

КВАЗИИЗЭНТРОПИЧЕСКАЯ СЖИМАЕМОСТЬ СИЛЬНОНЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ ДЕЙТЕРИЯ ПРИ ДАВЛЕНИЯХ ДО 5500 ГПа: ЭФФЕКТЫ НЕИДЕАЛЬНОСТИ И ВЫРОЖДЕНИЯ

М. А. Мочалов^{a}, Р. И. Илькаев^a, В. Е. Фортков^b, А. Л. Михайлов^a,
А. О. Бликов^a, В. А. Огородников^a, В. К. Грязнов^c, И. Л. Иосилевский^b*

*^a Российский федеральный ядерный центр —
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
607188, Саров, Нижегородская обл., Россия*

*^b Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
125412, Москва, Россия*

*^c Институт проблем химической физики Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 3 октября 2016 г.

Представлены экспериментальные данные по квазиизэнтропической (сохраняем исторически сложившееся в РФЯЦ-ВНИИЭФ написание слова «изэнтропа» и его производных) сжимаемости сильнонеидеальной плазмы дейтерия, полученные в устройствах цилиндрической и сферической геометрии в области давлений до $P \approx 5500$ ГПа. Описаны характеристики экспериментальных устройств, методы диагностики и интерпретации результатов экспериментов. Траектория движения металлических оболочек, сжимающих дейтериевую плазму, регистрировалась с помощью мощных импульсных источников рентгеновского излучения с граничной энергией электронов до 60 МэВ. Значения плотности плазмы от $\rho \approx 0.8$ г/см³ до $\rho \approx 6$ г/см³, что соответствует давлению $P \approx 5500$ ГПа (55 Мбар), определялись по измеренному значению радиуса оболочки в момент ее «остановки». Давление сжатой плазмы получено на основе газодинамических расчетов, учитывающих реальные характеристики экспериментальных устройств. Получена сильносжатая дейтериевая плазма, в которой существенны эффекты вырождения электронов в условиях значительного межчастичного взаимодействия. Результаты экспериментов сопоставляются с теоретическими моделями сильнонеидеальной, частично вырожденной плазмы. Получено экспериментальное подтверждение плазменного фазового перехода в области давлений около 150 ГПа (1.5 Мбар), что согласуется с выводом об аномалии в сжимаемости плазмы дейтерия, сделанным в работе [1].

DOI: 10.7868/S0044451017030142

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование свойств водорода и его изотопов в области мегабарных давлений обусловлено их применением в устройствах перспективной энергетики и присутствием в большинстве астрофизических объектов Вселенной, что определяет строение и эволюцию звезд, планет Солнечной системы, а также экзопланет [2–5]. Высокая концентрация энер-

гии в таких объектах вызывает процессы термической ионизации и/или ионизацию давлением. При этом возникает плазма, физическое описание которой чрезвычайно затруднено в силу крайней сложности происходящих процессов. Наиболее трудным является описание состояния неидеальной плазмы, когда энергия кулоновского взаимодействия частиц сравнима или превосходит кинетическую энергию их движения [2–6], а эффекты вырождения электронов существенны для расчета уравнений состояния (УРС) и степени ионизации такой плазмы. В данных состояниях теория предсказывает ряд качественно новых физических эффектов, таких как

* E-mail: postmaster@ifv.vniief.ru

металлизация, плазменные фазовые переходы, диэлектризация и т. д., которые необходимо учитывать при построении УРС сильносжатой плазмы (см. монографии [3–5] и содержащиеся в них ссылки).

Эти обстоятельства являются постоянно действующим стимулирующим фактором по экспериментальному изучению свойств сильносжатой неидеальной плазмы водорода, дейтерия и инертных газов мощными ударными волнами, для возбуждения которых используются взрывные плоские, цилиндрические, полусферические и сферические устройства, легкогазовые пушки, мощные лазеры, электродинамические ускорители и взрывомагнитные генераторы [1–20].

Особое значение имеет экспериментальная техника мощных ударных волн, которая является сегодня важным источником информации о поведении сильносжатой сильнонеидеальной плазмы в области рекордно высоких температур и давлений мегабарно-гигабарного диапазона.

Решающий прорыв в экспериментальных исследованиях свойств водорода в области мегабарных давлений был сделан в 70-х годах прошлого столетия во ВНИИЭФ, когда Кормером с сотрудниками [10, 11] с использованием устройств сферической геометрии, в которых водород сжимался серией падающих и отраженных ударных волн и медленно сходящейся к центру оболочкой, была достигнута плотность сжатого водорода около 2 г/см^3 в области давлений до 1300 ГПа [21]. Различие рассчитанной энтропии молекулярной фазы с экспериментом при давлении $P \approx 300 \text{ ГПа}$ было интерпретировано авторами как переход водорода в металлическое состояние. На базе данных работ [10, 11] было построено полуэмпирическое уравнение состояния водорода [22], широко используемое во ВНИИЭФ до настоящего времени.

Стимулирующим фактором проведения экспериментов [10, 11] явилось также теоретическое предсказание металлизации водорода при давлении $2.4 \times 10^6 \text{ атм.}$ (2.4 Мбар), выдвинутое Абрикосовым [23]. Предсказания металлизации водорода делались и раньше, но содержали либо ошибочные, либо произвольные предположения [24].

Разработанный Кормером и его сотрудниками метод [10, 11] получил в литературе название квазиизэнтропического сжатия. Позднее этим методом была измерена квазиизэнтропическая сжимаемость жидких аргона и ксенона до плотностей соответственно 9 и 25 г/см^3 [25–29].

Проведенные ранее [1] исследования сжимаемости дейтерия в значительной степени продолжили

эксперименты работ [10, 11], но были выполнены на новой элементной базе с использованием двухкаскадной цилиндрической конструкции, одновременно с помощью двух источников жесткого рентгеновского излучения [30], с применением термодесорбционных источников газообразного дейтерия для наполнения камер [31] и комплекса фотохромных экранов для цифровой рентгенографии [32].

В настоящей работе на основе вновь разработанного прецизионного цилиндрического устройства измерена сжимаемость дейтерия при давлении $P \approx 150 \text{ ГПа}$ и, дополнительно, с применением конструкции, аналогичной описанной в работе [1], при давлении $P \approx 600 \text{ ГПа}$. С использованием двухкаскадных сферических устройств диапазон измерения сжимаемости дейтерия расширен по плотности примерно до 6 г/см^3 и по давлению — до 5500 ГПа. Единым методом с учетом всех полученных данных проанализирована сжимаемость плазмы дейтерия в диапазоне давлений 30–5500 ГПа. Проведенный анализ свидетельствует о наличии аномалии в сжимаемости дейтериевой плазмы при давлении $P = 120\text{--}150 \text{ ГПа}$ в соответствии с выводом о плазменном фазовом переходе (ПФП) [1].

С этим выводом коррелируют данные экспериментов по фиксации низкочастотной проводимости неидеальной плазмы водорода и дейтерия, сжатой до мегабарных давлений многократными плоскими ударными волнами [12, 13]. Результаты работ [12, 13] показывают резкий (на четыре порядка) рост электропроводности водорода и дейтерия в области плотностей, соответствующей той, где наблюдался скачок плотности сжатого дейтерия в работе [1].

Наличие подобного плазменного перехода диэлектрик–металл в области давлений $P = 100\text{--}150 \text{ ГПа}$ и температур $T = 1000\text{--}2000 \text{ К}$ было недавно экспериментально зафиксировано в работах [33, 34]. Найденная граница перехода [34] практически совпала с границей фазового перехода, предсказанной ранее в теоретических расчетах *ab initio* [35]. В то же время расчеты *ab initio* авторов работы [36] хорошо совпали по температуре и давлению с параметрами аномалии в эксперименте [1] и положением границы диэлектрик–металл в экспериментах [12, 13].

Исчезновение лазерного и оптического излучения в области давлений $P = 120\text{--}150 \text{ ГПа}$, где зафиксирован ПФП в работах [1, 33, 34], отмечают и авторы работы [37]. Помимо этой аномалии при $P = 120\text{--}150 \text{ ГПа}$ они зафиксировали еще и резкое увеличение коэффициента отражения при $P \approx 300 \text{ ГПа}$ и $T = 1000\text{--}2000 \text{ К}$, которое квалифи-

цируется, как переход диэлектрик–металл. Таким образом, совокупность экспериментальных данных [1, 12, 33, 34, 37] и настоящей работы указывает на наличие аномалии типа фазового перехода первого рода в свойствах сжатой неидеальной плазмы дейтерия, которая заметным образом начинает проявляться уже в области давлений $P = 120\text{--}150$ ГПа.

Теоретические предпосылки для ожидания появления термодинамической неустойчивости в форме фазового перехода первого рода, отличного от обычного перехода газ–жидкость, можно отнести еще к работе Дебая и Хюккеля [38], которая дала простейшую форму описания эффекта сильной кулоновской неидеальности в виде поправки к УРС системы зарядов (см., например, [2, 5]). В случае ионизованной плазмы водорода из этого следует, что при экстраполяции такой поправки в область сильной неидеальности ($\Gamma_D \equiv e^2/kTr_D \gg 1$, r_D — дебаевский радиус) уже при $\Gamma_D = 4$ сжимаемость плазмы $(\partial P/\partial V)_T$ становится отрицательной, а при $\Gamma_D = 6$ — и ее полное давление P меньше нуля, что фактически означает самопроизвольный коллапс системы. Еще важнее то, что в слабоионизованной плазме водорода, где основной вклад в давление дает не плазма, а нейтральные атомы и молекулы, потеря термодинамической устойчивости все равно происходит при $\Gamma_D = 4$, но уже в виде самопроизвольного скачка степени ионизации (дебаевская катастрофа) за счет нарушения более сильного условия $(\partial \mu_e/\partial n_e)_T > 0$ [39]. Это явление — резкий скачок степени ионизации — закрепился в дальнейшем как главный атрибут ПФП первого рода флюид–флюид. Ландау и Зельдович [40] предположили, что ионизация давлением и сопутствующий резкий рост электропроводности (переход диэлектрик–металл) в парах металлов происходит в виде фазового перехода первого рода, отличного от обычного перехода газ–жидкость и реализующегося в виде дополнительной ветви на фазовой P – T -диаграмме, расположенной либо справа (на газовом «склоне») либо слева (на жидком «склоне») высокотемпературного участка двухфазной области перехода газ–жидкость.

Наконец, в работах Нормана и Старостина [41] теория плазменных фазовых переходов, прежде всего в водороде, представляла ПФП как баланс в конкуренции дальнедействующего кулоновского притяжения и эффективного квантового отталкивания. Непосредственных расчетов параметров ПФП в водороде в работе [41] не содержалось, но со времени ее публикации принято отсчитывать период активного создания многочисленных модельных конструкций, различающихся конкретной формой предлагаемых

приближений для кулоновских и квантовых составляющих как в финальном УРС, так и в уравнениях ионизационного и диссоциативного равновесия. В последовавших позднее многочисленных публикациях были предсказаны параметры критических точек и высокотемпературной части ПФП для плазмы водорода, гелия, ксенона, цезия, других металлов и неметаллов, а также для ряда компаундов. Особую популярность у астрофизиков получила версия плазменного ФП Саумона–Шабрие, поддержанная табулированным УРС водородно-гелиевой плазмы [42], но не имеющая каких-либо решающих теоретических преимуществ перед другими представителями семейства приближенных моделей ПФП. Достаточно представительный обзор этого модельного ряда, а также собственные варианты модели ПФП содержатся в работах [43–46], а также в [5], гл. 8. В свете обсуждения экспериментов настоящей статьи следует отметить, что плазменный ФП в работах [43–45] с практически нулевой теплотой перехода в интервале температур $T = 2\text{--}10$ К, почти постоянными величинами давления перехода $P(T) \approx 1.2$ Мбар и плотности дейтерия $\rho \approx 1.5\text{--}1.8$ г/см³ удивительным образом совпадает с положением зафиксированного разрыва на изэнтропе в работе [1]. В дальнейшем [46] авторы усовершенствовали свою модель неидеальности, учтя эффекты блокировки Паули (Pauli blocking) [46]. В результате фазовый переход стал обычным энтальпийным переходом с параметрами критической точки $P_c \approx 90$ ГПа, $T_c \approx 6450$ К, $\rho_c \approx 1$ г/см³ и растущей $P(T)$ -границей [47].

Предсказанные примерно за 40 лет параметры ПФП для водорода покрыли широкое поле температур от 2000 до 20000 К в районе мегабарных и субмегабарных давлений. Среди предсказаний ПФП есть как переходы с положительной величиной скрытой теплоты перехода («энтальпийных» по классификации работ [47, 48]), так и с отрицательной $P(T)$ -зависимостью фазовой границы перехода («энтропийных» [47, 48]). Показательной в этом смысле является работа [49], где построено полуэмпирическое многофазное УРС водорода с фазовым переходом первого рода, хорошо воспроизводящее ход молекулярной и плазменной ветвей изэнтропы, а также положение и величину скачка плотности из работы [1]. Модельные предсказания ПФП усиливались уверенной фиксацией резкой потери сходимости расчетов термодинамики плотной водородной плазмы в работе [50].

В последние годы в связи с ростом вычислительных возможностей наблюдается скачок в *ab initio*

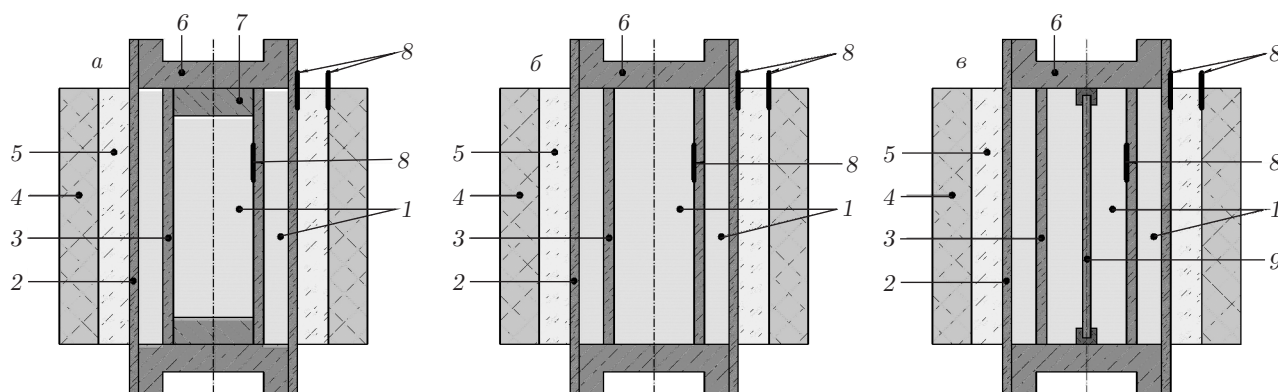


Рис. 1. Экспериментальные цилиндрические устройства для исследования сжимаемости газообразного дейтерия: 1 — исследуемый газ; 2 — внешняя оболочка (ОБ.1); 3 — внутренняя оболочка (ОБ.2); 4 — ВВ; 5 — плексиглас; 6 — фланцы; 7 — вставки; 8 — датчики движения УВ; 9 — стержень (сталь)

подходах прямого численного моделирования поведения веществ (direct numerical simulations, DNS), играющих роль «численного эксперимента». Важно подчеркнуть, что в рамках DNS-подходов в приложении к свойствам плотного водородного флюида и плазмы был предсказан целый ряд термодинамических аномалий в области параметров, близких к району аномалии, экспериментально зафиксированной в работе [1]. Часть из них, обнаруженные до 2007 г., отражены ранее [1]. Так, разрыв плотности на изотерме $T = 1500$ К [51] и аномалии на изотерме $T = 3000$ К [52], полученные в рамках метода функционала плотности, а также разрыв плотности на изотерме $T = 1000$ К, полученный в комбинации метода Монте-Карло в сочетании с методом «волновых пакетов», оправдывали ожидание появления термодинамической аномалии вблизи зоны давлений и плотностей из работы [1]. Дальнейший прогресс в развитии DNS-подходов еще более укрепил эту корреляцию. Так, в работах [53, 54] рассчитаны параметры фазового перехода с критической точкой ($P_c \approx 1.32 \pm 0.10$ Мбар, $\rho_c \approx 1.58 \pm 0.10$ г/см³ и $T_c \approx 1400 \pm 100$ К), оказавшейся по давлению и плотности практически в центре скачка плотности из экспериментов [1]. Примечательно, что в P – V -плоскости линия фазового равновесия перехода в работах [53, 54] очень близка к среднему ходу квазиизэнтропы [1] и настоящей работы, но при этом, во-первых, имеет аномальную убывающую $P(T)$ -характеристику ($(\partial P/\partial T)_{sat} < 0$), а во-вторых, сравнительно небольшой скачок плотности на изотерме даже в районе тройной точки ($\Delta\rho \approx 7\%$ при $P = 2.5$ Мбар).

Другой DNS-подход с использованием метода Монте-Карло [55] предсказывает непосредственно на изэнтропе резкую разрывоподобную аномалию, практически совпадающую по параметрам с разрывом в [1]. Примечательно, что в работе [55] температура на рассчитанной изэнтропе аномально убывает $\{(\partial P/\partial T)_S < 0\}$ во всем рассчитанном интервале давлений. Целый ряд вариантов расчетных кривых фазового перехода в области давлений от 1 до 5 Мбар предложен в теоретических расчетах, сопровождающих экспериментальную работу [37].

За прошедшие годы упомянутые выше DNS-подходы модифицировались и улучшались. Диапазон давлений предсказываемого фазового перехода в дейтерии в настоящее время достаточно широк — от $P \approx 1.5$ Мбар [54] и $P \approx 2.5$ Мбар [56] до $P \approx 5$ Мбар [57]. Подводя итог, отметим, что сегодняшний уровень DNS-подходов еще не достиг точности и убедительности, позволяющей считать, что результаты таких вычислений, как «численный эксперимент», способны конкурировать с реальным экспериментом.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИИ. СХЕМА ОПЫТОВ ПО ВЗРЫВНОМУ ОБЖАТИЮ ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМЫ

Эксперименты выполнены с двухкаскадным цилиндрическим устройством, показанным на рис. 1а [1]. Сжатие плазмы дейтерия 1 осуществляется под действием стальных цилиндрических лайнеров 2 и 3, разгоняемых к оси симметрии устройства продуктами взрыва мощного конденсированного взрывчатого вещества (ВВ) 4, изготовленного на основе гек-

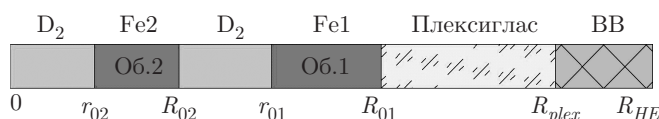


Рис. 2. Геометрия цилиндрических экспериментальных устройств

согена, и системой ударных волн (УВ), циркулирующих в полости оболочки 3. Внутренняя полость оболочки 3 защищена от прямого воздействия ВВ смягчающим слоем исследуемого газа, что в значительной мере исключает выброс частиц металла во внутреннюю плазменную полость.

Для снижения возмущений от системы инициирования между блоком ВВ 4 и внешней оболочкой 2 устанавливалась цилиндрическая прокладка из плексигласа 5. Для герметизации конструкции использовались фланцы 6. Металлические вставки 7 введены в камеру для уменьшения объема, что было связано с ограниченной производительностью используемых источников дейтерия. Для регистрации движения УВ по элементам устройства устанавливались электроконтактные и пьезоэлектрические датчики 8.

В настоящей работе (см. ниже разд. 4) использовались также два вновь разработанных экспериментальных устройства с улучшенными характеристиками, схемы которых приведены на рис. 1б и в.

Для заполнения экспериментальных устройств нерадиоактивными изотопами водорода высокого давления использовалась система напуска, основу которой составляют термодесорбционные источники [31]. Изотопная чистота газообразного дейтерия в экспериментах, измеренная с помощью хроматографической установки «Цвет-800», составляет 98.9 % (остальное — протий). Величина начального давления газа в процессе заполнения измерялась датчиком S-10 фирмы WIKA (класс точности 0.25). Температура газа контролировалась хромель-алюмелевой термопарой, расположенной на трубопроводе на входе в камеру. Плотность дейтерия ρ_0 рассчитывалась по измеренным значениям давления и температуры с использованием справочных данных [58]. С учетом измерения начального давления газа уточнены данные по начальной плотности дейтерия из работы [1].

Геометрия экспериментальных устройств показана на рис. 2. Характеристики устройств и условия проведения опытов приведены в табл. 1. Начальное состояние дейтерия в обеих полостях камеры было одинаково. Все устройства содержали сталь-

ную оболочку высокого давления (Об.1) с внешним радиусом $R_{01} = 75$ мм, изготовленную из стали 40Х. Для увеличения степени сжатия в экспериментах изменялись масса ВВ, материал и размеры оболочки второго каскада (Об.2). В экспериментах на устройствах М1, М2, М3, М5 цилиндрическая камера сжималась через прокладку из плексигласа, размеры которой приведены в табл. 1. В опытах с устройством М4 прокладка отсутствовала. В опытах на устройствах М1, М2, М3, М4, М6 использовалась внутренняя оболочка (Об.2) из углеродистой стали (Ст.3); в устройстве М5 внутренняя оболочка изготовлена из меди марки М1. Обе цилиндрические оболочки, Об.1 и Об.2, имели толщину 4 мм. Начальные параметры газа, плотность ВВ и фактические размеры экспериментальных устройств контролировались в каждом эксперименте.

Схема экспериментов по измерению сжимаемости плазмы дейтерия с устройствами цилиндрической геометрии и регистрации рентгеновских изображений оболочек для одного из каналов приведена на рис. 3. Рентгенографирование оболочек [1] проводилось с помощью двух независимо работающих источников импульсного рентгеновского излучения [30], оси которых расположены под углом 135° друг к другу, в различные моменты времени. Коллимированное излучение от рентгеновского источника, проходящее через экспериментальное устройство, создает теневое изображение границ его оболочек, которое в первых опытах с устройствами М1, М3 и М4 регистрировалось на пленке (система регистрации I на рис. 3б).

В последующих экспериментах на устройствах М2, М5, М6 и М7 для регистрации рентгеновского изображения оболочек использовался комплекс фотохромных экранов для цифровой рентгенографии [32] (система регистрации II на рис. 3б). Фотохромные экраны на основе люминофора (галогенид бария, активированный европием) являются линейными детекторами с широким (10^4) динамическим диапазоном, что позволяет получить информацию даже в тех случаях, когда существуют проблемы с выбором оптимальной дозы рентгеновского излучения и широким диапазоном интенсивностей прошедшего через исследуемый объект излучения. Эффективность использования экранов возрастает при регистрации изображения пакетом из нескольких экранов с последующим суммированием изображений, зарегистрированных отдельным экраном. Для взаимного позиционирования изображений в пакете использовались три репера из вольфрама. На рис. 4 приведены изображения цилиндрических оболочек,

Таблица 1. Характеристики устройств и условия проведения опытов

Опыт №	R_{plex} , мм	M_{HE} , кг	r_{02} , мм	R_{02} , мм	t , °C	P_0 , атм	ρ_0 , г/см ³
Цилиндрические устройства							
M1	120	16	53	57	−12	255	0.0397
M2	120	16	41	45	25	283	0.0386
M3	100	24	53	57	11	268	0.0384
M4	нет	32	53	57	25	283	0.0386
M5	100	24	40	43	1	258	0.0384
M6	100	24	30	34	−1	258	0.0387
M7	120	16	37	41	22.4	280	0.0385
M8	122.5	18	41	45	23.8	277	0.0380
Сферические устройства							
MB1*	101.6	54	51	56.5	10.5	267	0.0384
MB2	101.6	54	54	58	19.1	128	0.0193
MB3	нет	54	48.5	54.5	4	250	0.0369
MB4	нет	54	40	45	29	264	0.0359

Примечание: 1) в работе [1] для устройств M1, M3 и M4 был ошибочно указан внутренний радиус оболочки второго каскада $r_{02} = 54$ мм; 2) R_{plex} — внешний радиус плексигласовой оболочки (см. рис. 2); 3) MB1* — однокаскадное сферическое устройство с прокладкой из полиэтилена [62]; 4) r_{02} и R_{02} — параметры второго каскада (см. рис. 2); 5) M_{HE} — масса ВВ.

полученные на фотохромных экранах в эксперименте с устройством M2 в двух каналах регистрации. Как видно на рисунке, на моменты регистрации наблюдается высокое качество изображений оболочек и хорошая симметричность процесса сжатия.

Результаты обработки рентгенограмм для всех цилиндрических устройств показали, что в проведенных экспериментах отсутствуют значительные градиенты давления по оси конструкции и, следовательно, нет причин для заметного осевого перетекания газа из центральных областей.

При обработке статических и динамических рентгеновских изображений оболочек экспериментального устройства использовались два метода — визуальный метод экспертных оценок и денситометрический метод с последующим компьютерным анализом полученных данных. В последнем случае для трассировки границ коаксиальных цилиндров применен функциональный метод [59], в основе которого лежит использование априорной информации о функции плотности почернения фотоматериала в окрестности протяженных границ.

Сущность метода [59] — экстраполяция приграничных функций, лежащих слева и справа от границы, с целью нахождения точки их пересечения, которая и принимается за координату границы. Пример обработки для одной из типичных рентгенограмм показан на рис. 4д, где пунктирная линия — денситограмма рентгеновского изображения; сплошные линии — аппроксимации. Для нахождения устойчивого решения число итераций при выборе аппроксимирующей функции составляло не менее 50.

Данные обработки статических изображений при пленочной системе регистрации показали, что различие значений измеренных и вычисленных радиусов находятся в пределах от −0.08 % до +0.37 %. С использованием пакетной регистрации на фотохромных экранах погрешность измерений статических изображений составляет около 0.05 %. Заметим, что оба метода обработки рентгеновских изображений — визуальный и денситометрический — имеют свои особенности. В первом случае они связаны с экспертной оценкой положения

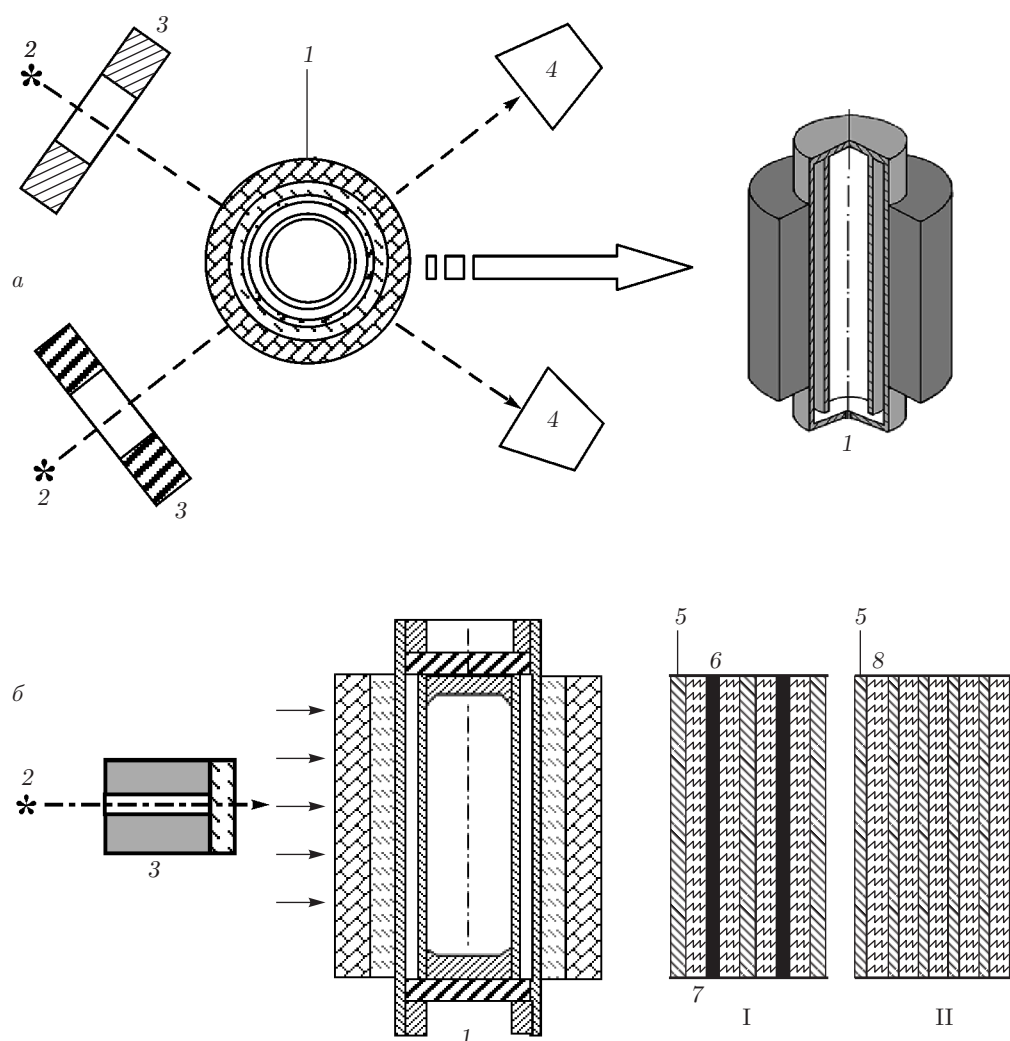


Рис. 3. Схема эксперимента по измерению сжимаемости веществ на двухкадровой рентгенографической установке (а) и регистрации изображений (б): 1 — экспериментальное устройство; 2 — источники рентгеновского излучения [30]; 3 — коллиматор с защитным устройством; 4 — регистраторы рентгеновских изображений; I — стандартная система регистрации рентгеновских изображений (5 — свинец, 6 — рентгеновская пленка, 7 — флюоресцирующий экран); II — пакет ADC-экранов (5 — свинец, 8 — ADC-экран)

границы. Во втором — с индивидуальным программным обеспечением, используемым для работы с данными денситометрической обработки. Для того чтобы свести к минимуму недостатки обоих методов, окончательное значение размеров сжатой оболочки в динамическом эксперименте получено усреднением данных, определенных двумя методами с учетом статистических весов, за которые принимали дисперсию измеренных величин. При оценке средних значений использовали следующий принцип: результаты обработки являются совместимыми, если отличаются друг от друга на величину, меньшую удвоенной суммы их стандарт-

ных отклонений [60]. Анализ полученных данных показал, что условие совместимости результатов, полученных двумя методами, выполняется для всех экспериментов данной работы.

Для оценки возможных искажений цилиндрических оболочек и влияния на размер сжатой полости возмущений от торцов выполнены двумерные газодинамические расчеты конструкций с использованием газодинамической программы, предназначенной для расчета нестационарных течений многокомпонентной сплошной среды [61]. Анализ выполненных расчетов для всех устройств, изготовленных по схеме, приведенной на рис. 1а, показал, что на

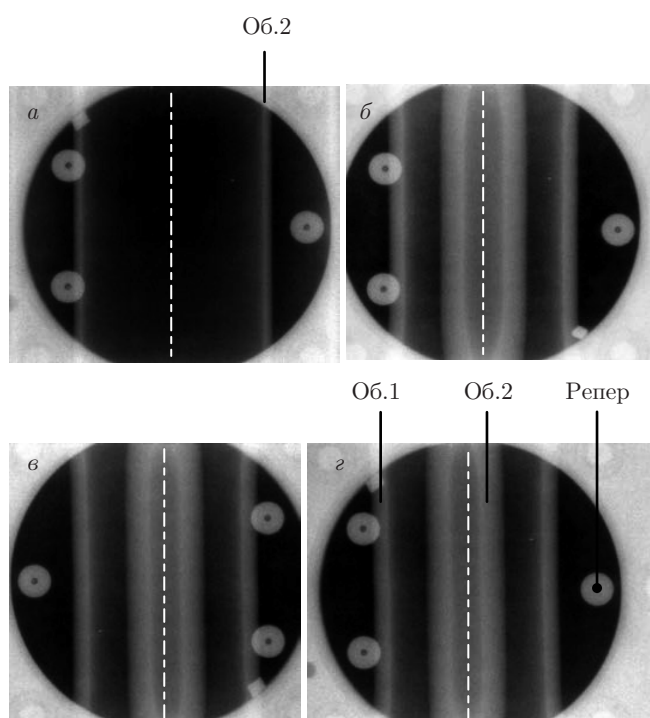


Рис. 4. Экспериментальные рентгенограммы и функциональная трассировка рентгеновских изображений в опытах с устройством М2: *a* — изображение внутренней оболочки в исходном состоянии; *б-г* — динамическое изображение оболочек в разные моменты времени; репер — вольфрам (3 шт.); *д* — функциональная трассировка рентгеновского изображения *в*: *D* — относительная плотность почернения, *R* — координата точки на рентгенограмме; пунктирная линия — денситограмма; сплошные линии — аппроксимации; d_1 и d_2 — результаты обработки внутренней оболочки (Об.2), d_3 и d_4 — внешней (Об.1)

момент максимального сжатия газа рассчитанный профиль оболочек полностью идентичен их состоянию в динамическом эксперименте; при этом возмущением от торцов не затронут промежуток длиной от 15 до 30 мм в центральной части. В этой области и регистрировался размер сжатых полостей. Для улучшенного экспериментального устройства М7, как показали результаты двумерного расчета, на момент максимального сжатия внутренней полости ее цилиндрический участок увеличился практически в три раза по сравнению с прежней конструкцией (см. рис. 1*a*).

3. ИЗМЕРЕНИЕ СЖИМАЕМОСТИ ПЛАЗМЫ ДЕЙТЕРИЯ В ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ ВЫШЕ 1000 ГПа

Измерение квазиизэнтропической сжимаемости дейтериевой плазмы в области давлений выше $P \approx 1000$ ГПа выполнено в работах [62–64]. Геометрия сферических экспериментальных устройств аналогична схеме, показанной на рис. 2. Характеристики устройств и условия проведения опытов приведены в табл. 1.

С использованием сферической конструкции, но с более мощным ВВ и на новом рентгенографическом комплексе, состоящем из трех рентгеновских установок и многоканальной электронно-оптической системы регистрации рентгеновских изображений, впервые была измерена сжимаемость дей-

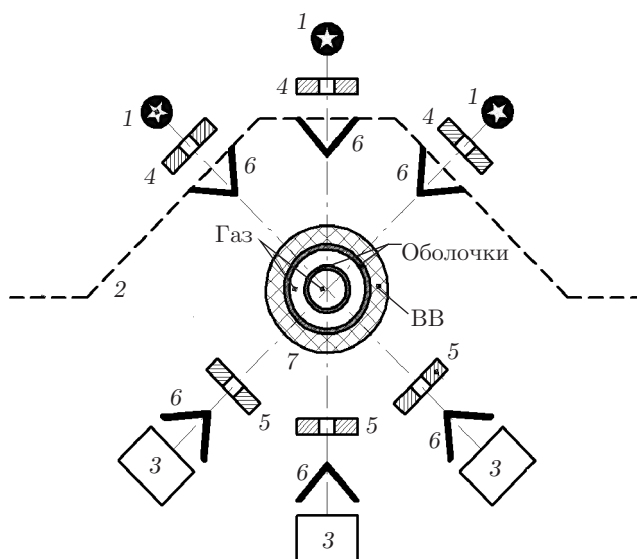


Рис. 5. Схема эксперимента: 1 — источники рентгеновского излучения БИМ234.3000 [65]; 2 — защитное сооружение; 3 — регистраторы; 4, 5 — коллиматоры (Pb); 6 — конусы (Al); 7 — экспериментальное устройство

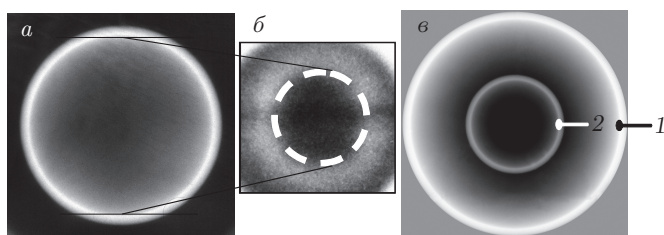


Рис. 6. Рентгеновские изображения сферических конструкций (не в масштабе): *а* — однокаскадной [62] — в исходном состоянии; *б* — в момент максимального сжатия; штрихами показан результат функциональной обработки изображения сжатой полости однокаскадного устройства; *в* — двухкаскадной [63, 64]: 1 и 2 — стальные оболочки соответственно внешнего и внутреннего каскадов

териевой плазмы при давлении $P \approx 1800$ ГПа [62]. Схема проведения эксперимента показана на рис. 5. Теневое изображение границ внутренней оболочки, сжимающей исследуемый газ, получено при одновременном использовании тормозного излучения трех мощных бетатронов БИМ1234.3000 1 с граничной энергией электронов примерно 60 МэВ [65], расположенных под углами 45° друг к другу в защитном бетонном сооружении 2, работающих в режиме последовательной генерации трех импульсов рентгеновского излучения. Длительность каждого импульса в таком режиме генерации составляет 150–180 нс. В опыте используется индивидуальная оптико-электронная система детектирования 3, имеющая динамический диапазон регистрации порядка 10^3 , которая активируется синхронно с импульсами бетатрона, что позволяет получать три независимых рентгеновских изображения. В качестве преобразователей рентгеновского излучения в видимое в данной системе используются монокристаллы йодистого натрия и силикат лютетия. Для устранения влияния рассеянного излучения на высокочувствительные детекторы 3 размер поля регистрации в каждой из трех проекций ограничивается свинцовыми коллиматорами 4. Для защиты бетатронов 1 и оптико-электронных регистраторов рентгеновского излучения 3 применены алюминиевые конусы 5. Рентгеновские изображения сферической камеры в момент максимального сжатия и в исходном состоянии из [62] приведены на рис. 6а,б. В экспериментах начальную плотность газообразного дейтерия поддерживали постоянной путем корректировки его давления при контроле за начальной температурой газа.

Для измерения сжимаемости дейтерия в диапазоне давлений выше $P \approx 1800$ ГПа авторами бы-

ли разработаны новые двухкаскадные сферические экспериментальные устройства [63, 64], в конструкции которых использовано изобретение [66], позволяющее свести к минимуму засорение внутренней полости частицами металла и, одновременно с этим, поместить термодатчик внутри экспериментальных камер для прямого измерения температуры газа. Рентгеновское изображение одного из таких сферических устройств в исходном состоянии приведено на рис. 6в.

В серии специально поставленных опытов дополнительно была изучена динамика разгона полета оболочки первого каскада, а также определено ее состояние (наличие откола и последующего компактирования). Для регистрации параметров движения ударной и детонационной волн использована электроконтактная методика (более 200 датчиков), а также рентгенографическая и гетеродин-интерферометрическая (PDV) [67] методики. Полученная информация позволила уточнить характер диссипативных процессов при работе используемых экспериментальных устройств (в частности, роль вязкости и динамической прочности на сжатие и растяжение) и методику расчета процесса сжатия. Все полученные рентгенограммы обработаны методом, изложенным в работе [59]. При обработке были исключены из анализа участки артефактов, имеющие аномально высокий контраст (дефекты, точки, царапины). По рентгенограммам объекта определяли его радиус в плоскости регистрации (на сцинтилляторе). Угол интегрирования при трассировке составил 30° , т. е. асимметрию ΔR газовой полости вычисляли по 12 независимым измерениям. Относительная погрешность определения радиуса газовой полости методом, изложенным в работе [59], определена авторами на основании экспериментов со статическими макетами и составляет примерно 4 % для объектов радиусом $R \approx 10$ мм. С учетом погрешностей трассировки газовой полости, измерения начальной плотности газа и абсолютной погрешности измерения начального диаметра газовой полости $\Delta R \approx 0.02$ мм относительная погрешность измерения плотности квазиизэнтропически сжатой плазмы дейтерия в сферических устройствах оценивается величиной $\Delta\rho/\rho \approx \pm 13\%$.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СЖАТОЙ ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМЫ

Расчеты экспериментальных устройств выполнены по одномерной газодинамической программе [68], предназначенной для численного моделирования неустановившихся движений сплошной среды,

тестированной по экспериментальным данным, полученным в России и за рубежом. Продукты взрыва ВВ на основе гексогена описаны УРС¹⁾ из работы [69]. УРС дает скорость детонационной волны $D_1 = 7.92$ км/с и давление в точке Жуге $P_1 = 28.48$ ГПа, что близко к экспериментальным значениям. Расчеты выполнены с фактической начальной плотностью ВВ. Реальная система инициирования моделировалась пенопластом равной толщины, для которого в расчетах использовалось УРС Ми–Грюнайзена (МГ) с параметрами $\rho_0 = 1.05$ г/см³, $c_0 = 2.3$ км/с, $n = 3.5$, $h = 4.35$ [70].

В газодинамических расчетах использовалось УРС плексигласа в форме МГ с параметрами $\rho_0 = 1.18$ г/см³, $c_0 = 2.83$ км/с, $n = 4.25$, $h = 5.1$, которое удовлетворительно описывает еще и ударную адиабату для пористых образцов с $\rho_0 = 0.11$ г/см³ [71].

В газодинамических расчетах обжатия дейтерия использовали три УРС: SESAME [72], Копышева–Хрусталева (КХ) [22] и МГ, где в качестве нулевой изотермы взята изотерма при комнатной температуре, измеренная в статических условиях до 1.2 Мбар в работе [73] и экстраполированная авторами в исследуемую здесь область давлений. Предположение о более «мягком» положении холодной изотермы ($T = 0$ К) дейтерия подтвердили эксперименты по измерению сжимаемости твердого дейтерия в области давлений до 500 ГПа, выполненные с магнитно-кумулятивными генераторами МК-1 [18].

Для учета влияния упругопластических свойств для оболочек из сталей 40Х и Ст. 3 в расчетах данной работы использовались 1) упругопластическая модель динамического деформирования²⁾ [74]; 2) гидродинамическое (ГД) приближение (без учета прочностных свойств); 3) модель с постоянным пределом текучести; 4) релаксационная модель сдвиговой прочности РИНГ [75] и 5) модель прочности Джонсона–Кука (ДК) [76].

Значения параметров модели ДК непосредственно для рассматриваемых сталей не известны, поэтому в расчетах в настоящей работе использовались параметры для составов Carpenter Electric Iron и 4340 Steel [77]. Статические и динамические значения предела текучести для стали Ст. 3 соответственно равны 0.21 и 0.86 ГПа, для закаленной стали 40Х — 0.82 и 1.66 ГПа [78]. Во всех расчетах зада-

валась откольная прочность $\sigma_x = -4$ ГПа для стали Ст.3 и $\sigma_x = -5$ ГПа для стали 40Х.

Экспериментальные ударные адиабаты для сталей 40Х и Ст.3 практически совпадают [79]. Поэтому для обеих марок стали использовалось УРС железа [80], дополненное алгоритмами для расчета состояний двухфазной области жидкость–пар и модифицированными зависимостями для расчета потенциальных составляющих энергии и давления. Однофазное УРС железа [80] хорошо описывает ударную адиабату, но сглаживает фазовый α – ϵ -переход первого рода при $P \approx 13$ ГПа. Расчеты с учетом фазового перехода в железе по УРС из работы [81] не привели к существенному изменению результатов.

Давление в плазме сжатого дейтерия определялось из газодинамических расчетов с учетом реальных термодинамических и прочностных свойств всех элементов экспериментальных устройств и их УРС. Основным критерием истинности получаемого в расчетах давления можно считать удовлетворительное описание всей $R(t)$ -траектории движения оболочек экспериментального устройства.

Из расчетов конструкций кроме $R(t)$ -диаграмм получены также распределения давлений $P(R)$, температур $T(R)$ и плотностей $\rho(R)$ в плазме дейтерия по радиусу полости. Учитывая кумулятивный характер процесса сжатия в устройствах цилиндрической и сферической геометрий, для оценки основных термодинамических параметров сжатой плазмы авторы использовали значения давления и температуры в плазме дейтерия в момент ее максимального сжатия (момент «остановки»), полученные усреднением расчетных значений $P(R)$ и $T(R)$ по массе.

4.1. Опыты по цилиндрическому сжатию

Важное значение для определения параметров УРС плазмы дейтерия имеет регистрация траекторий движения оболочек второго каскада без газа во внутренней полости (эталонная кривая). Торможение этой оболочки плазмой, которое проявляется лишь на конечной стадии процесса сжатия и приводит к отклонению $R(t)$ -траектории от эталонной, полностью определяется свойствами сжатой плазмы, что реально позволяет использовать метод $R(t)$ -диаграмм для определения УРС. Совпадение (см. ниже) на значительном участке $R(t)$ -траекторий движения оболочек при наличии и отсутствии газа позволило авторам отказаться от проведения «эталонных» опытов. Для тестирования расчетных моделей оказалось достаточно в каждом динамичес-

¹⁾ Коэффициенты этого уравнения были подобраны и любезно предоставлены авторам А. Б. Медведевым.

²⁾ Параметры для стали (всего 9 эмпирических параметров) были подобраны Б. Л. Глушаком.

ком эксперименте электроконтактным методом регистрировать время прихода УВ на внешнюю границу плексигласовой прокладки, внешнюю границу оболочки первого каскада и внутреннюю границу оболочки второго каскада (ВГО2), а при анализе данных для каждого экспериментального устройства в расчетах подобрать энергетику ВВ таким образом, чтобы воспроизвести положение оболочек в этих контрольных точках.

М1. Экспериментальные данные для устройства М1 самосогласованы и не имеют каких-либо особенностей. Результаты расчетов устройства М1, проведенных с использованием УРС дейтерия [22] в рамках модели упругопластического деформирования [74], показали, что разброс рассчитанного и экспериментального значений внутреннего радиуса оболочки второго каскада находится в диапазоне от -0.6% до $+1.4\%$. Давление в этом случае составляет величину $P_{mean} = 68$ ГПа. Значение давления находилось из расчета, в котором $R(t)$ -траектория согласуется с экспериментальными данными в пределах их разброса. Величина разброса является оценкой экспериментальной погрешности определения радиуса по отдельной рентгенограмме и в данной работе для устройств цилиндрической геометрии не превышает по модулю 0.6 мм.

Расчеты, проведенные в гидродинамическом приближении и со статическим пределом текучести для стальных оболочек, дали результаты, близкие друг к другу и наиболее далекие от экспериментальных значений.

Здесь и ниже для всех экспериментальных устройств приводятся оценки термодинамических параметров на момент максимального сжатия плазмы дейтерия.

М2, М3. Остановимся подробнее на результатах, полученных в экспериментах с устройствами М2 и М3, учитывая их важность для постулирования скачка плотности в плазме сжатого дейтерия. На рис. 7 приведены результаты расчетов $R(t)$ -траекторий движения УВ и ВГО2 для устройства М2. Как видно на рисунке, первоначально в газ выходит первая УВ (точка p1), которую затем догоняет УВ (точка p2), отраженная от внешней оболочки, после чего результирующая волна движется к центру устройства, сжимая и нагревая дейтерий. После прихода первой УВ к оси системы в момент времени $t = t_{foc}$ (момент «фокусировки») формируется первая отраженная УВ, которая дополнительно сжимает и нагревает плазму. Расчеты показывают, что в использованном устройстве М2 дейтериевая плазма сжимается серией из восьми ударных волн, в том

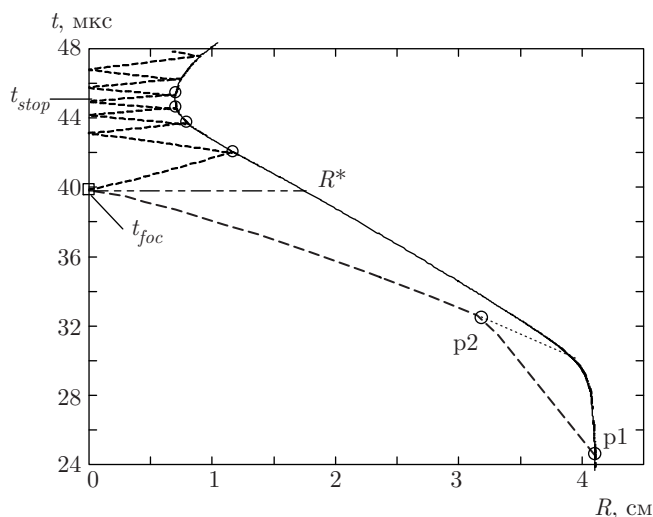


Рис. 7. $R(t)$ -траектории движения УВ (штриховые кривые) и ВГО2 (сплошная кривая) для устройства М2

числе и отраженных от сходящейся к оси стальной оболочки. Можно считать, что «мягкое» изэнтропическое сжатие в использованном устройстве реализуется с момента времени $t = t_{foc}$ после сжатия дейтерия в первой УВ и ее отражения от оси устройства, когда внутренняя граница оболочки находится на радиусе $R^* \approx (2/5)r_{02} = 1.725$ см. Из анализа расчета следует, что давление в оболочке вблизи ее внутренней границы в момент выхода УВ в газ (p1) составляет всего $P_1 \approx 0.7$ ГПа. При такой амплитуде УВ засорение газовой полости частицами материала оболочки не происходит, что гарантирует корректное измерение сжимаемости дейтериевой плазмы, повышает качество регистрации и обработки рентгенограмм.

Результаты экспериментов для устройства М2 и расчеты $R(t)$ -диаграмм оболочек, выполненные в различных приближениях, приведены на рис. 8. Как видно на рис. 8а, расчет с использованием УРС дейтерия [22] при учете упругопластических свойств металла оболочек по модели [74] описывает траектории движения границ обеих оболочек и все контрольные точки (p1, p2 и p3) движения УВ. Здесь точка p1 — время t_1 прихода УВ на внешнюю границу плексигласовой оболочки; точка p2 — время t_2 прихода УВ на наружную границу Об.1, точка p3 — время t_3 прихода УВ на ВГО2 и точка p4 — время первого рентгенографирования t_4 . При этом данные расчета воспроизводят и измеренный интервал времени $\Delta t = t_4 - t_2$ между контрольными точками. На рис. 8б показаны результаты расчетов $R(t)$ -диаграмм в области А максимального сжатия плазмы.

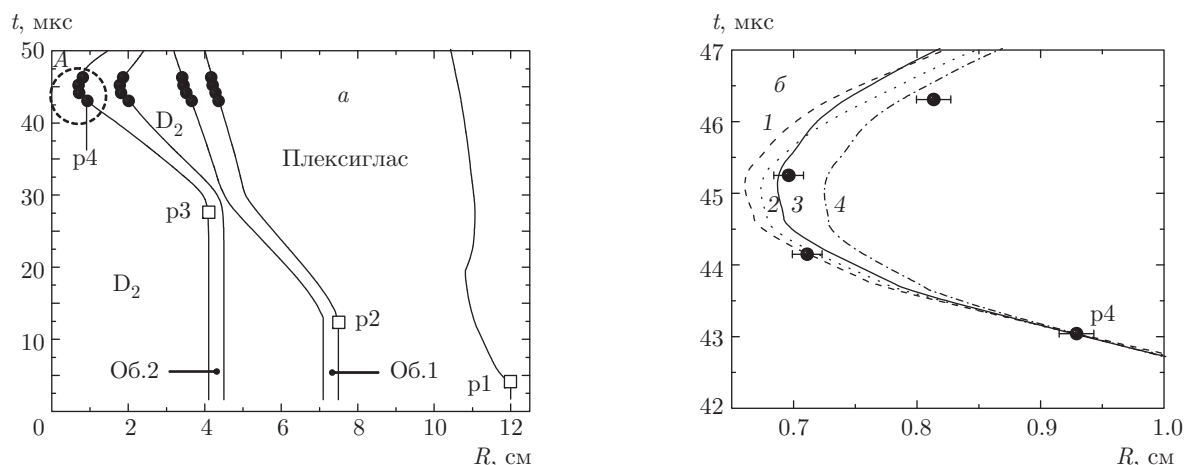


Рис. 8. $R(t)$ -диаграммы движения границ оболочек в экспериментальном устройстве М2: *a* — эксперимент ($\square$ — электроконтактные измерения, $\bullet$ — данные рентгенографирования) и расчет (кривые); p_1 , p_2 , p_3 — контрольные точки для тестирования газодинамики; *б* — расчеты по УРС дейтерия [22] в области *A* максимального сжатия плазмы (1 — ГД-приближение; 2 — модель прочности РИНГ [75]; 3 — модель прочности [74]) и по УРС дейтерия [72] с моделью прочности [74] — кривая 4

При выбранной методике расчетов на рис. 8*б* видно, что кривые, рассчитанные с использованием УРС дейтерия [22] при учете упругопластических свойств для металла оболочек по модели РИНГ [75] и в ГД-приближении, не описывают данных рентгенографирования при высоких степенях сжатия. Также далек от экспериментальных данных и расчет по УРС дейтерия [72] с моделью прочности для металла оболочек [74].

Из анализа результатов следует, что до первого момента рентгенографирования (p_4) расчеты во всех приближениях практически совпадают. Это указывает на слабое влияние плазмы дейтерия на динамику ее сжатия в обширной области $R(t)$ -диаграммы, что и позволяет исключить проведение дорогостоящих экспериментов без газа для выбора методики счета. В фазе разлета полость оболочки, из-за возникновения неустойчивости Релея–Тейлора [82] на границе раздела оболочки и сжимаемой среды, искажается. Данные рентгенографирования на стадии разлета во всех случаях отличаются от результатов одномерных расчетов.

Результаты расчетов $R(t)$ -диаграмм оболочек, выполненные в различных приближениях, и данные экспериментов для устройства М3 приведены на рис. 9. Независимо от использованных моделей прочности и УРС дейтерия [22] и [72] все рассчитанные $R(t)$ -диаграммы (рис. 9*а*) хорошо описывают движение границ обеих оболочек устройства и положение УВ в контрольных точках p_1 и p_2 вплоть до момента первого рентгенографирования (p_3). Одна-

ко в области максимального сжатия *A*, как видно на рис. 9*б*, расчеты $R(t)$ -диаграмм начинают зависеть от теоретических моделей УРС дейтериевой плазмы. Наблюдаемое в опытах с устройством М3 отклонение экспериментальных данных от проведенных расчетов можно объяснить, предположив, что УРС дейтерия [22], которое в основном тарировалось по экспериментальным данным [10, 11], в этом интервале давлений излишне «жесткое». Для описания данных, полученных с устройством М3, авторами было подобрано УРС дейтерия в форме МГ с учетом «холодной» изотермы из работы [73]. Результаты расчетов $R(t)$ -диаграмм для устройства М3 с «мягким» УРС дейтерия в форме МГ приведены на рис. 9*б*. Видно, что качество описания опытов на устройстве М3 заметно улучшилось.

Из распределений давления и плотности в плазме дейтерия по радиусу полости, рассчитанных с использованием УРС дейтерия в форме МГ, для устройства М3 на момент максимального сжатия следует, что усредненное по массе сжатого дейтерия давление имеет значение $P_{mean} = 147$ ГПа для области, где сосредоточено 95 % массы газа. Отклонение профиля давлений от P_{mean} составляет примерно 12.6 %. Из расчета следует, что в области, где сосредоточено 95 % сжатого дейтерия, экспериментальное значение плотности $\rho_{exp} = 1.78 \pm 0.14$ г/см³ согласуется с рассчитанным средним значением $\rho_{mean} = 1.608$ г/см³ в пределах 10.7 %.

М6. С использованием схемы опытов, приведенной на рис. 3, в настоящей работе был выполнен

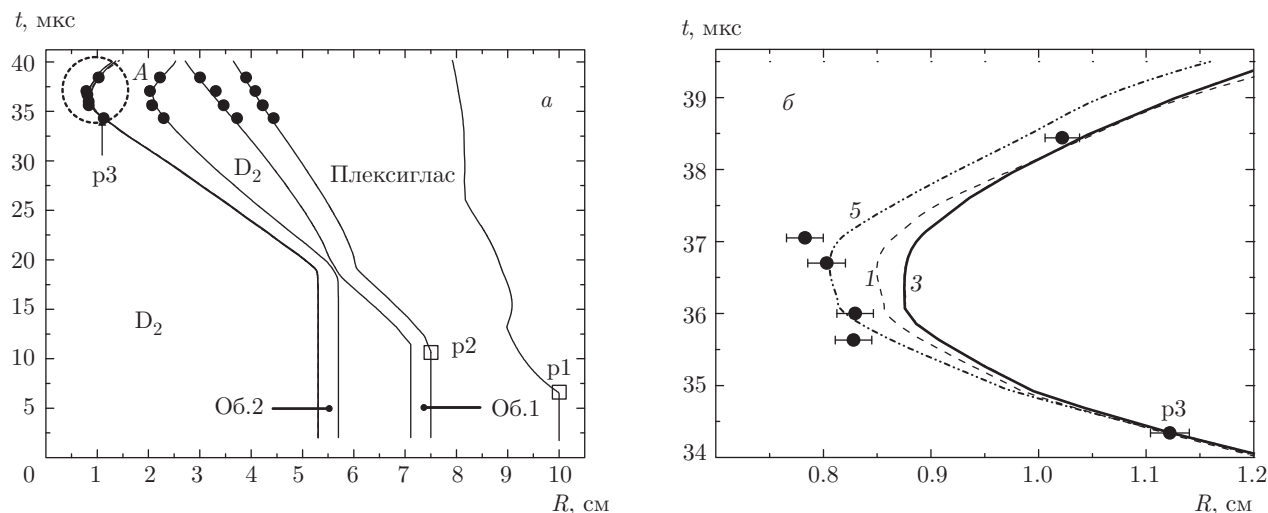


Рис. 9. То же, что на рис. 8 для экспериментального устройства М3 (кривая 5 на рис. б — УРС МГ для дейтерия в ГД-приближении)

новый эксперимент по измерению сжимаемости газообразного дейтерия с устройством М6, характеристики которого приведены выше в табл. 1. Для повышения давления сжатого дейтерия в устройстве М6 был уменьшен диаметр R_{02} оболочки второго каскада. Из всей совокупности проведенных расчетов лучшее описание экспериментальных данных в области максимального сжатия достигнуто в ГД-приближении при использовании «мягкого» УРС дейтерия в форме МГ.

Скачок плотности сжатого дейтерия, отмеченный в работе [1], был зарегистрирован в опытах с устройствами М2 и М3, отличающимися друг от друга массой ВВ (соответственно 16 и 24 кг), размерами r_{02} внутренней оболочки 41 и 53 мм и способами регистрации изображений (рентгеновская пленка и АДС-экраны). Поэтому для уточнения области аномалии плотности в плазме сжатого дейтерия было разработано новое (см. рис. 1б) цилиндрическое устройство М7, в котором, как и в устройстве М2, для сжатия использован заряд ВВ массой 16 кг, а для регистрации рентгеновских изображений — набор из нескольких сложенных вместе фотохромных экранов. Для повышения давления сжатого дейтерия размер внутренней оболочки был уменьшен до $R_{02} = 37$ мм. Для проведения опытов был изготовлен новый источник дейтерия, способный наполнять газом объемы до 5 литров давлением до 50 МПа (500 атм), что позволило убрать из экспериментального устройства (см. рис. 1а) металлические вставки 6 и тем самым устранить их влияние на возмущение газа. Характеристики устройства М7 приведены выше в табл. 1.

М7. Эксперименты с устройством М7 выполнены по схеме, приведенной выше на рис. 3 (четыре опыта). Дополнительно проведен эксперимент на рентгенографическом комплексе [65] по схеме, показанной на рис. 5. Результаты, полученные в серии опытов с устройством М7 вместе с рассчитанной $R(t)$ -траекторией приведены на рис. 10а. На рис. 10б показаны типичные экспериментальные рентгенограммы. Анализ полученных данных показывает, что лучшее описание экспериментальных $R(t)$ -данных достигается при использовании УРС дейтерия в форме МГ с моделью прочности железа [74]. Найденное давление сжатой плазмы дейтерия для эксперимента с устройством М7 составляет $P_{mean} = 157$ ГПа. Неопределенность найденного давления в области, где сосредоточено 95 % массы газа, равна примерно 9.1 %. В опыте зарегистрирована плотность сжатой дейтериевой плазмы $\rho_{exp} = 1.68$ г/см³, которая практически совпадает с рассчитанной величиной $\rho_{mean} = 1.649$ г/см³ со средней неопределенностью около 2 % в области, где сосредоточено 95 % массы вещества. Таким образом, эксперименты с устройством М7 дополняют серию опытов, выполненных в диапазоне давлений $P \approx (70-150)$ ГПа с одинаковой энергетикой ВВ, что заметно устраняет неопределенность в описании экспериментальных данных в области скачка плотности из работы [1], вызванного ПФП.

Определенным недостатком цилиндрических устройств, использованных в исследованиях сжимаемости дейтерия, является заметная неравномерность распределения по радиусу полости термодинамических характеристик сжатой плазмы.

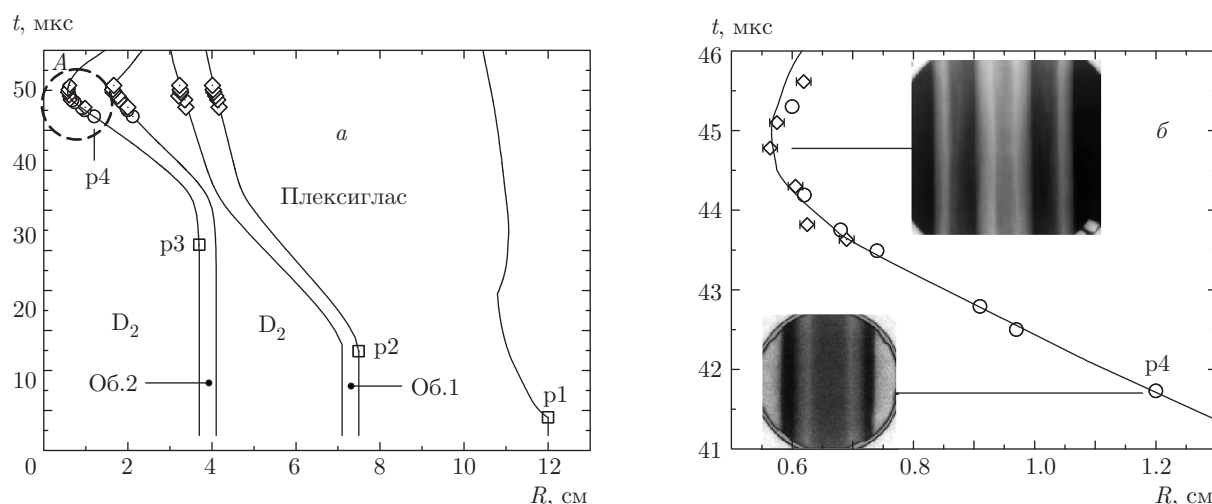


Рис. 10. $R(t)$ -диаграммы движения границ оболочек в экспериментальном устройстве М7. Эксперимент: электроконтактные измерения ($\square$) и данные рентгенографирования ($\diamond$ — регистрация на АДС-экранах, $\circ$ — оптико-электронная регистрация); расчет (сплошные кривые); p1–p3 — контрольные точки для тестирования газодинамики; p4 — время (t_4) первого рентгенографирования; б — расчет для ВГО2 по УРС МГ дейтерия с моделью прочности [74] для зоны А

Для устранения кумулятивного эффекта в устройствах цилиндрической геометрии была разработана новая конструкция устройства [83], приведенная выше на рис. 16. Авторы расположили по оси устройства металлический стержень, что привело к изменению характера отражения и выравниванию давления в сжатой полости с плазмой с неопределенностью не выше 4–6 %.

Характеристики нового устройства М8 приведены выше в табл. 1. В экспериментальном устройстве использован металлический стержень из стали Ст.3 с начальным радиусом $R_{st} = 4.5$ мм. Эксперимент выполнен на рентгенографическом комплексе [65] с использованием оптико-электронной системы регистрации. Типичные рентгенограммы опыта приведены на рис. 11 вместе с экспериментальными данными и рассчитанными $R(t)$ -диаграммами. В эксперименте фиксировалось движение УВ по элементам конструкции в контрольных точках p1, p2 и p3 с помощью электроконтактных и пьезоэлектрических датчиков. Как видно на рис. 11б,в, данные расчета с использованием УРС дейтерия [22] при учете упругопластических свойств для металла оболочек по модели [74] хорошо описывают как траектории движения границ внутренней оболочки, стального стержня и все контрольные точки (p1, p2 и p3) движения УВ, так и данные эксперимента в области максимального сжатия (А) дейтериевой плазмы. Как следует из расчета, в момент максимального сжатия для данного экспериментального

устройства в дейтериевой плазме реализуется давление $P_{mean} = 152$ ГПа с неопределенностью не более 4 %. Экспериментальное значение средней плотности $\rho_{mean} = 1.46$ г/см³ согласуется с рассчитанной величиной $\rho_{calc} = 1.52$ г/см³ с неопределенностью в 4 %.

Анализ полученных данных показывает, что учет упругопластических свойств сталей мало сказывается на сжимаемости дейтерия. Однако с изменением моделей прочности меняется оценка давления сжатой плазмы. Критерием корректности расчета давлений в плазме сжатого дейтерия в настоящей работе явилось наилучшее описание экспериментальных $R(t)$ -данных, которое для цилиндрических устройств М1, М2 и М8 (с массой ВВ от 16 до 18 кг) достигается с использованием в расчетах модели прочности железа [74] и УРС дейтерия [22] для состояния газа в обеих полостях устройств. Реальное движение оболочек для устройств М3, М4, М5, М6 (масса ВВ около 24 и 32 кг) лучше воспроизводится в расчете с использованием «мягкого» УРС дейтерия в форме МГ для состояния газа во внутренней полости и по УРС [22] — во внешней без учета прочностных свойств оболочек (ГД-приближение). Для описания данных в экспериментах с устройством М7 (масса ВВ около 16 кг) использовано УРС дейтерия МГ, но с моделью прочности железа [74].

Расчеты $R(t)$ -диаграмм, проведенные с использованием статических значений предела текучести

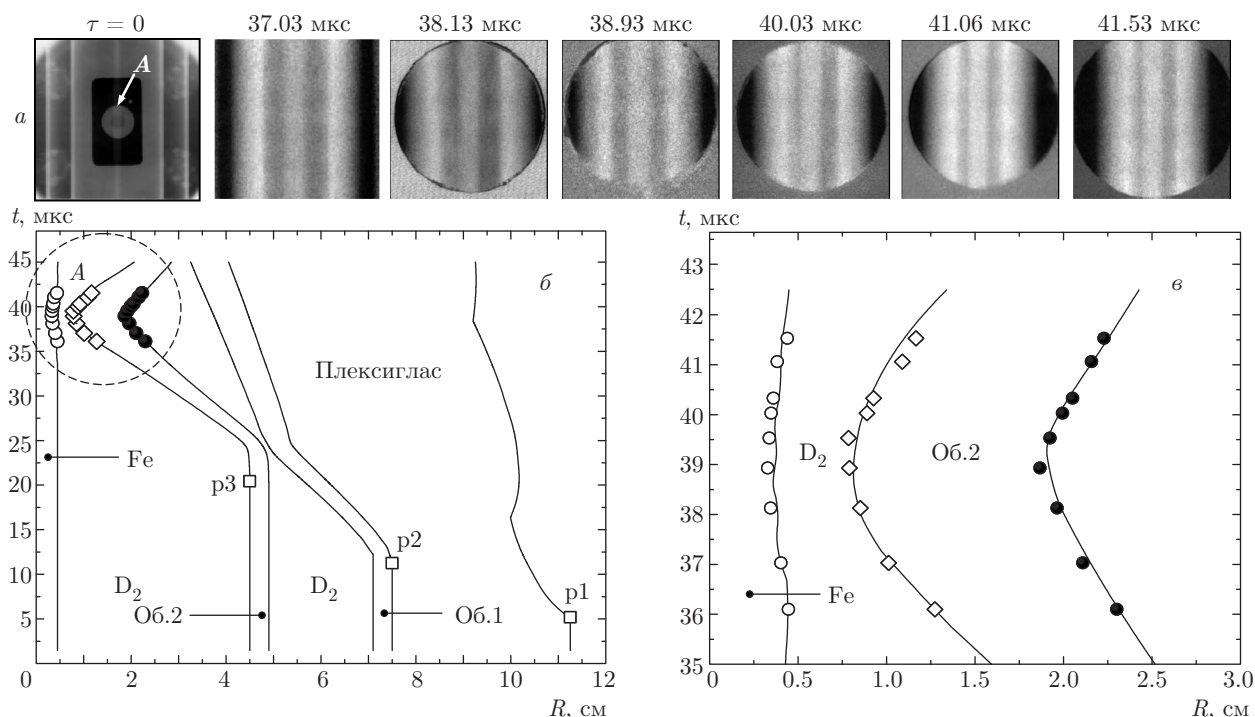


Рис. 11. Сравнение экспериментальных (а) и рассчитанных (б,в) $R(t)$ -данных в опыте с устройством М8 (А — область регистрации рентгеновских изображений). Эксперимент: $\circ$ — граница стального стержня, $\diamond$ и $\bullet$ — соответственно внутренняя и внешняя границы оболочки Об.2; кривые — расчет по УРС дейтерия [22] с моделью прочности [74]; в — область А в увеличенном масштабе

сталей и с моделью прочности ДК [76], хуже согласуются с результатами экспериментов и поэтому здесь не приводятся.

4.2. Опыты по сферическому сжатию

В результате экспериментов со сферическими устройствами МВ1–МВ4 измерены плотности квазиизотропически сжатого дейтерия в диапазоне 4.2–5.5 г/см³ в области давлений 1800–5500 ГПа [62–64].

Анализ показал, что при давлениях сжатого дейтерия $P \approx 1800$ –2000 ГПа экспериментальные данные, полученные с использованием сферических конструкций МВ1–МВ3, согласуются друг с другом и с результатами одномерных газодинамических расчетов, использующих УРС дейтерия в форме [22] без учета прочностных свойств материала оболочек (ГД-приближение). Отдельно остановимся на экспериментах с конструкцией МВ4 [64]. С этим устройством проведены два опыта, в которых получено 15 рентгенограмм, детально воспроизводящих процесс сжатия плазмы дейтерия, что позволило надежно зафиксировать момент ее максимального сжатия. В настоящей работе проведена повторная независи-

мая обработка рентгенограмм, зарегистрированных в опыте МВ4, методом работы [59] в 12 сечениях на каждый момент времени рентгенографирования и уточнен радиус плазмы дейтерия при максимальном сжатии, $R_{exp} = 7.46 \pm 0.63$ мм. Величина ошибки измерения радиуса указана с учетом коэффициента Стьюдента для 12 измерений при доверительной вероятности 90 %.

Результаты расчетов $R(t)$ -диаграмм процесса сжатия плазмы дейтерия и экспериментальные данные, полученные по результатам обработки рентгенограмм и газодинамической отработки экспериментального устройства МВ4, приведены на рис. 12. Видно (рис. 12а), что рассчитанная $R(t)$ -траектория хорошо согласуется с данными газодинамического исследования динамики движения оболочки первого каскада, что позволяет считать откалиброванной методику расчета устройства МВ4 [64]. Расчеты $R(t)$ -траекторий для области А максимального сжатия дейтериевой плазмы, проведенные по УРС дейтерия [22] и [72], как видно на рис. 12б, хорошо согласуются друг с другом (кривые практически совпадают). При максимальном сжатии плазмы дейтерия откло-

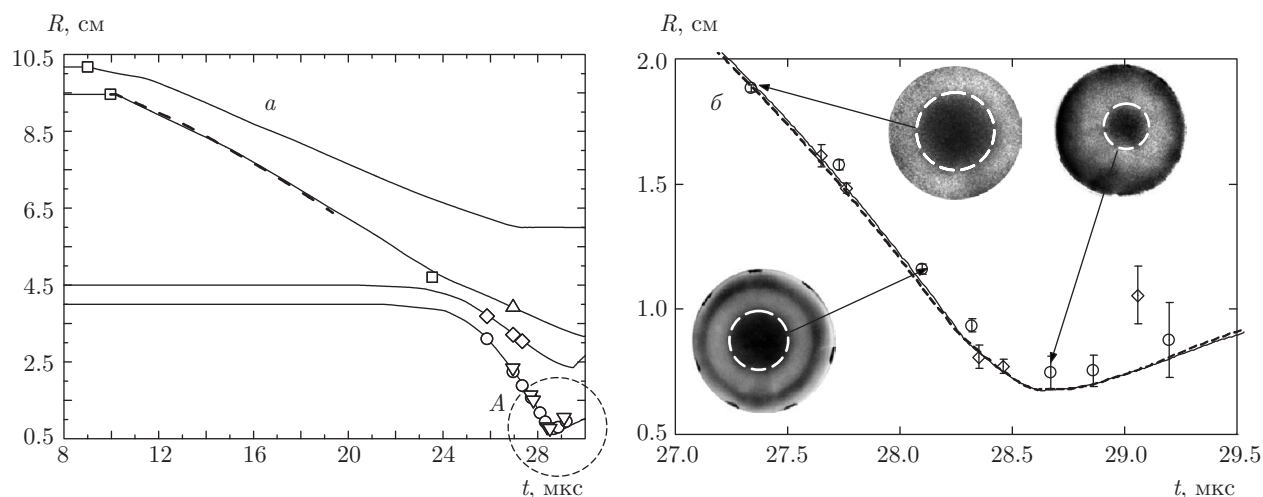


Рис. 12. $R(t)$ -диаграммы движения оболочек экспериментального устройства с дейтерием: *a*) сплошные кривые — рассчитанные траектории движения границ устройства; $\square$ — электроконтактные измерения движения УВ; штриховые кривые — зарегистрированная методом PDV траектория движения внутренней границы внешней оболочки (О6.1). Результаты рентгенографирования: $\triangle$ — внутренняя граница оболочки первого каскада (Fe1); $\diamond$ — внешняя граница оболочки второго каскада (О6.2); $\circ$ (опыт 1) и ∇ (опыт 2) — внутренняя граница оболочки второго каскада (О6.2). *б*) Характерные рентгенограммы и $R(t)$ -диаграммы внутренней границы оболочки второго каскада (О6.2) в увеличенном масштабе, рассчитанные по УРС дейтерия [22] (сплошная кривая) и [72] (штриховая)

нение рассчитанных по УРС дейтерия [22] и [72] $R(t)$ -траекторий ($R_{calc} = 6.755$ мм) от экспериментального значения радиуса сжатой полости $R_{exp} = 7.46 \pm 0.63$ мм составляет около 10%, а с учетом ошибки эксперимента — около 1% от нижней границы доверительного интервала. Рассчитанное значение давления для этого устройства составляет $P_{[22]} = 5450 \pm 900$ ГПа при плотности $\rho_{[22]} = 7.3$ г/см³ и температуре $T_{[22]} = 24500$ К.

Типичные рентгенограммы полостей оболочки в различные моменты времени сжатия дейтерия для одного из опытов с устройством МВ4, на которые также нанесены эквивалентные радиусы газовой полости (белые штрихи), показаны на рис. 12б.

5. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

Совокупность экспериментальных данных вместе с результатами уточнений из работ [1, 62–64] приведены в табл. 2 и 3 для опытов с цилиндрическими и сферическими устройствами и на рис. 13 в координатах $P(\rho)$ вместе с данными работ [10, 11]. Температура дейтериевой плазмы рассчитана по УРС [22]. Как видно из рис. 13а, в экспериментах [1] и в настоящей работе зарегистрирована аномалия в сжимаемости плазмы дейтерия, сопровождающаяся скачком плотности на адиабате $(\partial P / \partial \rho)_S = 0$ в диапазоне $\Delta \rho = 1.46$ – 1.68 г/см³ при температу-

ре $T \approx 3700$ К (среднее значение температуры для устройств М7 и М8). Наличие аномалии в плотности сжатой плазмы дейтерия становится еще более убедительным с учетом всей совокупности экспериментальных данных в области давлений $P = 30$ – 6000 ГПа. Как видно из рис. 13а, все полученные результаты можно описать двумя прямыми линиями, а изменение в наклоне производной $dP/d\rho$ после скачка плотности (независимо от величины $\Delta \rho$ этого скачка) указывает на наличие фазового перехода, который в работе [1] связывается с ПФП. Новые данные, полученные в настоящей работе на устройствах М7 и М8, более определенно оценивают величину давления этого перехода, $P \approx 154$ ГПа.

На рис. 13а видно, что одна экспериментальная точка K , полученная в опыте со сферическим устройством [10, 11], отклоняется от гладкой зависимости $P(\rho)$, демонстрируемой всеми остальными данными в диапазоне давлений выше 200 ГПа. Тот факт, что в этой области давлений в экспериментах [1] зарегистрирована более высокая сжимаемость плазмы дейтерия, мы связываем с использованием новой техники сжатия газа в двухкаскадных устройствах цилиндрической геометрии, что позволило получить более высокую четкость рентгенограмм, а следовательно, и меньшую ошибку в экспериментальных данных. Кроме того, авторы провели газодинамический расчет конструкции, на кото-

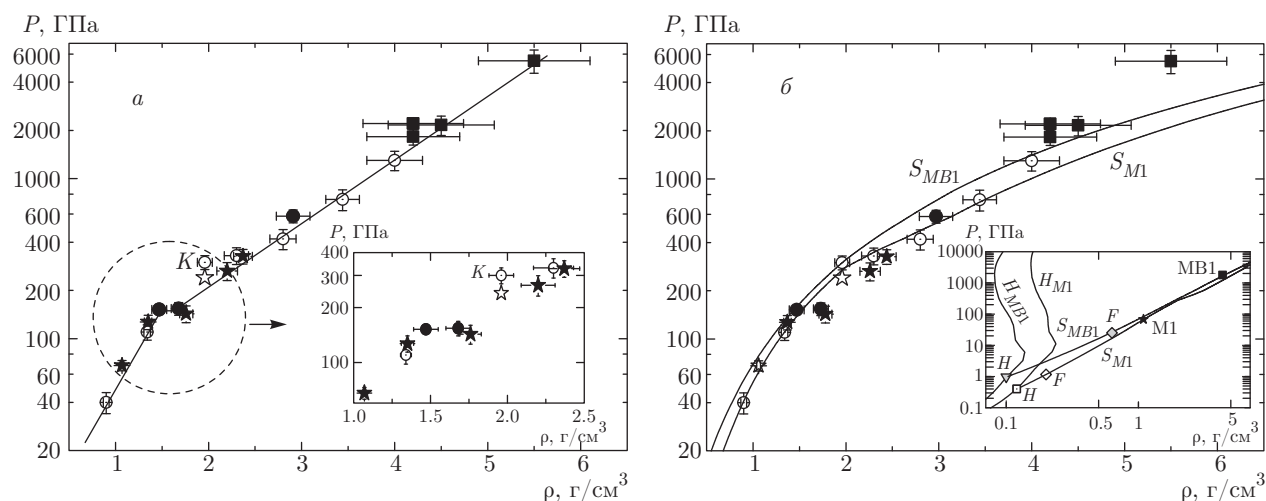


Рис. 13. Квазиизэнтропическое сжатие газообразного дейтерия в области давлений до 5500 ГПа. Эксперимент: $\circ$ — [10, 11]; $\bullet$ — настоящая работа; $\blacksquare$ — [62–64]; светлая звездочка — [1]; темная звездочка — точка из работы [10], пересчитанная по давлению; линии — аппроксимации. Здесь: H_{M1} и H_{MB1} — ударные адиабаты в экспериментах M1 и MB1; S_{M1} и S_{MB1} — изэнтропы из состояний M1 и MB1; H — состояние на ударных адиабатах, F — параметры дейтерия в состоянии «фокусировки» УВ

Таблица 2. Параметры сжатой плазмы дейтерия в устройствах цилиндрической геометрии

№	r_{02} , мм	R_{min} , мм	ρ_0 , г/см ³	ρ_{exp} , г/см ³	P_{mean} , ГПа	ρ_{mean} , г/см ³	T_{mean} , К	ρ_{foc} , г/см ³	P_{foc} , ГПа	T_{foc} , К	U_{shell} , км/с
M1	53	10.20 ± 0.13	0.0397	1.07 ± 0.02	68 ± 5	1.095	3200	0.20	1.16	1243	2.20
M2	41	6.94 ± 0.12	0.0386	1.35 ± 0.04	127 ± 13	1.415	3530	0.23	1.50	1239	2.52
M3	53	7.82 ± 0.16	0.0384	1.76 ± 0.07	143 ± 17	1.583	4100	0.19	1.60	2060	2.86
M4	53	7.00 ± 0.16	0.0386	2.20 ± 0.11	265 ± 33	2.064	5180	0.22	2.75	3027	3.60
M5	40	5.09 ± 0.16	0.0384	2.37 ± 0.14	327 ± 34	2.286	5100	0.23	2.31	2196	3.58
M6	30	3.46 ± 0.11	0.0387	2.91 ± 0.18	583 ± 55	3.079	5850	0.29	4.17	2908	4.34
M7	37	5.60 ± 0.11	0.0385	1.68 ± 0.08	154 ± 14	1.649	3560	0.19	1.90	2546	2.68
M8	41	7.90 ± 0.15	0.0380	1.46 ± 0.06	152 ± 6	1.520	3790	0.21	1.23	1193	3.0

Таблица 3. Уточненные параметры сжатой плазмы дейтерия в устройствах сферической геометрии [62–64]

№	r_{02} , мм	R_{min} , мм	ρ_0 , г/см ³	ρ_{exp} , г/см ³	P_{mean} , ГПа	ρ_{mean} , г/см ³	T_{mean} , К	ρ_{foc} , г/см ³	P_{foc} , ГПа	T_{foc} , К	U_{shell} , км/с
MB1	51	10.7	0.0384	4.2 ± 0.5	1830^{+200}_{-200}	4.69	15.3	0.64	23.53	5066	6.93
MB2	54	9.0	0.0193	4.2 ± 0.5	2215^{+200}_{-200}	4.85	22	0.38	9.80	5822	7.22
MB3	48.5	9.8	0.0369	4.5 ± 0.6	2160^{+300}_{-300}	4.97	19.5	0.89	49.69	5512	9.75
MB4	40	7.46	0.0359	5.5 ± 0.7	5450^{+900}_{-900}	7.30	24.5	0.93	55.94	4583	10.75

рой была получена точка K , на основе тех моделей УРС, которые использовались при описании данных настоящей работы. Оказалось, что для точки K ($\rho = 1.96 \pm 0.08$ г/см³ при $T = 4200$ К) давление снизилось до $P = 260 \pm 60$ ГПа вместо $P = 300$ ГПа [10]. Аналогичные расчеты, проведенные для других опытов из работ [10, 11], показали их удовлетворительную согласованность. Полученное значение для давления в точке K , приведенное на рис. 13а, лучше согласуется со всеми остальными результатами настоящей работы при давлениях $P \geq 200$ ГПа.

Почти горизонтальный участок зависимости $P = P(\rho)$ на рис. 13а при давлении $P = 154$ ГПа, зарегистрированный в настоящей работе, и скачок плотности сжатого дейтерия в области давлений 125–150 ГПа, вызванный ПФП [1, 4, 5], согласуются между собой и подтверждаются результатами работ [33, 34]. Данному выводу не противоречат и результаты работы [37]. Отметим, что авторы этой работы акцентируют свои выводы на росте коэффициента отражения при давлениях 280–305 ГПа, связывая этот рост с переходом диэлектрик–металл. Вместе с тем, как показывают оценки, уже для точек 2 и 3 из работы [1] концентрация электронов может достигать значений $n_e \sim 10^{25}$ см⁻³, что значительно превосходит критическую плотность электронов $n_{cr} \sim 10^{21}$ см⁻³ для плазменной частоты $\omega \approx 3.5 \cdot 10^{15}$ с⁻¹ ($\lambda = 532$ нм), что может привести к особенностям в оптических свойствах, начиная с давлений $P \approx 120$ ГПа.

Как следует из постановки экспериментов в настоящей работе, первоначально дейтерий сжимается в УВ. Следовательно, исходное состояние для расчета изэнтроп должно находиться на ударной адиабате. Изэнтропическим процесс сжатия можно считать только с момента времени, когда первая УВ прошла всю область газа, «сфокусировалась» в центре оболочки (момент «фокусировки» t_{foc}) и отразилась в уже сжатый и нагретый первой волной газ. Практически, с учетом того, что имеется дополнительное сжатие газа движущейся к центру оболочки, не будет ошибкой считать, что изэнтропическое сжатие реализуется уже с момента «фокусировки» ударной волны на оси устройства. В этой связи отметим, что некорректно рассчитывать изэнтропы из исходного газового состояния дейтерия, что имеет место в работе [84]. Состояния газа на момент «фокусировки» ударной волны (ρ_{foc} , P_{foc} , T_{foc}) и скорости движения оболочки U_{shell} приведены в табл. 2 и 3.

При расчете изэнтроп использовался следующий подход. Строилась изэнтропа разгрузки из расчи-

танных состояний плазмы дейтерия, достигнутых в экспериментах, до ее пересечения с ударной адиабатой путем решения обратной задачи нахождения исходного состояния на ударной адиабате. Для примера, на рис. 13б приведены две изэнтропы, S_{M1} и S_{MB1} , рассчитанные по УРС [22] для состояний плазмы дейтерия в устройствах М1 ($\rho = 1.07$ г/см³ и $P = 68$ ГПа) и МВ1 ($\rho = 4.3$ г/см³ и $P = 1830$ ГПа). Там же показаны ударные адиабаты дейтерия, H_{M1} и H_{MB1} , для этих устройств. Как видно на рисунке, изэнтропы S_{M1} и S_{MB1} проходят через состояния «фокусировки» F и пересекают ударные адиабаты в точках H , определяя исходные параметры P_H – ρ_H на ударной адиабате для «прямого» расчета изэнтроп. Результаты расчетов показывают, что изэнтропа S_{M1} описывает данные опыта М1, но не описывает состояние в опыте МВ1, что указывает на необходимость индивидуального расчета изэнтроп для каждого устройства. По этой причине описание данных работы [1] изэнтропой, стартующей из конечного сжатого состояния в опыте М1, использованное в работах [84, 85], представляется нам некорректным. В частном случае, как показал анализ данных, изэнтропа S_{M1} проходит через состояния «фокусировки» для опытов М2 и М8, что позволяет использовать единую изэнтропу для описания данных в состояниях М1, М2 и М8. Рассчитанные по УРС [22] параметры дейтерия на ударных адиабатах приведены в табл. 4 (значения в скобках).

Взаимное положение экспериментальных данных, изэнтроп S_{M1} , S_{MB1} и «холодных» адиабат из работ [22] и [72] показано на рис. 14. Видно, что качественно ход «холодных» кривых 1 [22] и 2 [72] при давлениях до $P = 200$ ГПа и выше $P = 300$ ГПа согласуется, различаясь в предсказаниях давлений фазового перехода в дейтерии в области $P = 200$ – 300 ГПа и величины скачка плотности.

С учетом величины ошибки по давлению авторы не находят никакого противоречия в положении данных работы [18] и настоящей работы. Кроме того, есть определенные сомнения в результатах работы [18], связанные с возможностью получения образцов дейтерия кристаллической плотности в процессе осаждения газообразного дейтерия на охлаждаемую гелием металлическую поверхность в криогенном устройстве.

На графике рис. 14 также видно, что скачок плотности, определенный в работе [22] на изотерме $T = 0$ К при давлении $P \approx 300$ ГПа, сглаживается, как следствие повышения температуры уже на изэнтропе $S_{M1} = 41.6$ Дж/г·К (кривая 3) для опы-

Таблица 4. Состояние дейтерия за первой ударной волной, рассчитанное с использованием УРС SANA-D

№	ρ_H , г/см ³	P_H , ГПа	T , К	S , Дж/г·К	PV/RT	D , км/с
M1	0.129 (0.12)	0.3028 (0.4)	490	22.2	1.16	3.18
M2	0.132 (0.113)	0.3722 (0.329)	613	23.5	1.12	3.57
M3	0.136 (0.147)	0.4645 (0.97)	758	24.7	1.09	3.99
M4	0.146 (0.16)	0.7086 (1.55)	1121	27.0	1.05	4.90
M5	0.144 (0.146)	0.6939 (0.934)	1114	27.0	1.05	4.87
M6	0.155 (0.153)	0.9983 (1.238)	1540	29.0	1.02	5.79
M7	0.134 (0.156)	0.4146 (1.31)	677	24.1	1.11	3.76
M8	0.138 (0.114)	0.5053 (0.338)	821	25.2	1.08	4.16
MB1	0.187 (0.11)	2.4718 (0.98)	3349	34.4	0.96	8.82
MB2	0.106 (0.16)	1.2539 (1.74)	3679	36.9	0.78	8.82
MB3	0.200 (0.16)	4.3444 (1.67)	5764	39.4	0.92	11.97
MB4	0.201 (0.168)	5.0801 (1.654)	6729	41.0	0.91	13.09

Примечание: в столбцах соответственно плотность, давление, температура, энтропия, фактор сжимаемости и волновая скорость; в скобках приведены параметры на ударной адиабате, рассчитанные по УРС [22].

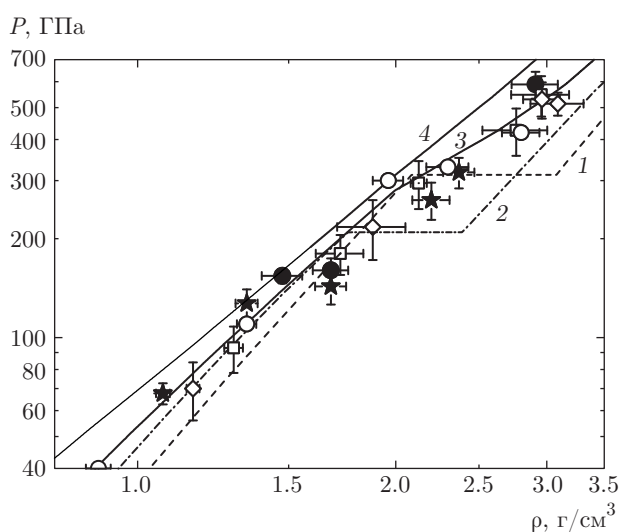


Рис. 14. Взаимное положение экспериментальных данных ВНИИЭФ, «холодных» адиабат и рассчитанных изэнтроп. Эксперимент: $\circ$ — [10, 11]; $\star$ — [1]; $\bullet$ — настоящая работа; данные работы [18] по дейтерию ($\square$) и водороду ($\diamond$), пересчитанные на плотность дейтерия. Расчет: 1 — $T = 0$ К [22]; 2 — $T = 0$ К [72]; 3 и 4 — изэнтропы соответственно $S_{M1} = 41.6$ Дж/г·К и $S_{MB1} = 82$ Дж/г·К из настоящей работы, рассчитанные по УРС [22]

та M1 и практически отсутствует при более высоких температурах, например, на изэнтропе $S_{MB1} = 81$ Дж/г·К (кривая 4).

Таким образом, результаты настоящей работы определенно указывают на аномалию в сжимаемости плазмы дейтерия $\Delta\rho \approx 15\%$ при давлении $P \approx 154$ ГПа. Критерием истинности значений давлений является хорошее совпадение экспериментальных данных и рассчитанных нами $R(t)$ -диаграмм.

6. СРАВНЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ТЕОРИИ СИЛЬНОНЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

6.1. Расчеты УРС дейтерия по модели SANA

Для анализа полученных в данной работе результатов экспериментов были проведены расчеты по теоретической модели сильнонеидеальной плазмы SANA-D [86–88]. Был взят последний усовершенствованный вариант этой модели [88], использованный для многочисленных расчетов параметров ударного сжатия не только водорода (дейтерия), но также пористых металлов при мегабарных давлениях [1–7], ударно-сжатой сильнонеидеальной плазмы

Ar, Xe, Kr, SiO₂ и др. [87]. Его применение показало удовлетворительное согласие расчетов со всей совокупностью имеющихся к настоящему времени экспериментальных данных по ударному сжатию дейтерия (и водорода) в твердом, жидком и предварительно сжатом газовом состояниях с начальными плотностями в диапазоне от 0.13 до 0.33 г/см³, полученных как в России [7, 18, 19], так и в США [17, 20]. Расчеты по модели SANA-D имеют правильную асимптотику в пределе высоких температур, где совпадают с параметрами ударных адиабат, рассчитанных как с использованием асимптотически точного аналитического приближения (код SANA-S) [88–91], так и с использованием *ab initio* подхода интегралов по траекториям — PIMC [92, 93]. Также расчеты по модели SANA-D имеют правильную асимптотику в пределе низких температур и находятся в удовлетворительном согласии, во-первых, с результатами расчета параметров ударных адиабат, рассчитанных с использованием неэмпирического атом-атомного приближения [94, 95], а во-вторых, с результатами расчета в рамках *ab initio* подхода с использованием прямого численного моделирования — квантовой молекулярной динамики [96].

Теоретическая модель SANA-D была разработана для проведения термодинамических расчетов состава и термодинамических функций сильнонеидеального и частично ионизованного водорода, дейтерия и других молекулярных и инертных газов в максимально широком диапазоне температур и давлений, достигаемых в современном динамическом эксперименте [2–5]. В рамках модели SANA-D плотная и горячая плазма водорода и дейтерия, также как и плазма металлов, инертных газов, химически реагирующих систем и др., описывается как равновесная сильновзаимодействующая (неидеальная) смесь атомов, молекул, атомных и молекулярных ионов и электронов, где последние могут быть частично вырожденными. Такой подход известен как метод минимизации свободной энергии [1–5] и сводится к решению системы нелинейных уравнений химического и ионизационного равновесия с учетом различных поправок на неидеальность, учитывающих эффект кулоновского взаимодействия, а также влияние интенсивного короткодействующего отталкивания в приближении «мягких» сфер (см., например, [97]). В рамках последнего механизма при расчетах плотной и нагретой плазмы водородного флюида определяющими являются величины, выражающие эффективный размер (диаметр) каждого сорта частиц. Среди них ключевую роль играет показатель степени эффективного степенного (мягкосфер-

ного) отталкивания, m , и три размера, доминирующих по своему влиянию на итоговые термодинамические характеристики плотного дейтерия, — эффективные (собственные) размеры молекул, атомов и ионов дейтерия, соответственно d_2 , d_1 и d_i . В модели SANA-D указанные выше диаметры d_2 и d_1 играют роль калибровочных величин и для описания свойств выбираются в максимальном соответствии с рекомендациями указанного выше неэмпирического атом-атомного приближения, в котором указанные эффективные размеры получаются на основе квантовых расчетов Хартри – Фока.

В основном массиве использованных в настоящей работе расчетов параметров ударного сжатия дейтерия (водорода) с использованием кода SANA-D [85–87] определяющее отношение диаметров молекулы и атома было выбрано равным $d_2/d_1 = 1.25$ при показателе степенного отталкивания $m = 6$, что находится в наилучшем соответствии с рекомендациями неэмпирического атом-атомного приближения [94, 95]. Величина эффективного диаметра молекулы определялась из условия совпадения с параметрами «холодной» кривой [73]. В области высоких температур и развитой ионизации расчет влияния короткодействующего отталкивания в модели SANA-D необходимо дополнить выбором параметров, описывающих участие в этом механизме заряженных компонент.

В качестве таких эффективных размеров для молекулярного иона D_2^+ и для отрицательного иона D^- были приняты соответствующие размеры молекулы D_2 и атома D . Для иона D^+ и электрона эти размеры были приняты равными нулю, что физически соответствует условию непроницаемости всех составных (комплексных) частиц, D_2 , D_2^+ , D и D^- , как друг для друга, так и для ионов D^+ и электронов. Это, в свою очередь, соответствует концепции определения «химической модели плазмы» (см., например, работы [89, 98]) как равновесной совокупности «свободных» составных частиц, занимающих определенные участки фазового пространства, недоступные для остальных «свободных» комплексов в пространстве исходной системы ядер (в данном случае дейтронов) и электронов, что составляет суть «физической модели плазмы».

В области более высоких температур и плотностей с частичной или полной ионизацией существенную роль играют поправки, учитывающие сильное кулоновское взаимодействие. Для описания этих эффектов в модели SANA-D используется модифицированный вариант «нормированного» псевдопотенциального приближения [98, 99], совпадающего с де-

баевским приближением в пределе слабой неидеальности, и отличающимся от него более слабой зависимостью поправок, учитывающих сильное кулоновское взаимодействие, в пределе сильной неидеальности ($\Gamma_D \equiv e^2/kTr_D > 1$, где r_D — дебаевский радиус). Приближение работы [98] построено в терминах бинарных корреляционных функций, и в основу этого приближения положено точное выполнение ряда общих соотношений, наложенных на эти функции, и не связанных условием малости параметра Γ_D .

Помимо короткодействующего отталкивания и кулоновского взаимодействия зарядов модель SANA-D учитывает эффекты вырождения электронов, проявляющиеся при расчетах параметров плотной горячей плазмы в области высоких плотностей и температур, достигаемых в экспериментах настоящей работы по квазиизэнтропическому сжатию дейтериевой плазмы в области давлений от нескольких мегабар и выше. Эффекты вырождения в модели SANA-D учитываются прежде всего в идеально-газовом слагаемом вкладом свободных электронов, а также в дебаевском экранировании заряда при увеличении степени вырождения электронов. В пределе высоких степеней вырождения электронов все дебаевское экранирование осуществляется только за счет ион-ионных корреляций.

Величина эффективного радиуса атома, получаемая в рамках неэмпирического атом-атомного приближения [94,95], не является постоянной, а уменьшается с ростом температуры. Этот эффект будет учтен в разрабатываемой последующей модификации модели SANA. В сегодняшней версии модели величины эффективных размеров всех сортов частиц, определяющие их вклад в поправку, учитывающую короткодействующее отталкивание, фиксированы. Возможно, этим объясняется тот факт, отмеченный еще в работе [1], что точность описания экспериментальных данных, даваемая расчетами по модели SANA с фиксированными величинами размеров атома и молекулы, заметно падает с повышением давления. По этой причине в настоящей работе, и отчасти уже в работе [1], при описании экспериментальных данных при высоких давлениях (выше 3 Мбар) эффективное отношение размеров атома и молекулы, d_1/d_2 , рассматривалось уже как свободный параметр, и было принято равным 0.6 (в сравнении с 0.8 в области низких давлений [85–89]). Физически это означает, что суммарный эффективный объем двух атомов дейтерия меньше, чем объем одной молекулы. Результатом этого является отмеченное еще в работе [1] и более подробно исследованное в [85] резкое увеличение степеней диссоциации и

ионизации дейтерия на исследуемой изэнтропе при давлениях выше $P \approx 3$ Мбар и появление второй, условно «атомарной», ветви изэнтропы, рассчитываемой при помощи модели SANA-D.

6.2. Расчеты двухстадийного процесса динамического сжатия дейтерия

Для каждой полученной в настоящей работе экспериментальной точки были выполнены расчеты с использованием модели и кода SANA-D. Расчеты выполняли для двух процессов — ударного сжатия в первом скачке с последующим изэнтропическим сжатием из состояния, достигнутого после первого скачка. Это соответствует концепции квазиизэнтропичности, принятой в [10,11] и в настоящей статье. Это также подтверждается специальными расчетами квазиизэнтропического сжатия гелия [87], которые показали, что основной набор энтропии при динамическом сжатии в режиме реверберации слабых УВ происходит в первом скачке, а дальнейшее сжатие можно в хорошем приближении считать изэнтропическим. Подчеркнем, что совокупность всех экспериментальных точек, представленных на рис. 15, не принадлежит точно одной и той же изэнтропе дейтерия, а соответствует нескольким предположительно близким изэнтропам. Насколько эти изэнтропы близки, выясняется на основе настоящих расчетов. С этой целью для расчета ударного сжатия использовались параметры состояния перед волной и величина массовой скорости за первым скачком U_{shell} , приведенные выше в табл. 2 и 3. Результаты расчета этих параметров (давления, температуры, плотности, энтропии, степени диссоциации, фактора сжимаемости $P/\rho RT$ и волновой скорости) представлены в табл. 5.

Следующим шагом был сравнительный расчет по SANA-D серии изэнтроп, «стартующих» из состояний за фронтом первой УВ для каждой экспериментальной точки с соответствующим значением энтропии из табл. 5. С этой целью для части экспериментальных точек из табл. 2, соответствующих давлениям $P \leq 3$ Мбар, расчет индивидуальных изэнтроп проведен по молекулярной ветви кода SANA-D согласно энтропии дейтерия, достигнутой за фронтом первой УВ, а для точек с более высоким конечным давлением из табл. 2 и 3 — по плазменной ветви также для соответствующих индивидуальных значений энтропии. Общий важный вывод таков: «расщепление» серии соответствующих изэнтроп, рассчитанных по коду SANA-D, оказывается достаточно малым в сравнении с величи-

Таблица 5. Состояние дейтерия в момент максимального сжатия, рассчитанное с использованием УРС КХ [22], SAHA-D, DFT/MD [85] и REMC [55] на основе значений давления и плотности (P_{mean} , ρ_{exp}) из табл. 2 и 3

№	P , ГПа	ρ , г/см ³	T , кК КХ [22]	T , кК SAHA-D	T , кК DFT/MD [85]	T , кК REMC [55]	$N_a/(N_a+N_m)$ SAHA-D	$N_e/(N_a+N_i)$ SAHA-D	Γ_D SAHA-D	$n_e\lambda_e^3$ SAHA-D	$P/\rho RT$ SAHA-D	S , Дж/г·К SAHA-D
M1	68	1.07	3.20	2.15	7.60	1.1	0	0	0.32	—	7.05	22.2
M2	127	1.35	3.53	2.49	7.90	0.96	0.006	0.006	135	8.04	9.0	23.5
M3	143	1.76	4.10	2.60	6.10	0.86	—	—	150	9.6	—	—
M4	265	2.2	5.18	4.52	—	0.78	0.972	0.0657	237	60.5	6.57	29.4
M5	327	2.37	5.10	6.30	—	—	0.996	0.0907	176	54.7	5.50	31.8
M6	583	2.91	5.85	6.85	3.10	—	1.00	0.103	182	66.3	6.87	30.9
M7	154	1.68	3.56	—	—	—	—	—	—	—	—	—
M8	152	1.46	3.79	—	—	—	—	—	—	—	—	—
MB1	1830	4.2	15.30	19.71	21.4	—	1.00	0.190	60.7	36.0	5.32	37.6
MB2	2215	4.2	22.00	31.50	28.6	—	0.999	0.228	32.9	21.4	4.00	41.8
MB3	2160	4.5	19.50	21.15	22.0	—	1.00	0.198	57.4	35.9	5.50	37.7
MB4	5450	5.5	24.50	69.16	98.6	—	0.998	0.306	13.3	11.4	3.47	46.8

Примечание: в столбцах соответственно давление, плотность, температура, степень диссоциации, степень ионизации (N_a , N_m , N_e и N_i — концентрации атомов, молекул, электронов и ионов), дебаевский параметр неидеальности $\Gamma_D \equiv e^2/kTr_D$, параметр вырождения свободных электронов, фактор сжимаемости и энтропия.

ной заявляемой экспериментальной ошибки определения давления и плотности, приведенной в табл. 2. По этой причине, как уже было отмечено выше, для обсуждения физического смысла полученных результатов является оправданной замена всей совокупности «индивидуальных» изэнтроп, соответствующих каждой конкретной экспериментальной точке, одной «средней» изэнтропой, рассчитанной по SAHA-D, с указанием величины интервала по давлению, в котором лежит обсуждаемая серия расчетных изэнтроп. Именно такие два участка изэнтропы, рассчитанные по молекулярной и плазменной ветвям УРС SAHA-D, приведены на рис. 16. Для более детальной характеристики состояний, достигаемых в настоящих экспериментах, в настоящей работе были проведены дополнительные «поточечные» расчеты с использованием УРС SAHA-D, УРС REMC [55] и УРС DFT/MD [85]. Для этой цели для части экспериментальных точек по приведенным в табл. 2 и 3 величинам давления и плотности рассчитывались параметры динамически сжатой плазмы дейтерия. Результаты расчетов приведены в табл. 5, где указа-

ны также величины параметра кулоновской неидеальности $\Gamma_D \equiv e^2/kTr_D$, параметра вырождения электронов $n_e\lambda_e^3$, степени ионизации и степени диссоциации плазмы дейтерия, рассчитанные с помощью УРС SAHA-D.

6.3. Физическая интерпретация сравнения экспериментальных данных и результатов теоретических расчетов

В табл. 4 приведены параметры за первой УВ, достигнутые в экспериментах настоящей работы. Из этих данных можно заключить, что вся совокупность точек в интервале $P = 30$ –5000 ГПа, достигнутая в процессе динамического сжатия, достигается набором изэнтроп, выходящих из относительно узкого участка ударной адиабаты в интервалах давлений $P = 300$ –1000 бар, температур $T = 500$ –1500 К и энтропии в интервале $S = 22.2$ –27.0 Дж/г·К для экспериментов с цилиндрическим сжатием и в интервалах давлений $P = 1250$ –4300 бар, температур $T = 3700$ –5800 К и энтропии в интервале $S =$

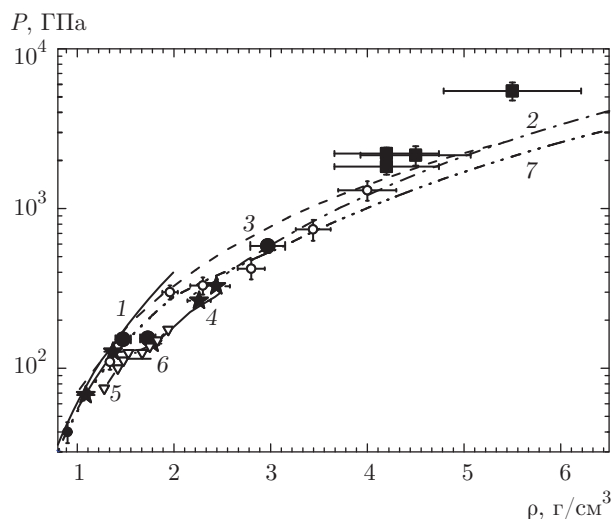


Рис. 15. Сравнение экспериментальных данных и теоретических расчетов квазиизэнтропического сжатия дейтерия. Значки — экспериментальные данные, как на рис. 13. Расчет по URS SANA-D: 1 — «усредненная» изэнтропа ($S = 23.5$ Дж/г·К) для группы точек M1–M4, M7, M8; 2 — «усредненная» изэнтропа ($S = 26.0$ Дж/г·К) для группы точек M5, M6, MB1–MB4; 3 — изэнтропа [84, 85], «выходящая» из точки работы [1] ($\rho = 1.09$ г/см³, $P = 77$ ГПа, $T = 9000$ К), практически совпадает с расчетом [87], но для $T = 6000$ К; 4 — расчет [55]; 5 — изотерма из [43] для $T = 5000$ К; 6 — [51]; 7 — изэнтропа S_{M1} (расчет по URS [22] — настоящая работа)

$= 37.0\text{--}40.0$ Дж/г·К для экспериментов со сферическим сжатием. Дейтерий в этих состояниях, соответствующих относительно низким температурам, представляет собой плотный молекулярный флюид с заметным вкладом межмолекулярного отталкивания как основного эффекта неидеальности. Пять изэнтроп, соответствующих данным P_{mean} , ρ_{exp} , полученным на устройствах M1, M2, M3, M7, M8 (здесь и далее — точки) и рассчитанных с использованием URS SANA-D, имеют небольшой (около 10%) разброс по давлению и находятся в удовлетворительном согласии с ходом квазиизэнтропы M1–M2–M8 в плоскости P – V , но в то же время (см. рис. 15) не описывают уточненного скачка плотности M8–M7 из настоящей работы. Также не описывают этот скачок плотности в плоскости P – V изэнтропы из работ [84, 85]. В то же время расчеты, реализованные в рамках прямого численного моделирования в ансамбле REMC [55], вполне удовлетворительно воспроизводят указанный разрыв по плотности на изэнтропе, выпущенной из первой экспериментальной точки (рис. 15).

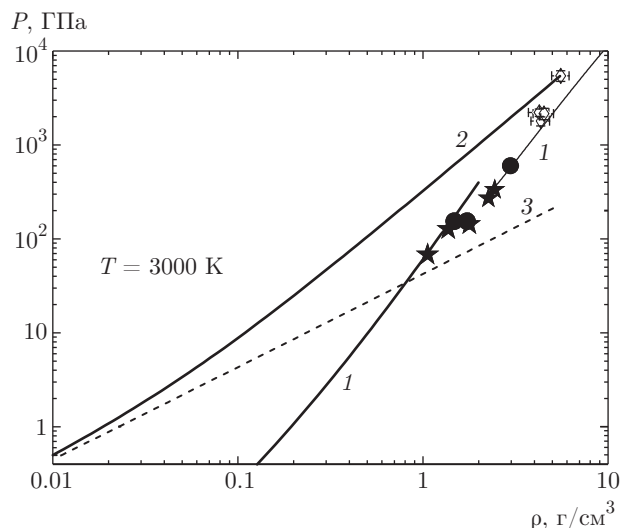


Рис. 16. Влияние вырождения электронов на термодинамику плазмы дейтерия в области параметров, достигаемых в настоящих экспериментах. Иллюстрация на примере положения расчетной изотермы $T = 3000$ К. Обозначения: ● — экспериментальные данные настоящей работы (квазиизэнтропическое сжатие); ★ — [1]; ◇ — [64]; 1 — расчет изэнтропы по модели SANA-D; 2 и 3 — расчет изотермы $T = 3000$ К для полностью ионизованной плазмы дейтерия (ионы + электроны) с учетом (2) и без учета (3) вырождения электронов

Вторая группа изэнтроп, соответствующих точкам M4, M5, M6, MB1, MB2, MB3 и MB4, рассчитана в настоящей работе с помощью URS SANA в диапазоне давлений $P = 300\text{--}6000$ ГПа. Разброс этой группы изэнтроп по давлению и плотности приблизительно равен коридору ошибки в определении P_{mean} и ρ_{exp} , заявленной для экспериментов M4, M5, M6, и меньше соответствующего коридора ошибки для точек MB1–MB3. На этом основании в настоящей работе для анализа соответствия теории и эксперимента используется усредненная кривая, представляющая этот набор индивидуальных изэнтроп, рассчитанных в рамках URS SANA-D (см. рис. 15), и соответствующая энтропии $S \approx 36$ Дж/г·К.

Из представленного на рис. 15 сравнения следует, что параметры изэнтропы, рассчитанные по URS SANA-D, находятся в удовлетворительном соответствии с результатами эксперимента для точек M4, M5, M6, полученными при цилиндрическом сжатии, и для точек сферического сжатия (MB1, MB2, MB3) за исключением точки MB4, заметно отклоняющейся вверх по давлению от изэнтропы SANA-D. Таким образом, можно заключить, что приближение SANA

и теоретические подходы DFT/MD [84, 85] в той или иной степени воспроизводят общий ход совокупности экспериментальных данных по квазиизэнтропическому сжатию дейтерия до $P \approx 2500$ ГПа. Пока не удастся воспроизвести разрыв плотности при давлении $P \approx 150$ ГПа и резкое завышение давления в точке MB4 при плотности дейтерия $\rho = 5.5$ г/см³. В то же время результаты расчета изэнтропии в подходе REMC [55] вполне уверенно воспроизводят аномалию типа разрыва (фазового перехода) в экспериментальных данных [1] и в данных настоящей работы (точки M7–M8). Вместе с тем расчеты параметров изэнтропии с использованием UPC REMC [55] предсказывают низкий уровень ($T \approx 1000$ К) и аномальное убывание температуры на всем рассчитанном участке изэнтропии при сжатии дейтерия от 70 до 200 ГПа.

Следует подчеркнуть, что согласно утверждениям работ [47, 48] подобное поведение, так же как и аномальная ориентация и убывающее поведение $P(T)$ -зависимости границы диссоциативно-плазменного фазового перехода свидетельствуют о возможности того, что по крайней мере часть фазовой диаграммы плотного дейтерия в зоне динамического сжатия, достигаемого в настоящих динамических экспериментах и обсуждаемого в настоящей работе, находится в зоне так называемой аномальной термодинамики (см. подробное обсуждение этого эффекта в [2, 4]). Главным признаком такой термодинамики является отрицательность большого набора обычно положительных вторых перекрестных производных от термодинамического потенциала, главными из которых в прикладном отношении (см., например, [4, 5]) являются термодинамический параметр Грюнайзена $Gr \equiv V(\partial P/\partial U)_V$, коэффициент термического расширения $\alpha_T \equiv V^{-1}(\partial V/\partial T)_P$, термический коэффициент давления $\alpha_P \equiv P^{-1}(\partial P/\partial T)_V$ и изэнтропический коэффициент $T^{-1}(\partial T/\partial P)_S$. Главной термодинамической аномалией в пределах обсуждаемых зон являются многочисленные взаимопересечения (в плоскости P – V) главных изолиний — изотерм, изэнтроп, изоэнтальп, адиабат Гюгонио и др. [2, 4, 45]. Последние, в свою очередь, являются следствием многослойности (над плоскостью P – V) геометрических поверхностей температуры, энтропии и внутренней энергии, $T(P, V)$, $S(P, V)$ и $U(P, V)$, подобной хорошо известной локальной аномалии воды и висмута [2, 4]. Анализ этих вопросов заслуживает отдельного рассмотрения [1–5].

Важной особенностью динамического эксперимента, обсуждаемого в настоящей работе, является

то, что такой эксперимент не дает непосредственной информации о температуре вещества, достигаемой в процессе сжатия [1–5]. В табл. 2 и 3 для всех экспериментальных точек приведена величина температуры, рассчитанная с помощью UPC [22]. Для сравнения по UPC SAHA-D, UPC REMC [55] и UPC DFT/MD [85] были также проведены расчеты температуры, соответствующие расчетно-экспериментальным значениям давления и плотности (P_{mean} и ρ_{exp}). Эти данные приведены в табл. 5.

Сравнивая между собой величины T_{mean} , можно отметить, что температуры, рассчитанные по UPC SAHA-D и UPC [22], оказываются примерно того же уровня для цилиндрических опытов M1–M6, но оказываются значительно ниже величин температур на изэнтропе, рассчитанной для этих опытов согласно DFT/MD [84, 85]. Вместе с тем величины T_{mean} , рассчитанные с помощью UPC SAHA-D и UPC [22] для цилиндрических опытов M1–M4, оказываются значительно выше величин температур на изэнтропе, рассчитанных методом Монте-Карло в подходе REMC [55]. Что же касается сферических опытов MB1–MB4, можно отметить как близость между величинами температур T_{mean} , предсказываемых UPC SAHA-D, и расчетами в рамках *ab initio* подхода DFT/MD [84, 85], так и заметное превышение этих величин в сравнении с результатами расчета по UPC [22]. Это превышение температур, даваемых UPC SAHA-D и UPC DFT/MD [84, 85], в сравнении с температурой, рассчитанной по UPC [22], становится очень большим в точке с максимальными параметрами сжатия в данной работе для опыта MB4 ($P \approx 50$ Мбар и плотность $\rho \approx 5.5$ г/см³), где указанное различие достигает нескольких раз.

6.4. Неидеальность, вырождение электронов, степень диссоциации и ионизации

Расчеты с использованием UPC SAHA-D показывают (табл. 5), что плазма дейтерия, полученная в экспериментах настоящей работы, является сильнонеидеальной, а электронная компонента — сильновырожденной. Обсуждая этот вопрос, следует подчеркнуть, что рассчитанные с помощью кода SAHA-D степени ионизации и диссоциации в условиях сильной неидеальности являются величинами в достаточной степени условными, существенно зависящими от модельного способа разделения всех частиц плазмы на «свободные» и «связанные» [3–5]. Это особенно важно, поскольку, опираясь на сообра-

жения подобия, это позволяет ориентироваться при анализе свойств сверхплотной неидеальной плазмы различного химического состава [2, 5, 90].

Наглядной термодинамической величиной являются безразмерные комплексы — фактор сжимаемости $P/\rho RT$ и внепоступательная часть внутренней энергии $U - (3/2)PV$ [100]. Их в первую очередь следует сравнивать в результатах расчетов по различным моделям. Рассчитанная величина фактора сжимаемости приведена в предпоследнем столбце табл. 5. Она существенно превышает свое идеально-газовое (атомарное) значение $P/\rho RT = 1.0$, а также и значение $P/\rho RT = 2.0$ для полностью ионизованной плазмы, что свидетельствует о высоком вкладе в УРС плазмы дейтерия, предсказываемое УРС SANA-D, сил эффективного отталкивания. В квазихимическом описании модели SANA-D эти силы отталкивания условно разделены на две части: 1) прямой отталкивательный эффект ферми-статистики вырожденных электронов; 2) косвенный отталкивательный эффект, учитываемый в виде эффективного короткодействующего атом-атомного и электрон-атомного отталкивания. Последнее, по сути, также является проявлением ферми-статистики, на этот раз с участием электронов, условно отнесенных в рамках квазихимических представлений модели SANA в разряд связанных (внутриатомных), поскольку в рамках идеологии модели SANA все связанные комплексы (атомы, молекулы и др.) считаются непроницаемыми частицами, участвующими в механизме интенсивного короткодействующего отталкивания со своим значением «диаметра». Таким образом, хоть и с оговорками, все избыточное отталкивание, приводящее в представлениях модели SANA-D к высоким значениям фактора сжимаемости $P/\rho RT$, можно отнести к разным вариантам проявления суммарного эффекта ферми-статистики сильновырожденных электронов в плотном и нагретом дейтерии мегабарного и мультимегабарного диапазонов.

В качестве иллюстрации определяющего влияния указанного эффекта ферми-статистики сильновырожденных электронов на рис. 16 приведено сравнение двух вариантов расчета изотермы $T = 3000$ К в приближении полностью ионизованной неидеальной плазмы ионов и электронов с учетом и без учета эффекта ферми-статистики. Приведенное сравнение показывает, что в области плотностей, достигнутых в настоящем эксперименте, эффект вырождения электронов может вносить определяющий вклад в суммарное уравнение состояния плотной неидеальной плазмы дейтерия (см. обсуждение это-

го эффекта в [2, 4]). При этом следует подчеркнуть, что, тем не менее, при расчетах изэнтропы в модели SANA-D и в приближении DFT/MD [84, 85] указанного выше суммарного отталкивания недостаточно, чтобы объяснить заметное повышение давления в крайней достигнутой в настоящих экспериментах точке MB4, если не предположить заметного влияния неких, еще не учтенных, механизмов взаимодействия частиц в сильносжатой плазме дейтерия в этой области давлений.

С точки зрения теоретической интерпретации результатов настоящего эксперимента, тщательный сравнительный анализ всего указанного выше круга вопросов заслуживает отдельного рассмотрения с участием как модельных представлений УРС КХ [22] и УРС SANA, так и *ab initio* подходов, таких как квантовая молекулярная динамика — QMD [84, 85], квантовый Монте-Карло — QMC [35, 101], метод Монте-Карло в ансамбле с реакциями — REMC [55]. Приведенное сравнение демонстрирует, что в области плотностей, достигнутых в настоящей работе, эффект вырождения электронов может вносить определяющий вклад в суммарное УРС плотной неидеальной плазмы дейтерия. В экспериментальном плане для уточнения хода зависимости $P(\rho)$ на изучаемой в настоящих экспериментах изэнтропе важным представляется проведение экспериментов при более высоких давлениях плазмы дейтерия $P \geq 10000$ ГПа ($P \geq 100$ Мбар).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперименты по квазиизэнтропическому сжатию дейтерия (водорода), представленные в настоящей работе, образуют обширную и цельную совокупность данных по УРС сильносжатой и разогретой плазмы дейтерия (водорода), покрывающую широкую область фазовой диаграммы от суб- до мультимегабарных давлений и плотностей, в десятки раз превышающих нормальную плотность. Физически исследованная область охватывает состояния дейтерия (водорода) от плотного молекулярного флюида до сильнонеидеальной и сильновырожденной плазмы. Для расширения исследуемой области параметров были проведены новые эксперименты с вновь разработанными двухкаскадными устройствами цилиндрической и сферической геометрии, где дейтериевая плазма была сжата до плотности $\rho \approx 5.5$ г/см³ и давления $P \approx 5500$ ГПа (55 Мбар). Кроме того, для проверки зарегистрированной ранее аномалии в сжимаемости дейтерия были про-

ведены новые эксперименты в цилиндрической геометрии с использованием специально модифицированной конструкции взрывного генератора. Результаты динамических экспериментов наглядно демонстрируют две особенности термодинамического поведения дейтерия (водорода) при квазиизэнтропическом сжатии: 1) вся совокупность экспериментальных данных отчетливо распадается на две ветви с изломом зависимости $P(\rho)$ в области давлений $P \approx 150$ ГПа; 2) эксперименты показывают, что в зоне излома измеренная квазиизэнтропа имеет отчетливый разрыв со значительным (около 15 %) скачком плотности в районе $P \approx 150$ ГПа, что согласуется с выводом о наличии аномалии в квазиизэнтропической сжимаемости дейтерия (водорода), вызванной плазменным фазовым переходом [1, 3, 4].

Сравнение полученных экспериментальных данных с результатами модельных и теоретических *ab initio* расчетов параметров квазиизэнтропического сжатия показывает удовлетворительное согласие. Теоретические расчеты с использованием модельного УРС SAHA-D предсказывают высокие степени кулоновской неидеальности $\Gamma_D \approx 200$ и вырождения электронов $n_e \lambda_e^3 \approx 60$ в достигнутых состояниях плазмы дейтерия, что находит свое выражение в большом суммарном отталкивательном эффекте и превышении фактора сжимаемости плотной плазмы дейтерия идеально-газового значения. Полученные результаты подчеркивают особую актуальность проведения новых дополнительных экспериментов по квазиизэнтропическому сжатию дейтерия (водорода) с расширением диапазона достигаемых в эксперименте значений энтропии. В свою очередь со стороны теории тщательный сравнительный анализ всего указанного выше круга вопросов заслуживает отдельного рассмотрения с привлечением как модельных представлений, так и *ab initio* квантовых подходов.

В заключение авторы выражают признательность и благодарность В. В. Хрусталеву за проведение расчетов газодинамики сжатия дейтерия, а также П. Р. Левашову и Д. В. Минакову за проведение трудоемких расчетов параметров плазмы в рамках *ab initio* подходов квантовой молекулярной динамики и метода Монте-Карло в ансамбле с химическими реакциями. Авторы выражают также благодарность Е. А. Пронину, Е. А. Бакулиной за проведенные двумерные расчеты, Е. С. Якубу за плодотворные обсуждения и результаты расчетов УРС водорода. Авторы благодарны всем специалистам, принимавшим участие в подготовке и проведе-

нии экспериментов: В. В. Бурцеву, В. А. Аринину, А. А. Юхимчуку, А. С. Буланникову, А. Ю. Баурину, Е. П. Волкову, И. Б. Шадиёву, А. С. Пупкову, А. В. Дергунову, А. И. Гуркину, А. М. Демину, О. А. Есину, А. В. Рыжкову, С. Е. Елфимову, Р. В. Борисову, Д. П. Турутину, С. И. Киршанову, А. Б. Межезову, Н. А. Николаеву, В. Д. Орлову, А. Н. Павлунину, А. В. Романову, С. Ю. Согрину, В. Н. Филияеву. Авторы благодарят Ю. М. Макарова, под чьим руководством была проведена значительная часть рентгенографических исследований, результаты которых представлены в данной работе. Настоящая работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий и физика сильносжатого вещества» и РФФИ (грант № 13-02-00396).

ЛИТЕРАТУРА

1. V. E. Fortov, R. I. P'kaev, V. A. Arinin et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 185001 (2007).
2. В. Е. Фортов, *Физика высоких плотностей энергии*, Физматлит, Москва (2013).
3. V. E. Fortov, *Extreme States of Matter on Earth and in the Cosmos*, Springer-Verlag, Berlin (2011).
4. V. E. Fortov and I. T. Iakubov, *The Physics of Non-Ideal Plasma*, World Sci., Singapore (2000).
5. В. Е. Фортов, *Уравнения состояния вещества: от идеального газа до кварк-глюонной плазмы*, Физматлит, Москва (2012).
6. В. Е. Фортов, В. Я. Терновой, М. В. Жерноклетов и др., ЖЭТФ **124**, 288 (2003).
7. С. Г. Гришечкин, С. К. Груздев, В. К. Грязнов и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 452 (2004).
8. J. Eggert, S. Brygøo, P. Loubeure et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 124503 (2008).
9. D. G. Hicks, T. R. Rochly, P. M. Celliers et al., Phys. Rev. B **79**, 014112 (2009).
10. Ф. В. Григорьев, С. Б. Кормер, О. Л. Михайлова и др., Письма в ЖЭТФ **16**, 286 (1972).
11. Ф. В. Григорьев, С. Б. Кормер, О. Л. Михайлова и др., ЖЭТФ **75**, 1683 (1978).
12. S. T. Weir, A. C. Mitchell, and W. J. Nellis, Phys. Rev. Lett. **76**, 1860 (1996); W. J. Nellis, S. T. Weir, and A. C. Mitchell, Phys. Rev. B **59**, 3434 (1999).

13. W. J. Nellis, Rep. Progr. Phys. **69**, 1195 (2006).
14. L. B. Da Silva, P. Celliers, G. W. Collins et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 483 (1997).
15. G. W. Collins, L. B. Da Silva, R. Celliers et al., Science **281**, 1178 (1998).
16. M. D. Knudson and D. L. Hanson, Phys. Rev. Lett. **90**, 035505 (2003).
17. M. D. Knudson, D. L. Hanson, J. E. Bailey et al., Phys. Rev. B **69**, 144209 (2004).
18. G. V. Boriskov, A. I. Bykov, N. I. Egorov et al., J. Phys. Conf. Ser. **121**, 072001 (2008); Contrib. Plasma Phys. **51**, 339 (2011).
19. Р. Ф. Трунин, Г. В. Борисков, А. И. Быков и др., Письма в ЖЭТФ **88**, 220 (2008).
20. P. Loubeyre, S. Brygoo, J. Eggert et al., Phys. Rev. B **86**, 144115 (2012).
21. В. П. Копышев, В. Д. Урлин, в сб. *Ударные волны и экстремальные состояния вещества*, под ред. В. Е. Фортова, Л. В. Альтшулера, Р. Ф. Трунина, А. И. Фунтикова, Наука, Москва (2000), с. 297.
22. В. П. Копышев, В. В. Хрусталева, Прикл. мех. тех. физ. **21**, 122 (1980).
23. А. А. Абрикосов, Астрон. ж. **31**, 112 (1954).
24. E. Wigner and H. B. Huntington, J. Chem. Phys. **3**, 764 (1935).
25. И. А. Адамская, Ф. В. Григорьев, О. Л. Михайлова и др., ЖЭТФ **93**, 647 (1987).
26. В. Д. Урлин, М. А. Мочалов, О. Л. Михайлова, Матем. моделирование **3**, 42 (1991); V. D. Urlin, M. A. Mochalov, and O. L. Mikhailova, High Press. Res. **8**, 595 (1992).
27. В. Д. Урлин, М. А. Мочалов, О. Л. Михайлова, ЖЭТФ **111**, 2099 (1997).
28. В. А. Аринин, О. Л. Михайлова, М. А. Мочалов, В. Д. Урлин, Письма в ЖЭТФ **87**, 240 (2008).
29. В. Д. Урлин, М. А. Мочалов, О. Л. Михайлова, ТВТ **38**, 227 (2000).
30. А. И. Павловский, Г. Д. Кулешов, Г. В. Склизков и др., ДАН СССР **160**, 68 (1965).
31. A. N. Golubkov, A. A. Kononenko, and A. A. Yushmanchuk, Fusion Sci. Technol. **48**, 527 (2005).
32. В. А. Аринин, Б. И. Ткаченко, Л. А. Фадеев и др., в сб.: *XI Харитоновские тематические научные чтения*, под ред. А. Л. Михайлова, Саров, РФЯЦ-ВНИИЭФ (2009), с. 714.
33. V. Dzyabura, M. Zaghoo, and I. F. Silvera, Proc. Nat. Acad. Sci. USA **119**, 8040 (2013).
34. M. Zaghoo, A. Salamat, and I. F. Silvera, Phys. Rev. B **93**, 155128 (2016).
35. W. Lorenzen, B. Holst, and R. Redmer, Phys. Rev. B **82**, 195107 (2010).
36. M. A. Morales, J. M. McMahon, C. Pierleoni, and D. M. Ceperley, Phys. Rev. Lett. **110**, 065702 (2013).
37. M. D. Knudsen, M. P. Desjarlais, A. Becker et al., Science **348**, 1455 (2015).
38. P. W. Debye and E. Hückel, Phys. Z. **24**, 185 (1923).
39. И. Л. Иосилевский, А. Н. Старостин, *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, т. III-1, под ред. В. Е. Фортова, Наука, Москва (2000), с. 327.
40. Л. Д. Ландау, Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **14**, 32 (1944).
41. Г. Э. Норман, А. Н. Старостин, ТВТ **6**, 410 (1968); **8**, 413 (1970).
42. D. Saumon, G. Chabrier, and H. M. Van Horn, Astrophys. J. (Suppl) **99**, 713 (1995).
43. D. Beule, W. Ebeling, and A. Forster, Contrib. Plasma Phys. **39**, 21 (1999).
44. D. Beule, W. Ebeling, A. Forster et al., Phys. Rev. B **59**, 14177 (1999).
45. В. Эбелинг, А. Фёрстер, В. Фортов и др., *Термодинамические свойства горячей плотной плазмы*, НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Ижевск (2007).
46. W. Ebeling, R. Redmer, H. Reinholz, and G. Repke, Contrib. Plasma Phys. **48**, 670 (2008).
47. I. Iosilevskiy, in Proc. Int. Conf. "Compact Stars in the QCD Phase Diagram IV" (CSQCD-IV), Prerow, Germany, ed. by D. Blaschke and T. Fischer, eConf C140926 (2015); arXiv:1504.05850.
48. I. Iosilevskiy, J. Phys. Conf. Ser. **653**, 012077 (2015).
49. А. А. Пялигин, ТВТ **48**, 181 (2010).
50. В. С. Филинов, В. Е. Фортов, М. Бониц, П. Р. Левашов, Письма в ЖЭТФ **74**, 384 (2001).
51. S. Scandolo, Proc. Nat. Acad. Sci. USA **100**, 3051 (2003).
52. S. Bonev, B. Militzer, and G. Galli, Phys. Rev. B **69**, 014101 (2004).

53. W. Lorenzen, B. Holst, and R. Redmer, *Phys. Rev. B* **82**, 195107 (2010).
54. M. A. Morales, C. Pierleoni, E. Schwegler, and D. M. Ceperley, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **107**, 12799 (2010).
55. V. S. Filinov, P. R. Levashov, A. V. Botsan et al., *J. Phys. A* **42**, 214002 (2009); P. R. Levashov, V. S. Filinov, A. Botsan et al., *J. Phys. Conf. Ser.* **121**, 012012 (2008).
56. M. A. Morales, J. M. McMahon, C. Pierleoni, and D. M. Ceperley, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 065702 (2013).
57. G. Mazzola, S. Yunoki, and S. Sorella, *Nat. Commun.* **5**, 3487 (2014).
58. A. Michels, W. De Graaff, T. Wassenaar et al., *Physica* **25**, 25 (1959).
59. V. A. Arinin and B. I. Tkachenko, *Pattern Recognition and Image Analysis* **19**, 63 (2010).
60. А. Уорсинг, Дж. Геффнер, *Методы обработки экспериментальных данных*, под ред. А. С. Мони́на, Изд-во иностр. лит., Москва (1953).
61. С. М. Бахрах, С. В. Величко, В. Ф. Спиридонов и др., ВАНТ, сер. Матем. модел. физ. проц., вып. 4, 41 (2004).
62. М. А. Мочалов, Р. И. Илькаев, В. Е. Фортов и др., *Письма в ЖЭТФ* **92**, 336 (2010).
63. М. А. Мочалов, Р. И. Илькаев, В. Е. Фортов и др., *ЖЭТФ* **142**, 696 (2012).
64. М. А. Мочалов, Р. И. Илькаев, В. Е. Фортов и др., *ЖЭТФ* **146**, 169 (2014).
65. Yu. P. Kuropatkin, V. D. Mironenko, V. N. Suvorov et al., in *11th IEEE Pulsed Power Conf.*, Digest of Technical Papers, ed. by G. Cooperstein and I. Vitkovitsky, Baltimor, Maryland, USA (1997), p. 1669.
66. А. О. Бликов, И. С. Калинин, В. А. Комраков и др., Патент (RU) 2545289 C1, бюлл. №9, 27.03.2015.
67. O. T. Strand, D. R. Goosman, C. Martinez et al., *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 083108 (2006).
68. Н. Ф. Гаврилов, Г. Г. Иванова, В. И. Селин, В. Н. Софронов, ВАНТ, сер. Методики и программы числ. решения задач матем. физ., вып. 3, 11 (1982).
69. В. Н. Зубарев, А. А. Евстигнеев, *Физика горения и взрыва* **20**, 114 (1984).
70. И. П. Дудолодов, В. И. Ракитин, Ю. Н. Сутулов, Г. С. Телегин, *Прикл. мех. тех. физ.* **10**, 148 (1969).
71. Л. Ф. Гударенко, М. В. Жерноклётов, С. И. Киршанов и др., *Физика горения и взрыва* **40**, 104 (2004).
72. G. I. Kerley, *A Theoretical Equation of State for Deuterium*, LASL Scientific Report LA-4776 (1972).
73. P. Loubeyre, R. LeToullec, D. Hausermann et al., *Nature* **383**, 702 (1996).
74. D. J. Steinberg, S. G. Cochran, and M. W. Guivan, *J. Appl. Phys.* **51**, 1498 (1980).
75. Б. Л. Глушак, О. Н. Игнатова, ВАНТ, сер. Матем. модел. физ. проц., вып. 2, 45 (1998).
76. G. Johnson and W. Cook, U.S. Air Force Contract F08635-81-C-0179 (1983).
77. R. C. Batra, X. Zhang, and T. W. Wright, *J. Appl. Mech.* **62**, 253 (1995).
78. А. Г. Иванов, С. А. Новиков, В. А. Сеницын, *ФТТ* **5**, 269 (1963).
79. Р. Ф. Трунин, Л. Ф. Гударенко, М. В. Жерноклётов, Г. В. Симаков, *Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ*, под ред. Р. Ф. Трунина, РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров (2001).
80. Б. Л. Глушак, Л. Ф. Гударенко, Ю. М. Стяжкин, В. А. Жеребцов, ВАНТ, сер. Матем. модел. физ. проц., вып. 1, 32 (1991).
81. Б. А. Надикто, А. И. Ломайкин, И. Н. Павлуша, М. О. Ширшова, ВАНТ, сер. Теор. и прикл. физ., вып. 2, 43 (2012).
82. D. H. Sharp, *Physica D* **12**, 3 (1984).
83. А. О. Бликов, М. А. Мочалов, В. А. Огородников, В. А. Комраков, Патент (RU) 2471545 C1, бюлл. №1, 10.01.2013.
84. A. Becker, N. Nettelmann, B. Holst, and R. Redmer, *Phys. Rev. B* **88**, 045122 (2013).
85. A. Chentsov and P. Levashov, *Contrib. Plasma Phys.* **52**, 33 (2012).
86. V. Gryaznov and I. Iosilevskiy, *J. Phys. A* **42**, 214007 (2009).
87. V. Gryaznov, I. Iosilevskiy, and V. Fortov, *Contrib. Plasma Phys.* **50**, 77 (2010).
88. V. K. Gryaznov, I. L. Iosilevskiy, and V. E. Fortov, *Plasma Phys. Control. Fusion* **58**, 014012 (2015).

89. В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, В. Е. Фортов, ПМТФ **3**, 70 (1973).
90. В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, Ю. Г. Красников и др., *Теплофизические свойства рабочих сред газофазного ядерного реактора*, под ред. В. М. Иевлева, Атомиздат, Москва (1980).
91. V. Gryaznov, S. Ayukov, V. Baturin et al., J. Phys. A **39**, 4459 (2006).
92. V. K. Gryaznov, I. L. Iosilevskiy, V. E. Fortov et al., Contrib. Plasma Phys. **53**, 392 (2013).
93. B. Militzer, D. Ceperley, J. D. Kress et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 275502 (2001).
94. E. S. Yakub, Physica B **265**, 31 (1999).
95. E. S. Yakub, Low Temp. Phys. **20**, 579 (1994).
96. B. Holst, R. Redmer, V. Gryaznov et al., I. Euro. Phys. J. D **66**, 104 (2012).
97. В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, В. Е. Фортов, в сб. *Ударные волны и экстремальные состояния вещества*, под ред. В. Е. Фортова, Л. В. Альтшулера, Р. Ф. Трунина, А. И. Фунтикова, Наука, Москва (2000), с. 299.
98. И. Л. Иосилевский, ТВТ **18**, 447 (1980).
99. И. Л. Иосилевский, *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, под ред. В. Е. Фортова, Том приложений III-1, под ред. А. Н. Старостина, И. Л. Иосилевского, Физматлит, Москва (2004), с. 349.
100. И. Л. Иосилевский, В. К. Грязнов, ТВТ **19**, 1121 (1981).
101. П. Р. Левашов, В. С. Филинов, А. В. Боцан и др., в сб. *IX Харитоновские тематические научные чтения*, под ред. А. Л. Михайлова, Саров, РФЯЦ-ВНИИЭФ (2007), с. 276.