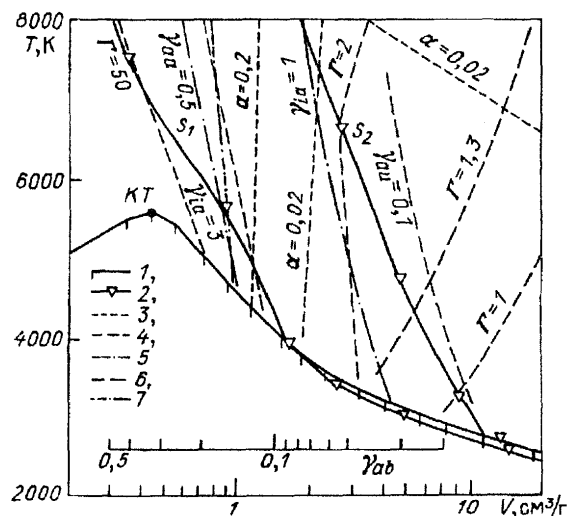


Рис. 25. $T-V$ -диаграмма висмута, 1 — граница двухфазной области; 2 — S_1, S_2 ; 3 — $\alpha = \text{const}$; 4 — $\Gamma = \text{const}$; 5 — $\gamma_{ia} = \text{const}$; 6 — $\gamma_{aa} = \text{const}$; 7 — $E_v / kT = 1$

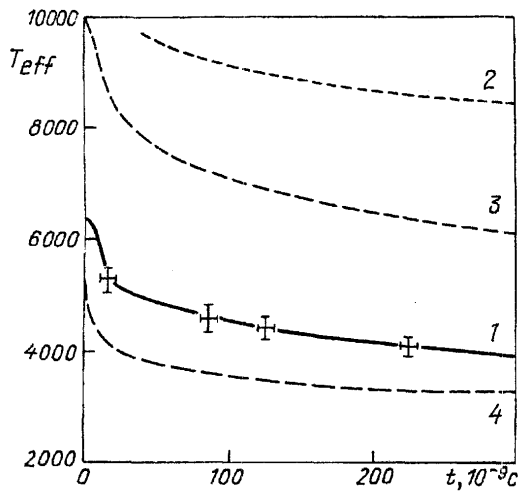


Рис. 26. Зависимость $T_{\text{eff}}(t)$ поверхности волны разгрузки. 1 — экспериментальные данные (крестиками отмечена погрешность измерения), 2 — расчет по формуле Крамерса—Унзольда, 3 — расчет по [140] при учете лишь тормозного канала поглощения, 4 — расчет по [140] с учетом тормозного излучения и фотоионизации

уравнения переноса излучения. Эти расчеты представлены на рис. 26 и подтвердили оценки [1], согласно которым эффективно излучает слой плазмы, находящийся на расстоянии по пробегу оптического излучения от границы с вакуумом, равном единице:

$$\int_0^x k_{\nu} dx = 1.$$

Это условие позволяет по построенному ранее на основе эксперимента полуэмпирическому уравнению состояния [139] и измеренной в опытах зависимости $T_{\text{eff}}(t)$ судить о коэффициенте поглощения плазмы k_{ν} . При этом ввиду чрезвычайно резкого (экспоненциального по T) характера зависимости k_{ν} от параметров состояния, фиксируемые в опыте T_{eff} фактически определяются локальными значениями k_{ν} , относящимися к этому эффективному излучающему слою.

Сильное межчастичное взаимодействие, иллюстрируемое рис. 1, затрудняет последовательный теоретический анализ состава и оптических свойств такой плазмы и заставляют пользоваться упрощенными моделями. Кривая 2 (рис. 26) соответствует расчету k_{ν} по формуле Крамерса — Унзольда [8, 133] с учетом фотоионизации верхних возбужденных состояний и тормозного поглощения в полях ионов и нейтралов для фиксированной степени ионизации плазмы $\alpha = 1$. Кривыми 3, 4 отмечены результаты вычисления коэффициента поглощения по водородоподобной модели атома висмута [140]. Оказалось, что в области низких плотностей и малых неидеальностей S_2 детальный учет процессов ионизации позволяет получить разумное соответствие экспери-

менту даже при весьма приближенном описании в k_{ν} тормозных радиационных процессов и процессов фотоионизации. Для адиабаты S_1 (см. рис. 26) плотность плазмы приблизительно на порядок больше, чем для S_2 , что ухудшает согласие опыта с простейшими моделями, свидетельствуя, в частности, о меньшем вкладе процессов фотоионизации в сжатой плазме. Возможно, как и в [141], здесь реализуется эффект "просветления" плазмы, вызванный переходом в непрерывный спектр части высоколежащих энергетических уровней с ростом плотности плазмы.

7. Экспериментальное изучение оптической непрозрачности веществ. Влияние оболочечных эффектов. При высоких плотностях энергии в веществе, характерных, например, для ряда процессов, протекающих внутри звезд, существенным является перенос энергии электромагнитным излучением [1]. Для правильного описания таких процессов необходимо знание оптических свойств сжатых и сильнонагретых веществ. При этом обширный класс составляют явления, для которых выполняются условия локального термодинамического равновесия излучения с веществом. В ряде практически важных случаев для описания переноса энергии излучением достаточно знать средний по Росселанду коэффициент непрозрачности κ , являющийся функцией ρ и T [1]. В общем случае зависимость $\kappa(\rho; T)$ нелинейна, а перенос энергии электромагнитным излучением носит характер нелинейной теплопроводности. В методиках расчета коэффициентов непрозрачности учитываются комптоновское рассеяние и тормозное поглощение фотонов на свободных электронах, фотопоглощение в линиях для связанных электронов [133]. Основные трудности связаны с расчетами поглощения в спектральных линиях. Они обусловлены необходимостью учитывать множество электронных конфигураций и все возможные переходы между ними, а также различные механизмы уширения и расщепления спектральных линий: штарк-эффект, доплеровский и др.

Расчету κ в веществе с заданными ρ , T предшествует определение волновых функций ионов, чисел заполнения электронных состояний, самосогласованного потенциала, уровней энергии, сил осцилляторов и др. [134]. Трудности теоретического описания вещества, достаточно полно учитывающего реальные свойства многоатомных систем в рассматриваемой области плотностей и температур, обсуждались в п. 2. Используемые авторами различные модели упрощения оказывают труднооценимое влияние на рассчитываемые теплофизические характеристики, в частности и на коэффициенты непрозрач-

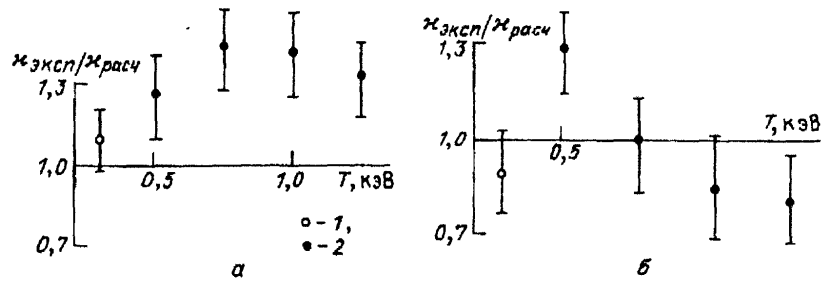


Рис. 27. Отношение коэффициентов непрозрачности; при расчетах $\kappa_{\text{расч}}$ использовалась модель ТФ [136]. а — Алюминий, б — Железо. 1 — эксперимент [135], 2 — эксперимент [136]

ности. Так, в [135] отмечается значительное отличие в значениях κ , полученных по разным методикам из первых принципов (все необходимые величины вычисляются по какой-нибудь одной теоретической модели; так, в методике [136] — это модель ТФ, в [137] — МХФС) (рис. 27).

Трудной задачей при расчетах κ является перебор различных состояний ионов. Последовательно это делается для веществ с небольшим Z . Для элементов с большим Z применяется статистический подход [138], для которого исходной является модель среднего атома, а различные состояния ионов рассматриваются как флуктуации чисел заполнения относительно средних. В работе [141] показано, что учет флуктуаций меняет спектр поглощения и приводит в рассматриваемой области ρ и T к изменению κ до 20%. Как и в термодинамике, здесь встает вопрос об экспериментальной проверке методик. Теоретический подход, основанный, по существу, на статистических предположениях, предложен в [143]. Дело в том, что торможение ионов и поглощение—излучение фотонов в веществе определяются, по существу, одними и теми же элементарными процессами—переходами между электронными уровнями энергии. Если уровни энергии расположены густо, как это имеет место в плотной горячей плазме, то спектр возбуждений можно описывать в квазиклассическом приближении. Это позволяет рассчитывать на возможность адекватного описания пробега ионов и фотонов в веществе в рамках единого подхода, состоящего в следующем. Вещество разбивается на области так, что внутри каждой области электронную плотность можно считать постоянной величиной, которая меняется от области к области. Физическая величина, характеризующая вещество в целом, получается интегрированием значений величин, вычисленных для локальных значений электронных характеристик. Такой подход знаком по ячейочной статистической модели Томаса—Ферми и использовался, в частности, для вычисления термодинамических характеристик вещества [4]. Обобщение такого упрощенного подхода для расчета пробега ионов и

фотонов в плотной горячей плазме позволило рассчитывать пробеги быстрых частиц и фотонов в плотной плазме [143].

Как мы видели, исследование свойств веществ при высоких плотностях энергии представляет собой сложную задачу как в части обеспечения хорошо контролируемых условий процесса, так и в части регистрации физических параметров. Одна из возможностей получения экспериментальных данных о коэффициентах непрозрачности связана с измерением потока излучения через образец исследуемого вещества [1], толщина которого выбирается из условия применимости приближения лучистой теплопроводности. Другая возможность изучения непрозрачности веществ основана на сравнении расчетных и экспериментальных времен прохождения тепловых волн по образцам. Если на внутренней границе экспериментальной сборки создается достаточно высокая температура, то первоначально перенос энергии в образце происходит в режиме тепловой волны (см., например, [1]). При некотором удалении фронта тепловой волны его обгоняет ударный разрыв. На этой стадии течение вещества приближенно можно рассматривать как автомодельное [1]. Время прохождения волны по образцу зависит от его толщины и плотности, коэффициента непрозрачности, уравнения состояния и температуры на границе образца. Для определения отношения коэффициентов непрозрачности в разных веществах достаточно использовать в измерениях одинаковый источник температуры [135] (исчезает зависимость от неопределенности в T). Наиболее точными в такой редакции измерений будут относительные измерения κ в чистом веществе и в том же веществе с небольшим количеством примесей, не изменяющим уравнения состояния образца.

Абсолютные измерения коэффициентов непрозрачности в такой версии эксперимента нуждаются в измерениях температуры на поверхности образца. Необходимую точность в определении температуры обеспечивают измерения спектра нейтронов термоядерных реакций в твердой смеси дейтеридов или

дейтерид-тригидов металлов. Измерительные узлы, содержащие такие смеси, могут быть плоскими или использовать центрально-симметричные слоистые системы [76] с более высоким по сравнению с предыдущим случаем уровнем кумуляции энергии.

Менее точными являются измерения α в системах, между элементами которых распределение температуры основано на расчетах. В таких экспериментах используются каналы определенной конфигурации, стенки которых выполнены из разных материалов. Температурные условия на входе в каналы обеспечиваются по возможности одинаковыми. Известны условия, когда время движения волны по образцам, установленным на стенке канала, в основном определяется температурой на его поверхности и очень слабо зависит от коэффициента непрозрачности вещества стенки. Такой канал можно использовать для калибровки методик, по которым рассчитывается температура. Другие каналы тогда могут быть использованы для экспериментального изучения коэффициентов непрозрачности. В такой редакции и были проведены наши исследования. При получении расчетных зависимостей выхода волны на контрольные поверхности применялись уравнения состояния, прошедшие проверку в опытах [124]. Отметим здесь эксперименты по лазерному разогреву микросфер [83], где в близкой к нашим опытам постановке также фиксировалось движение тепловых волн в металлических мишенях. Результаты наших исследований для алюминия и железа в виде отношения $\alpha_{\text{экс}}/\alpha_{\text{расч}}$ ($\alpha_{\text{расч}}$ вычислена по методике [133, 137]) в зависимости от температуры приведены в табл. IV [144]. Погрешность измерений оценивается в +15 %. В первой колонке табл. IV приведены результаты нашей обработки измерений [136]. В скобках указаны расчетные значения кратности ионизации, относящиеся к плотности 1 г/см^3 .

Таблица IV

Вещество	T, кэВ				
	0,25	0,5	0,75	1,0	1,25
Алюминий	1,08	1,26 (12,7)	1,44	1,41 (13,0)	1,32
Железо	0,89	1,31 (23,8)	1,0	0,85 (24,1)	0,81

Расчеты по методикам [136, 137] показывают, что замена метода расчета самосогласованного потенциала (ТФ на МХФС) приводит к отличию коэффициентов непрозрачности в исследованной области на 10–15 %, причем отличия носят осциллирующий характер по ρ и T . Экспериментальные результаты подтверждают это положение.

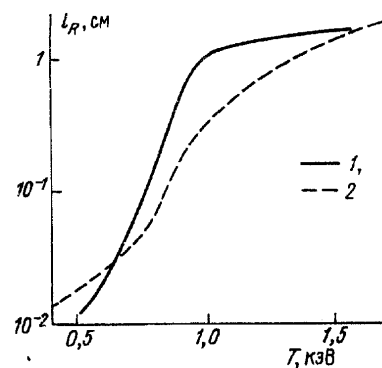


Рис. 28. Зависимость росселандова пробега для Al при $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ от температуры. 1 — расчет в приближении локальной электронной плотности [143], 2 — экспериментальные данные

В алюминии при $T = 1 \text{ кэВ}$ основной вклад в коэффициент непрозрачности дает комптон-эффект, тормозное поглощение и фотопоглощение на водородоподобных и гелиеподобных ионах, которые присутствуют в незначительном количестве. Влияние линий в этих условиях мало. Это обстоятельство обуславливает разумное совпадение результатов эксперимента с теоретическими значениями, рассчитанными в среднестатистическом приближении. Соответствующее сравнение с результатами, полученными в работе [143], показано на рис. 28. При меньших температурах согласие ухудшается. При исследовании коэффициентов непрозрачности в веществах с большим Z (например, в золоте) даже в области температур 1 кэВ различие между теорией и экспериментом достигает 2–3 раз. Вещества содержат при такой температуре большое количество конфигураций ионов, количество линий резко возрастает, возможно возникновение полос, необходимым является и учет релятивистских эффектов. Для вещества типа золота заметное упрощение ситуации, как показывают расчеты по методике [136], наступает при температуре $\sim 10 \text{ кэВ}$.

Учет новых эффектов по сравнению с рассмотренными в методике [137] и проверка принятых ранее приближений позволила повысить точность расчетов коэффициентов непрозрачности. В области плотностей и температур, существенной для ряда прикладных задач, наблюдается согласие с данными библиотеки SESAME [145].

Влияние оболочечной электронной структуры атома на физические свойства сильносжатых и разогретых веществ активно исследовалось в течение последних 10 лет. Объектами исследований были теплотехнические характеристики вещества, параметры, характеризующие работу мишеней для управляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием, калибровочные зависимости для измерения энергии ядерных взрывов, общие критерии устойчивости газодинамических течений.

Гидродинамический анализ показывает слабое влияние электронной оболочечной структуры на характеристики, относящиеся к мишеням управляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием. Так, для характерной мишени расчетное изменение времени фокусировки не превышает 0,5 %, а энерговыделения — 5 %.

Оболочечные эффекты и вызванные ими осцилляции теплофизических функций сжатого и разогретого вещества могут привести к качественным особенностям волновых гидродинамических течений — к потере устойчивости ударных волн. Вопрос об устойчивости плоских стационарных ударных волн в среде с произвольным уравнением состояния впервые рассмотрен в [146], а затем в [147—151]. Показано, что в зависимости от величины наклона ударной адиабаты плоская стационарная волна теряет устойчивость, распадаясь на серию ударных волн, разделенных непрерывными волнами сжатия, либо реализуется более сложное течение. В этих условиях возможно образование ударных волн разгрузки [1].

Выполненный с использованием сплайнового уравнения состояния [155] анализ не выявил аномальных участков на ударных адиабатах [146] алюминия, железа, молибдена, свинца, урана, воды и кварцита в области осцилляции этих адиабат, вызванных проявлением оболочечных эффектов. Отметим, что использование полуэмпирического уравнения состояния [152] вольфрама в области ультрамегабарных давлений, где происходит снятие вырождения и неидеальности, обозначило область нейтральной неустойчивости [146] спонтанного излучения звука ударной волной [153]. Такая же область была обнаружена в неидеальной цезиевой плазме [154] и в парогазовой области у меди, где обсуждаемые гидродинамические аномалии вызваны эффектами термической ионизации и конденсации.

Заключение. В настоящем обзоре мы попытались критически систематизировать большой экспериментальный материал, полученный в последние годы в области физики экстремальных состояний. Имевшаяся до последнего времени возможность экспериментирования с мощными подземными взрывами позволила создать в исследуемом веществе рекордно высокие концентрации тепловой энергии (10^9 Дж/см²), сравнимые с удельной энергоемкостью ядерных ВВ. Верхний предел изученного сейчас диапазона давления "горячей" плазмы ~ 4 млрд. атмосфер сравним с давлением внутренних слоев Солнца и других звезд. Выше этой границы вклад равновесного излучения становится преобладающим, так что термодинамика таких экзотических состояний опре-

деляется излучением и слабо зависит от структуры самого вещества.

Адиабатическое расширение металлов после прохождения по ним мощных ударных волн приводит вещество в состояние "низкотемпературной" неидеальной плазмы со сложным и широким спектром межчастичных взаимодействий. Именно таким образом удалось получить околоскритические состояния нормальных металлов и получить сведения о высокотемпературной части их кривых кипения; об особенностях кипения и конденсации, а также об излучательных характеристиках неидеальной плазмы.

Нам кажется, что эти дорогие и трудоемкие эксперименты существенно помогают нашему пониманию поведения вещества при экстремальных концентрациях энергии в той области состояний, на которую всегда было сфокусировано внимание такого проницательного человека, как наш учитель Я.Б. Зельдович.

Нам представляется, что дальнейший прогресс в этой области физики будет связан с привлечением новых современных экспериментальных средств концентрации энергии — мощных лазеров, пучков заряженных частиц и электродинамических методов ускорений. Цель этой статьи — привлечь внимание специалистов к данной увлекательной проблеме.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
2. Зельдович Я.Б. Химическая физика и гидродинамика. Избранные труды. М.: Наука, 1984.
3. Фортвов В.Е. // УФН. 1982. Т. 138. С. 361.
4. Киржниц Д.А., Лозовик Ю.Е., Шпатаковская Г.В. // УФН. 1975. Т. 117. С. 3.
5. Киржниц Д.А. // УФН. 1976. Т. 119. С. 357.
6. Альтшумр Л.В. // УФН. 1965. Т. 85. С. 197.
7. Ross M. // Rep. Prog. Phys. 1985. V. 48. P. 1.
8. Fortov V., Yakubov I. // Physics of Nonideal Plasma. New York: Hemisphere Publishing, 1990.
9. Davison L., Graliman R.A. // Phys. Rept. 1979. V. 55. P. 255.
10. Канель Г.И., Фортвов В.Е. // Успехи механики. 1987. № 3. С. 3.
11. Аврорин Е.Н., Водолага Б.К., Симоненко В.А., Фортвов В.Е. Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества. М.: ИВТАН, 1990.
12. Бушман А.В., Фортвов В.Е. // УФН. 1983. Т. 140. С. 177.
13. More R.M. // Preprint VCRL-94360. 1986.
14. Дюдерштадт Дж., Мозес Г. Инерционный термоядерный синтез: Пер. с англ./ Под ред. В.М. Колобашкина, Г.В. Склизкова. М.: Атомиздат, 1984.
15. Аккерман А.Ф., Бушман А.В. и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 852.
16. Бушман А.В., Воробьев О.Ю. и др. // Численное моделирование воздействия мощных ионных пучков на металлические мишени. Черноголовка: ОИХФ. 1987.
17. Guderley G. Starke kugelige und zylindrische Verdichtungsstöße in der Nähe der Kugelmittelpunktes bzw. Zylinderrachse // Luftfahrtforschung. 1942. Bd. 19. S. 302.
18. Забабахин Е.И., Симоненко В.А. // ПММ. 1965. Т. 29. С. 334.
19. Забабахин Е.И., Симоненко В.А. // ПММ. 1978. Т. 42. С. 573.

20. *Hansen J.D., Mc Donald J.R.* Theory of Simple Liquids. New York: Academic, 1976.
21. *Ree F* // J. Phys. Chem. 1983. V. 87. P. 2846.
22. *Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е.* Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: Гостехиздат, 1962.
23. *Vaus M., Hausen J.P.* // Phys. Rep. 1980. V. 59. P. 1.
24. *Hansen J.P.* Strongly Coupled Plasma Physics / Ed. *F.J. Rogers, H.E. Dewitt.* New York; London: Plenum Press, 1986.
25. *Грязнов В.К., Иосилевский И.Л.* Численные методы механики сплошных сред. 1973. Т. 4. С. 166.
26. *Бушман А.В., Ломакин Б.Н. и др.* // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. С. 1624.
27. *Грязнов В.К., Жерноклетов М.В. и др.* // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. С. 573.
28. *Цидильковский И.М.* // УФН. 1985. Т. 152. С. 583.
29. *Ceperely D., Alder B.* // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 566.
30. *Wigner E.P.* II Phys. Rev. 1934. V. 46. P. 1002.
31. *Грязнов В.К. и др.* Теплофизические свойства рабочих сред ядерной энергетической установки с газофазным реактором. М.: Атомиздат, 1980.
32. *Nellis W.J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 48. P. 816; J. Chem. Phys. 1980. V. 73. P. 6137.
33. *Ашкрофт Н., Мермин Н.* Физика твердого тела // Пер. с англ., под ред. М.И. Катанова. М.: Мир, 1979.
34. *Feynman R.P., Metropolis N., Teller E.* // Phys. Rev. 1949. V. 99. P. 1854.
35. *Latter R.* // Phys. Rev. 1955. V. 99. P. 1854.
36. *Киржениц Д.А.* // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 2082.
37. *Киржениц Д.А.* // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. С. 1545.
38. *Бушман А.В., Фортвов В.Е., Шарипджанов И.И.* // ТВТ. 1977. Т. 15. С. 1095.
39. *Kirhnist D.A., Shpatakovskaya G. V* // Sov. Phys. — JETP. 1972. V. 35. P. 1088.
40. *Шпатаковская Г.В.* // Численные методы механики сплошных сред. 1977. Т. 8. С. 142.
41. *Кузьменков Е.А., Шпатаковская Г.В.* // ТВТ. 1989. Т. 27. С. 677.
42. *Ворошинов А.И., Гандельман Г.М., Подвальный В. Г.* // УФН. 1970. Т. 100. С. 193.
43. *Алтишулер Л.В., Баканова А.А.* // УФН. 1968. Т. 96. С. 193.
44. *Ерошин О.В.* // Изв. вузов. Сер. Физика. 1968. № 4. С. 57.
45. *Zinc J.W.* II Phys. Rev. 1968. V. 176. P. 279.
46. *McMahan A.K., Yin M.T., Cohen M.L* // Phys. Rev. 1986. V. 24. P. 7210.
47. *Rozsnyai V.F.* // Phys. Rev. A. 1972. V. 5. P. 1137.
48. *Андриаш А.В., Симоненко В.А.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теорет. и прикл. физика. 1984. Вып. 2 (2). С. 52.
49. *McMahan A.K., Ross M.* // Phys. Rev. 1977. V. 15. P. 718.
50. *Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач матем. физики. 1979. Вып. 4 (6). С. 16.
51. *Rosen A., Lidgren J.* // Phys. Rev. 1968. V. 176. P. 114.
52. *Новиков В.Г.* Препринт N 69. М.: ИПМ, 1984.
53. *Синько Г.В.* // Численные методы механики сплошных сред. 1979. Т. 10. С. 124.
54. *Копышев В.П.* // Численные методы механики сплошных сред. 1977. Т. 8. С. 54.
55. *Новиков В.Г.* Препринт ИПМ № 33. Москва, 1986.
56. *Алтишулер Л.В., Калиткин Н.Н. и др.* // ЖЭТФ. 1979. Т. 77. С. 1212.
57. *Young D.A., Wolford J.K. et al.* II Phys. Lett. 1985. V. 108A. P. 157.
58. *Rogers F.J.* // Phys. Rev. A. 1981. V. 24. P. 1531.
59. *Liberman D.A.* // J. Quantit. Spectr. and Rad. Transfer. 1982. V. 27. P. 335.
60. *Bridgmen P.* The Physics of High Pressure. London: G. Bell and Sons, 1958.
61. *Xu J.A., Mao H.K., Bell P.M.* // Science. 1986. V. 232. P. 1404.
62. *Rice M.H., McQueen R.G., Walsh J.M.* // Sol. State Phys. 1958. V. 6. P. 1.
63. *Nellis W.J., Mitchell A.C. et al.* // J. Chem. Phys. 1983. V. 79. P. 1480.
64. *Nellis W.J.* High Pressure Measurement Techniques / Ed. G. N. Press. London: Applied Science Publishers, 1985. P. 68.
65. *Hawke P.S. et al.* II Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 994.
66. *Pavlovskii A.I. et al.* // Megagauss Technology and Pulsed Power Applications / Ed. C.M. Fowler, R.S. Caird, D.J. Erickson. New York; London: Plenum Press, 1987.
67. *Зельдович Я.Б.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 1577.
68. *Кормер С.Б. и др.* // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. С. 686.
69. *Крупников К.К., Бражник М.И., Крупникова В.П.* // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. С. 675.
70. *Vau Thiel M., Shaner J.M., Salinas E.* // Lawrence Livermore Lab. Report. 1977. VCRL 50-108. V. 1—3.
71. *Marsh S.P.* LASL Shock Data. Berkeley: Univ. of California Press, 1980.
72. *Алтишулер Л.В., Кормер С.Б. и др.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. С. 1061.
73. *Altshuler L.V.* // Shock Compression of Condensed Matter — 91 / Eds. S. Schmidt, R. Dick, J. Forbes, D. Tasker. N. H., 1992. P. 3.
74. *McQueen R.G., Hapson J.M., Fritz J.N.* // Rev. Sci. Instr. 1982. V. 53. P. 245.
75. *Shaner J.W., Brawn J.M., McQueen R.G.* High Pressure Science and Technology / Ed. C. Homan, R. MacCrone, F. Whalley. Amsterdam: Elsevier, 1984. V. 3. P. 137.
76. *Забабихин Е.И.* Механика в СССР за 50 лет. М.: Наука, 1970. Т. 2. С. 313.
77. *Бушман А.В., Красюк И.К. и др.* // Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 341.
78. *Бушман А.В., Глушак Б.Л. и др.* // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 375.
79. *Deaumont P., Leygonie A.* // Proc. of V Simpos. on Detonat. Pasadena, 1970. P. 430.
80. *Базанов О.В., Беспалов В.Е. и др.* II ТВТ. 1985. Т. 3. С. 976.
81. *Mitchell A.S., Nellis W.J.* II Rev. Sci. Instr. 1981. V. 52. P. 347.
82. *Scidmore J.C., Morris E.* Thermodynamics of Nuclear Materials. Vienna: IAEA, 1962. P. 173.
83. *Анисимов С.И., Прохоров А.М., Фортвов В.Е.* // УФН. 1984. Т. 142. С. 395.
84. *Хоукс Р.С. и др.* // Аэрокосмическая техника. 1983. Т. 1. С. ПО.
85. *Кондратенко М.М. и др.* // ТВТ. 1988. Т. 25. С. 159.
86. *Алтишулер Л.В., Баканова А.А. и др.* // ПМТФ. 1981. № 9. С. 3.
87. *Глушак Б.Л., Жарков А.П. и др.* II ЖЭТФ. 1989. Т. 96. В4(10). С. 1301.
88. *Gust W.H., Roysse E.B.* // Phys. Rev. B. 1973. V. 8. P. 3595.
89. *Gathers G.R.* // Appl. Phys. 1986. V. 9. F. 3291.
90. *Сапожников А.Т., Першина А.В.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математ. физики. 1979. Вып. 4(6). С. 47.
91. *Куропатенко В.Ф., Минаева И.С.* // Численные методы механики сплошных сред. 1982. Т. 13. С. 69.
92. *Рождественский Б.Л., Яненко Н.Н.* // Системы квазилинейных уравнений и их приложение к газовой динамике М.: Наука. 1978.
93. *Зубарев В.Н. и др.* // Детонация. Черногловка: ОИХФ. 1978.
94. *Иванов А.Г., Новиков С.Н.* // Приборы и техника эксперимента. 1963. Т. 7. С. 135.
95. *Бушман А.В., Капель Г.И., Ни А.Л., Фортвов В.Е.* // Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий. Черногловка: ОИХФ. 1988.
96. *Barker C.M., Hollenlach R.E.* // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. P. 466.
97. *Белоголов М.И., Вовченко В.И. и др.* // Ж. техн. физики. 1988. Т. 1. С. 27.
98. *Johnson Q., Mitchell A.C.* // High Pressure Science Technology / Ed. B. Vodar, Ph. Marteau. Oxford: Pergamon, 1973.
99. *Егоров Л.А., Ниточкина Э.В. и др.* // Письма ЖЭТФ. 1972. Т. 16. С. 8.
100. *Капель Г.И., Зарецкий Е.Б., Мозилевский П.А., Фортвов В.Е.* // ДАН. 1991. Т. 316. С. 111. N 1.

101. *Kormer J.B.* //Sov. Phys. — ЖЭТФ. 1968. V. 11. P. 229.
102. *Фортвов В.Е., Красников Ю.Г.* //ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 1645.
103. *Svendsen B., Bass J.D., Ahrens T.J.* //Phys. Rept. 1990. V. 180. No. 6. P. 3.
104. *Ragan C.E. III, Silberst M.G., Diven B.C.* //J. Appl. Phys. 1977. V. 48. P. 2860.
105. *Волков Л.П., Волошин Н.П. и др.* // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 31. С. 623.
106. *Симоненко В.А., Волошин Н.П. и др.* // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. С. 1452.
107. *Альтицулер Л.В., Моисеев Б.Н. и др.* // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. С. 785.
108. *Трунин Р.Ф., Симаков Г.В. и др.* // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 1043.
109. *Аврорин Е.Н., Водолага Б.К. и др.* // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 12. С. 727.
110. *Владимиров А.С., Волошин Н.П.* //Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 69.
111. *Модель И.Ш., Нарожный А.Т. и др.* // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 270.
112. *Ragan C.E. III* // Phys Rev. A. 1980. V. 21. P. 458.
113. *Ragan C.E. III* //Phys. Rev. A. 1982. V. 25. P. 3360.
114. *Ragan C.E. III* // Phys. Rev. A. 1984. V. 29. P. 1391.
115. *Аврорин Е.Н., Водолага Б.К. и др. II* Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 241.
116. *Куропатенко В.Ф.* // Численные методы механики сплошных сред. 1984. Т. 15. С. 81.
117. *Грязнов В.К., Иосилевский И.Л., Фортвов В.Е.* //Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 8. С. 1378.
118. *Грязнов В.К., Фортвов В.Е.* //ТВТ. 1987. Т. 25. С. 1208.
119. *Леонтьев А.А., Фортвов В.Е.* //ПМТФ. 1974. № 3. С. 162.
120. *Fortov V.E. et al.* // JETP Lett. 1974. V. 20. P. 13.
121. *Альтицулер Л.В. и др.* // ЖЭТФ. 1978. Т. 78. С. 741.
122. *Бушман А.В., Короткова Г.И. и др.* //ТВТ. 1985. Т. 23. С. 1193.
123. *Беспалов В.Е., Вовченко А.И. и др.* //Ж. техн. физики. 1986. Т. 12. С. 3.
124. *Аврорин Е.Н., Водолага Б.К. и др. II* ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 613.
125. *Гандельман Г.И.* И ЖЭТФ. 1966. Т. 51. С. 147.
126. *Nellis W.J. et al.* //Phys. Rev. Lett. 1986. V. 60, No. 14. P. 1414; J. Appl. 1991. V. 69, No. 5. P. 2981.
127. *Фортвов В.Е., Дремин А.Н.* // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9. С. 743.
128. *Агеев В.Г. и др.* // Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 11. С. 608—611.
129. *Квитов С.В., Бушман А.В. и др.* // Письма ЖЭТФ. 1991. Т. 53. В7. С. 338.
130. *Агранат М.В., Анисимов С.И., Мокишнцев Б.И.* // ФТТ. 1987. Т. 29. С. 3433.
131. *Полищук А.Я.* // Метод функционала плотности при нулевых температурах и термодинамика вещества при экстремальных условиях. Препринт ИВТАН № 1-97. Москва, 1986.
132. *Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В., Рутус И.В.* // Квазионная интерполяция термодинамических функций. Препринт ИПМ № 30. Москва, 1988.
133. *Биберман Л.М., Норман Г.Э.* //УФН. 1967. Т. 91. С. 193.
134. *Mayer H.L.* //J. Quantit. Spectr. and Rad. Transfer. 1964. V. 4. P. 585.
135. *Елисеев Г.М., Модель И.Ш. и др.* // ДАН СССР, 1986. Т. 289. С. 850.
136. *Никифоров А.Ф., Уваров В.Б.* //ДАН СССР. 1970. Т. 191. С. 47.
137. *Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б.* //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач матем. физики. 1979. Вып. 4(6), С. 27.
138. *Драгалов В.В. и др.* //Статистический метод учета спектральных линий при расчете коэффициента поглощения света в плазме. Препринт ИПМ № 157. Москва, 1987.
139. *Bushman A.V., Fortov V.E.* //Sov. Tech. Rev. Ser. B. Therm. Phys. 1987. V. 1. P. 219.
140. *Ebeling W. et al.* //Thermophysical Properties of Hot Dense Plasma. Leipzig, 1990. (Teubner texte zur Physik).
141. *Fortov V.E., Bepalov V.E. et al.* //Strongly Coupled Plasma Physics/Ed. S. Ichimaru Amsterdam: Elsevier Science Publisher, 1990. P. 571.
142. *Драгалов В.В., Новиков В.Г.* Препринт ИПМ № 213. Москва, 1987.
143. *Полищук А.Я., Фортвов В.Е., Хлопонин В.С.* Рост эффективных пробелов ионов и фотонов в плазме в приближении локальной электронной плотности // Физика плазмы. 1991. Т. 17. Вып. 8. С. 899—910.
144. *Vodolaga B. K.* The equation of state and transport properties of hot dense plasma in the 100—200 Mbar pressure range. Proceedings of 12 AIRAPT and EHPRG Conference. University Paderborn, 1989. P. 819.
145. SESAME'83. Report on the Los Alamos equation of state. Library T4 Group. Los Alamos Nat. Lab. Report NLAPL-83-4. Los Alamos NM, 1983.
146. *Дяков С.П.* // ЖЭТФ. 1954. Т. 27. С. 288.
147. *Канторович В.М.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 1525.
148. *Swan G.W., Fowles G.R.* //Phys. Fluids 1975. Т. 18. P. 28.
149. *Кузнецов Н.М.* // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. С. 470.
150. *Фортвов В.Е.* // Теплофизика высоких температур. 1972. Т. 10. С. 168.
151. *Ни А.Л., Сугак С.Г., Фортвов В.Е.* // Теплофизика высоких температур. 1986. Т. 24, № 3. С. 564.
152. *Бобровский С.В., Гоголев В.М.* II Физика горения и взрыва. № 3. С. 594. 1967.
153. *Фортвова Т.Н., Дремин А.Н., Фортвов В.Е.* // Численные методы механики сплошной среды. 1973. Т. 4. С. 143.
154. *Фортвов В.Е.* // ЖТФ. 1972. Т. И. С. 33.
155. *Барышева Н.М., Жеребцов В.А., Синько Г.В.* САУРС-широкдиапазонное уравнение состояния с использованием сплайн-аппроксимации // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач матем. физики. 1988. Вып. 2. С. 80—86.