

## Экспериментальное измерение сжимаемости, температуры и поглощения света в ударно-сжатом плотном газообразном дейтерии

С. К. Гришечкин, С. К. Груздев, В. К. Грязнов<sup>1)</sup>, М. В. Жерноклетов<sup>2)</sup>, Р. И. Илькаев, И. Л. Иосилевский\*,  
Г. Н. Кашинцева, С. И. Киршанов, С. Ф. Маначкин, В. Б. Минцев<sup>+</sup>, А. Л. Михайлов, А. Б. Межевов,  
М. А. Мочалов, В. Е. Фортов<sup>+</sup>, В. В. Хрусталеv, А. Н. Шуйкин, А. А. Юхимчук

Российский Федеральный ядерный центр Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,  
607190 Саров, Нижегородская обл., Россия

<sup>+</sup>Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл. Россия

\* Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Московская обл. Россия

Поступила в редакцию 5 августа 2004 г.

Приведены экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию, температуре и поглощательной способности газообразного дейтерия с начальной плотностью, близкой к плотности жидкого состояния в диапазоне давлений 80–90 ГПа, полученные на взрывном генераторе ударных волн сферической геометрии. Проведено сравнение полученных результатов с имеющимися экспериментальными и теоретическими данными.

PACS: 52.25.–b, 52.35.Tc

В настоящее время ввиду развития работ по лазерному термоядерному синтезу, изучению структуры и эволюции астрофизических объектов обострился интерес к исследованию термодинамических и электрофизических свойств водорода [1, 2], простейшего и самого распространенного элемента в природе, в области мегабарных давлений. Для достижения давлений ударного сжатия мегабарного диапазона используются различные способы возбуждения ударных волн – мощное лазерное излучение [3, 4], мощные импульсные токи [5, 6] и сферические взрывные устройства [2, 7]. При этом данные лазерных экспериментов демонстрируют аномально высокую сжимаемость дейтериевой плазмы, не нашедшую подтверждения в электродинамических и взрывных экспериментах.

В данной работе в качестве объекта исследования выбран дейтерий в газообразном состоянии с высокой начальной плотностью, близкой к плотности жидкого дейтерия. Использование газообразного дейтерия связано с возможностью получения параметров начального состояния с высокой достоверностью, поскольку в случае газа они полностью определяются его начальными давлением и температурой. Кроме того, одновременно со сжимаемостью в настоящей работе измерялась температура и спектраль-

ные коэффициенты поглощения света, что позволило получить дополнительную информацию о параметрах уравнения состояния и оптических свойствах ударно-сжатой плазмы дейтерия.

**Экспериментальное измерение динамических характеристик.** Для экспериментов с газообразным дейтерием при высоком начальном давлении разработана полусферическая капсула, схематически показанная на рис.1, которая по своим геометрическим размерам соответствует полусферическому генератору ударных волн МЗ-13 [8]. Корпус капсулы 1 и основание 2 изготовлены из стали, обладающей высокой прочностью и стойкостью своих характеристик в атмосфере водорода. Для повышения давления ударного сжатия в дейтерии под стальным корпусом 1 расположен полусферический экран 3 из алюминия (АД-1) толщиной 1.5 мм.

На фиксированном расстоянии от алюминиевого экрана, которое определялось высотой алюминиевых образцов 4, закреплялась полусферическая латунная обойма 5, в которой на окружности с радиусом  $R = 5$  мм симметрично размещались 8 оптических датчиков 6 для измерения скорости ударной волны в дейтерии. Такие же датчики устанавливались и под образцами и служили для измерения в них скорости ударной волны, по которой определялись параметры ударного сжатия в алюминиевом экране. Датчики были изготовлены из кварцевых световодов  $\varnothing 200$  мкм с алюминиевым покрытием толщиной не-

<sup>1)</sup>e-mail: grvk@fncp.ac.ru

<sup>2)</sup>e-mail: root@gdd.vniief.ru

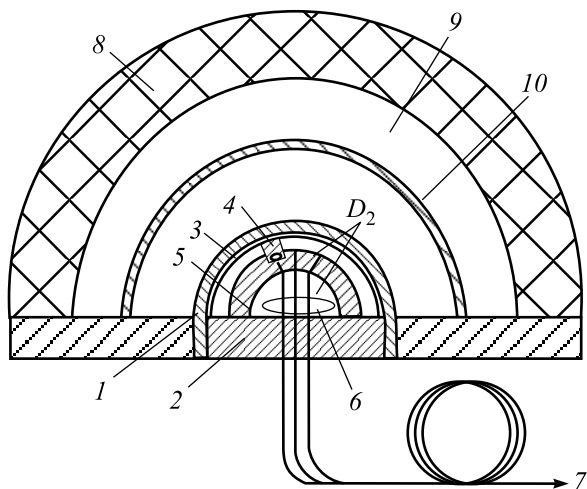


Рис.1. Полусферическое экспериментальное устройство: 1 – корпус, 2 – основание, 3 – экран (алюминий АД-1), 4 – образец из алюминия АД-1, 5 – обложка, 6 – оптические датчики, 7 – измерительная линия, 8 – ВВ, 9 – воздушный зазор, 10 – ударник (сталь 3)

сколько десятков микрон по всей длине для исключения паразитных засветок. Световоды клеивались в основание 2 и латунную полусферу 5; их отполированные верхние торцы выставлялись заподлицо с внешней поверхностью полусферы. Нижние, по схеме, торцы оканчивались оптическим разъемом (на рисунке не показан) для соединения оптических датчиков с внешними световодными линиями 7, по которым излучение фронта ударной волны передавалось на регистраторы. Центральный световод диаметром 600 мкм служил одновременно для измерения скорости ударной волны в газе и температуры на ее фронте.

После инициирования мощного взрывчатого вещества (ВВ) 8 продуктами взрыва через зазор 9 разгонялся стальной полусферический ударник 10, формирующий при соударении с полусферическим корпусом 1 ударную волну в нем, которая далее последовательно передавалась в алюминиевую оболочку датчиков 6 и газообразный дейтерий, сжимая и необратимо нагревая его. Для исключения влияния воздушной ударной волны на результаты эксперимента, воздух из полости между корпусом 1 и ударником 10 откачивался до остаточного давления не выше 10 торр.

Заполнение капсулы газообразным дейтерием осуществлялось с помощью металлогидридного источника изотопов водорода высокого давления на основе ванадия. Для получения давления в 250 МПа с помощью источника на основе дейтерида ванадия достаточен его нагрев до температуры  $\sim 450$  К [9].

Изготовленные капсулы перед проведением экспериментов испытывались на прочность и герметич-

ность. Испытания показали, что капсулы выдержали давление газа  $\approx 220$  МПа без разрушения и заметных остаточных деформаций конструкции. В ходе испытаний капсул регистрировалась величина деформации полусферических днищ, которая учитывалась в дальнейшем при обработке результатов экспериментов.

С использованием одного типа генератора ударных волн проведено два опыта при начальных параметрах газа:  $P_0 \approx 203$  МПа (2000 атм) и  $T_0 = 273$  К в первом эксперименте и  $P_0 \approx 157$  МПа (1550 атм) при  $T_0 = 278$  К – во втором. Температура газа принималась равной температуре на полусферической поверхности капсулы, которая регистрировалась термопарой. При таких условиях начальная плотность газа, рассчитанная по [10], составила  $\rho_0 = 0.153$  г/см<sup>3</sup> и  $\rho_0 = 0.1335$  г/см<sup>3</sup>, соответственно, что близко к плотности ( $\rho_0 = 0.171$  г/см<sup>3</sup>) жидкого дейтерия.

Для регистрации свечения фронта ударной волны использовались преобразователи оптических сигналов видимого спектра излучения, выполненные на фотодиодах со скоростью нарастания сигнала не хуже 2 нс и фотоэлектронные умножители со временем нарастания анодного импульса 1.2 нс. Время движения ударной волны измерялось от момента появления свечения до момента спада амплитуды свечения из-за повреждения торца световода ударной волной. Типичные осциллограммы свечения фронта ударной волны в газообразном дейтерии приведены на рис.2. По амплитуде (рис.2b) на участке насыщения излучения фронта ударной волны определялась яркостная температура ударно-сжатого дейтерия.

В экспериментах были измерены средние скорости ударной волны в плотном газообразном дейтерии  $D_{\text{exp}} = (29.14 \pm 0.56)$  км/с при  $P_0 > 203$  МПа (2000 атм) и  $D_{\text{exp}} = (29.29 \pm 0.36)$  км/с при  $P_0 \approx 157$  МПа (1550 атм). Погрешность измерения приведена с учетом статистики Стьюдента при доверительной вероятности 90%. Экспериментальные значения средней скорости ударной волны соответствовали середине базы измерения и для их приведения к границе распада разрыва на границе дейтерий – алюминий (рис.1) проведена корректировка. Для этого по газодинамической программе РФЯЦ-ВНИИЭФ выполнены одномерные расчеты движения ударных волн в элементах полусферического экспериментального устройства. В расчетах для дейтерия использовалось уравнение состояния из [11], для остальных материалов уравнения состояния, принятые в РФЯЦ-ВНИИЭФ. Для оценки правильности заложенных в программу расчета уравнений состояния использованных материалов проведена независимая проверка расчетной схемы. В тестирующих расчетах оцени-

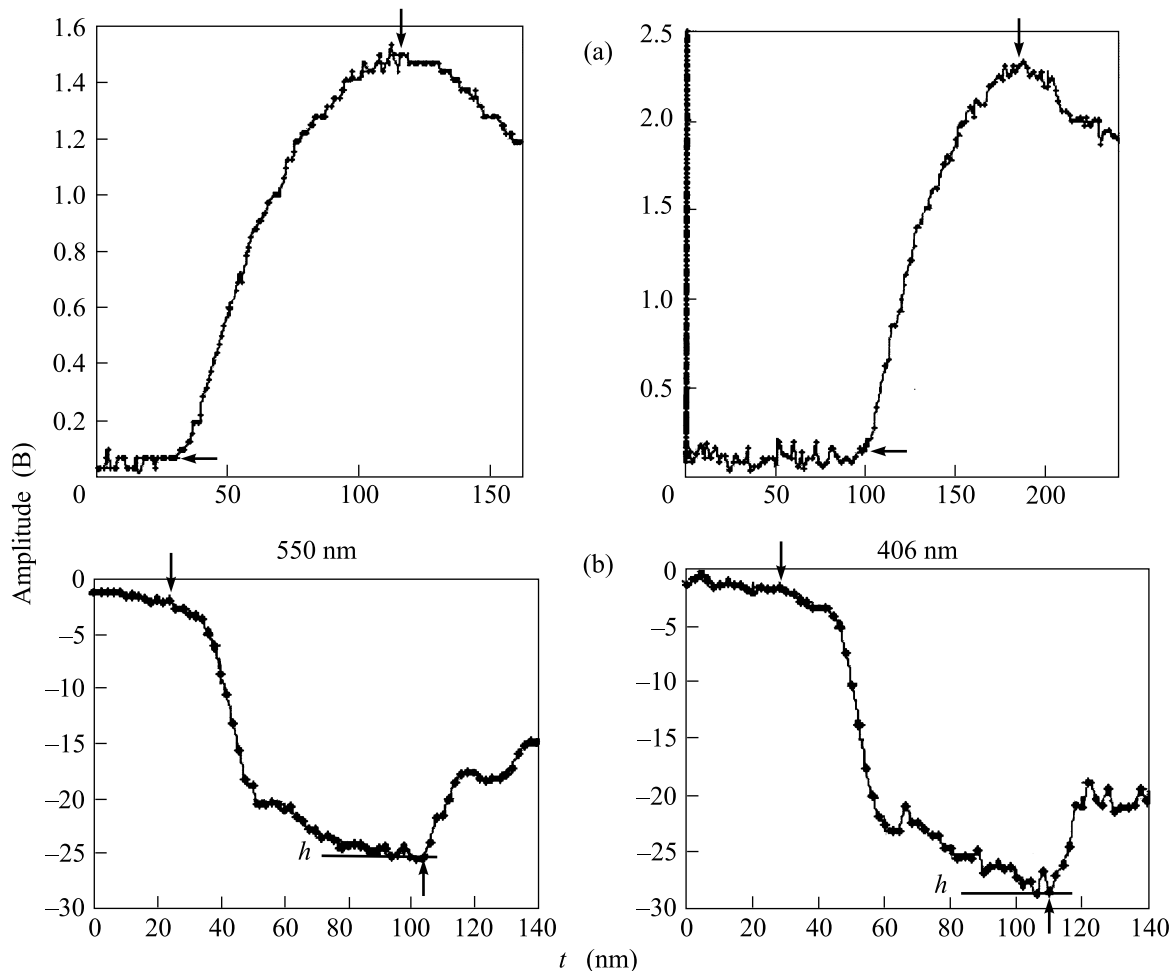


Рис.2. Осциллограммы излучения фронта ударной волны в газообразном дейтерии Регистраторы: а – фотодиодные датчики, б – ФЭУ Стрелками отмечены точки, по которым измерялось время движения ударной волны

валось значение скорости ударной волны в экранах из железа и алюминия толщиной 4 мм и полученные величины сравнивались с экспериментальными данными для МЗ-13 из [8]. Тестирование показало, что рассчитанные для железа и алюминия значения скорости ударной волны с точностью 1% согласуются с экспериментальными данными  $D_{\text{Fe}} = 17.35$  км/с и  $D_{\text{Al}} = 20.9$  км/с из [8].

Переход от измеренных значений скорости ударной волны в дейтерии к мгновенному значению на границе распада разрыва на границе алюминий – дейтерий выполнен следующим образом. По результатам газодинамических расчетов были вычислены средние скорости ударной волны в дейтерии  $\bar{D}$  и значения скорости ударной волны на границе экран-дейтерий –  $D_b$ . Из-за нестационарности ударной волны в полусферическом генераторе значение средней скорости на радиусе измерения превышает величину скорости на внутренней границе экрана  $R_b$ . С

учетом относительной разности этих величин  $\delta D = (\bar{D} - D_b)/\bar{D}$ , полученных по результатам расчетов, вычислены поправки  $\Delta D = \delta D \cdot D_{\text{exp}}$  для экспериментально определенной скорости ударной волны. В результате получены скорости ударной волны в газообразном дейтерии, приведенные к границе с алюминием,  $-D_b = 27.95$  км/с в первом эксперименте и  $D_{\text{гр}} = 28.02$  км/с – во втором.

Аналогичным образом проведена корректировка среднего значения скорости ударной волны  $D_{\text{exp}} = 21.17$  км/с, измеренной в экспериментах в эталонных алюминиевых образцах. В результате корректировки значение скорости ударной волны в алюминии на границе с дейтерием составило величину  $D_b(\text{Al}) = 20.4$  км/с.

Решение задачи о распаде произвольного разрыва на границе алюминий-дейтерий при указанных скоростях и применение закона сохранения массы приводит к следующим параметрам ударного сжа-

тия в газообразном дейтерии:  $D = 27.95$  км/с (скорость ударной волны),  $U = 21.84$  км/с (массовая скорость),  $P = 93.4$  ГПа,  $\rho = (0.70 \pm 0.06)$  г/см<sup>3</sup> в первом эксперименте и  $D = 28.02$  км/с,  $U = 22.2$  км/с,  $P = 83$  ГПа,  $\rho = (0.64 \pm 0.04)$  г/см<sup>3</sup> – во втором. При решении задачи использовалась изэнтропа разгрузки алюминия, построенная по уравнению состояния [12] из исходного состояния на ударной адиабате с параметрами  $U = 12.04$  км/с,  $P = 665.4$  ГПа, полученными по результатам измерения скорости ударной волны в алюминии –  $D_b(\text{Al}) = 20.4$  км/с.

**Измерение оптических характеристик ударно-сжатого дейтерия.** При измерении температуры ударно-сжатого дейтерия использовался высокоскоростной 4-канальный оптический пирометр [13]. Излучение фронта ударной волны в дейтерии по световодной линии регистрировалось на длинах волн 450, 498, 550 и 600 нм. Для выделения спектральных интервалов использовался набор интерференционных светофильтров с шириной полосы пропускания  $\Delta\lambda \approx 10$  нм на полувысоте. Оптическая линия измерения температуры перед проведением эксперимента калибровалась с помощью эталонного источника света. Поток теплового излучения нагретого тела при излучательной способности  $R$  определялся по формуле Планка:

$$N(\lambda) = RC_1\lambda^{-5}[\exp(C_2/\lambda T) - 1]^{-1} = C_1\lambda^{-5}[\exp(C_2/\lambda T_b) - 1]^{-1}. \quad (1)$$

Здесь  $R$  – излучательная способность тела,  $\lambda$  – длина волны,  $T$  – истинная температура,  $T_b$  – яркостная температура; постоянные  $C_1 = 1.19 \cdot 10^{-16}$  Вт м<sup>2</sup>/ср и  $C_2 = 0.0144$  мК. Задача нахождения температуры ударно-сжатого газообразного дейтерия по измеренным значениям 4-спектральных температур решалась нелинейным методом наименьших квадратов для двух параметров  $T$  и  $R$  и проведением итераций для получения точных оценок искомых величин.

Наилучшее описание функцией Планка спектральных температур, измеренных в эксперименте при давлении ударного сжатия  $P = 93.4$  ГПа в диапазоне 450–600 нм, в приближении серого тела достигается при температуре  $T = 24100 \pm 2200$  К и значении излучательной способности  $\mathcal{E} = 0.485 \pm 0.075$ .

Анализ осциллограмм в эксперименте при давлении  $P = 83$  ГПа (рис.2б) показывает, что в синей области спектра ( $\lambda = 406$  нм) не достигнуто насыщение зависимости излучения фронта ударной волны, отвечающее оптической толщине ударно-сжатого газообразного дейтерия, близкой к единице. Это не позволяет использовать метод наименьших квадратов для оценки истинной температуры и излучательной спо-

собности, поэтому для этого опыта приведено среднее значение яркостной температуры  $T = 22900 \pm 2000$  К.

Нарастание свечения фронта ударной волны после ее выхода в газообразный дейтерий, как и в [14, 15], можно связать с увеличением слоя, сжатого ударной волной, и его прозрачностью. Если пренебречь отражением, а пропускание излучения определить по формуле Бугера–Ламберта–Бэра:

$$\tau = \exp(-\alpha l), \quad (2)$$

где  $\alpha$  – коэффициент поглощения излучения слоем толщиной  $l$ , то нарастание интенсивности излучения в направлении нормали можно записать в виде:

$$I = I_0[1 - \exp(-\alpha l)] = I_0[1 - \exp(-\alpha\{D - U\}t)], \quad (3)$$

где  $I_0$  – интенсивность излучения оптически плотного слоя,  $l = (D - U)t$  – толщина слоя ударно-сжатого вещества,  $t$  – время движения ударной волны по веществу. В этом случае, при известных кинематических параметрах  $D$  и  $U$ , из экспериментальной осциллограммы можно определить коэффициент поглощения света в ударно-сжатом дейтерии –  $\alpha$ :

$$\alpha = -I_0[1/(D - U)t] \ln(1 - I/I_0). \quad (4)$$

Среднее значение коэффициента поглощения света в сжатом газообразном дейтерии, полученное по результатам обработки экспериментальных осциллограмм, в диапазоне длин волн 450–600 нм составляет величину  $\alpha \approx 69$  см<sup>-1</sup> при давлении ударного сжатия 93 ГПа.

Оценки коэффициента поглощения, проведенные по расчетным параметрам в рамках классического подхода с использованием формулы Крамерса–Унзольда, дают значения  $\alpha \approx 4 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup>, что на три порядка превышает измеренные значения. Такое расхождение указывает на тот факт, что процессы ионизации и диссоциации во фронте ударной волны в условиях эксперимента, по-видимому, шунтируют скорость нарастания излучения плазменного сгустка.

**Сравнение с результатами теоретических расчетов.** Отличием настоящих экспериментов от большинства выполненных ранее является одновременное измерение динамических характеристик сжатия, показывающих положение ударной адиабаты на  $P$ – $V$ -плоскости, и температуры ударно-сжатого дейтерия, что весьма важно для построения полной термодинамики системы.

Результаты опытов в координатах давление – плотность приведены в таблице и на рис.3, а в координатах температура – давление – в той же таблице и на рис.4 в сопоставлении с известными эксперимен-

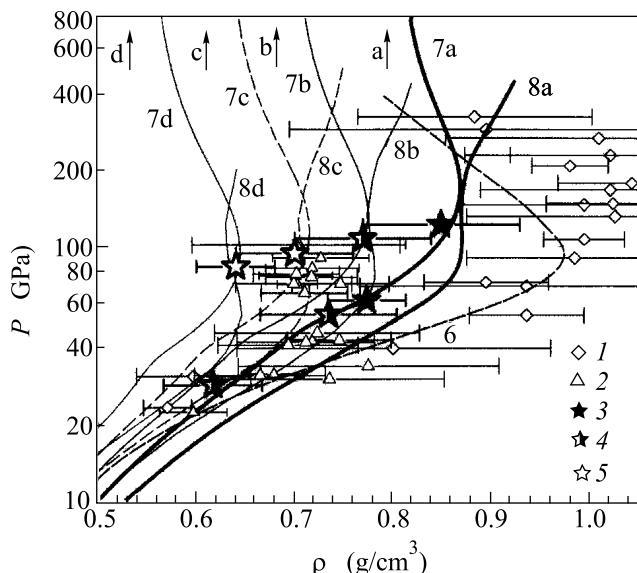


Рис. 3. Адиабаты Гюгонио дейтерия. Эксперимент: 1 – [3], 2 – [6], 3 – [2, 7], 4 – [25], 5 – настоящая работа. Расчет 6 – [27], 7 – SAHA-IV [1, 23], 8 – MCK [11], сплошная толстая линия  $\rho_0 = 0.199 \text{ г/см}^3$ , сплошная тонкая линия  $\rho_0 = 0.171 \text{ г/см}^3$ ; штрих-пунктирная линия  $\rho_0 = 0.153 \text{ г/см}^3$ , пунктирная  $\rho_0 = 0.1335 \text{ г/см}^3$ . Стрелками обозначено “предельное” сжатие ( $\rho/\rho_0 = 4$ ) на каждой из четырех ударных адиабат

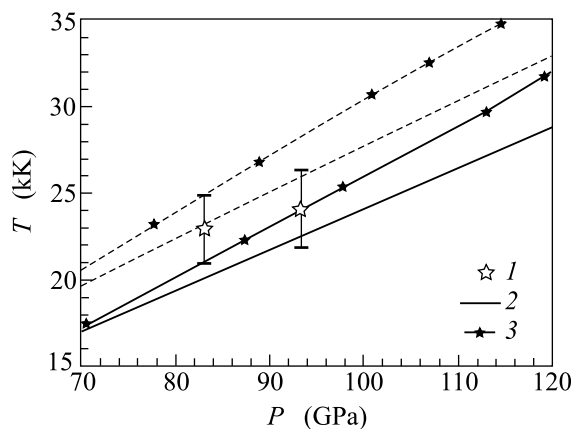


Рис. 4. Зависимость температуры ударно-сжатого газообразного дейтерия от давления 1 – эксперимент; расчет: 2 – модель SAHA-IV [1, 23], 3 – модель MCK [11], сплошные кривые –  $\rho_0 = 0.153 \text{ г/см}^3$ , пунктирные –  $\rho_0 = 0.1335 \text{ г/см}^3$

тальными данными и результатами теоретических расчетов, выполненных в двух вариантах.

В первом варианте расчеты проводились с использованием уравнения состояния водорода, построенного на базе относительно простой модели сжимаемого коволюма (MCK) [11]. Рассматривалась смесь пяти сортов частиц: молекул, атомов, положительно заря-

женных молекулярных ионов, протонов и электронов. Термическое уравнение состояния для частиц  $i$ -го сорта имеет вид  $V_i(P, T) = V_{C,i}(P) + R_m T/P$ , где  $V$  – молярный объем,  $R_m$  – молярная газовая постоянная. Коволюмы  $V_{C,i}$  полагались зависящими только от давления и аддитивными. Для молекул коволюм построен, опираясь на экспериментальные данные по статическому сжатию твердого водорода до давления 2.5 ГПа [16] и квазиadiaбатическому сжатию газообразного водорода в области давлений 40–800 ГПа [17, 18], для атомов – из простых теоретических оценок и результатов экспериментов [17, 18] при  $P > 300$  ГПа. Для молекулярных ионов и протонов они формально приняты равными соответственно коволюмам молекул и атомов (для электронов  $V_{C,e}(P) \equiv 0$ ). Калорическое уравнение состояния получено из термического с использованием второго начала термодинамики. Вклад колебательных и вращательных степеней свободы молекул и молекулярных ионов в статистических суммах учитывался в приближении жесткий ротатор – гармонический осциллятор без ограничения вращательно-колебательных уровней на величине энергии диссоциации, вклад возбужденных состояний электронов не учитывался. Уравнения для равновесных концентраций компонентов имеют вид обычных уравнений Саха, в которых константа равновесия дополнительно умножается на фактор вида  $\exp(-\Delta G_{C,r}(P)/RT)$ , где  $\Delta G_{C,r}$  – изменение коволюмно-химического потенциала в  $r$ -й реакции. В результате энергия диссоциации молекулы на два атома формально уменьшается с ростом давления на величину  $\Delta G_{C,\text{dis}}(P) = 2G_{C,D}(P) - G_{C,D_2}(P)$ , в то же время потенциалы ионизации молекул и атомов не изменяются, что является следствием принятого выше определения коволюмов заряженных частиц. В состояниях, достигнутых в экспериментах настоящей работы, расчет по модели MCK предсказывает заметную степень диссоциации дейтерия  $n_D/n_{D_2} \sim 3$  и относительно малую степень “температурной ионизации”  $n_{D^+}/n_D \sim 10^{-2}$ . На ударных адиабатах, рассчитанных по модели MCK, наблюдаются два максимума плотности: нижний обусловлен диссоциацией молекул, верхний – ионизацией частиц. На положение второго максимума влияют многие факторы. В частности, ограничение вращательно-колебательных энергетических уровней на величине энергии диссоциации для молекулярных ионов приводит к уменьшению концентрации этой компоненты в смеси в области высоких температур и давлений и, как следствие, к заметному снижению значений плотности и давления в точке верхнего максимума, к более быстрому выходу ударной адиабаты на асимптотику  $\rho_{\text{Hug}} \rightarrow 4\rho_0$ .

Эксперимент				Расчеты (хим. модель [1, 16])							Эксперимент
$\rho_0$ , г/см <sup>3</sup>	$P$ , ГПа	$\rho$ г/см <sup>3</sup>	$T$ , 10 <sup>3</sup> К	$T$ , 10 <sup>3</sup> К	$n_e$ , 10 <sup>22</sup> /см	$n_D$ 10 <sup>22</sup> /см	$n_{D_2}$ 10 <sup>22</sup> /см	$\Gamma_D$	$n_e \lambda_e^3$	$\pi(\sum n_j g_d^3)/6$	
0.134	83	0.64	22.9	23.2	2.3	5.1	5.6	15	2.7	0.42	Наст. работа
0.153	93.4	0.70	24.1	22.5	2.5	5.0	6.6	16	3.0	0.47	Наст. работа
0.171	107	0.77	–	23.0	2.8	5.3	7.1	17	3.4	0.50	[25]
0.199	121	0.85	–	21.9	3.0	4.9	8.5	18	3.8	0.57	[7]

Во втором варианте расчет проводился в рамках модифицированной химической модели плазмы [19] с использованием универсального кода SAHA-IV [20]. В рамках этой модели водород (дейтерий) рассчитывался как сильно неидеальная смесь ионов, электронов, атомов и молекул, а также ионов  $D^-$  и  $D^{2+}$ . При расчете равновесного состава плазмы и ее термодинамических свойств учитывались эффекты частичного вырождения электронной компоненты и взаимодействия между всеми сортами частиц. Для описания кулоновской неидеальности использовалась усовершенствованная модификация псевдопотенциального подхода, предложенного в [21]. В рамках этой модификации эффективное электрон-ионное взаимодействие описывалось кулоновским потенциалом, исправленным на близких расстояниях (потенциал Глаубермана–Юхновского). Эффективная глубина указанного потенциала приравнивалась значению энергии взаимодействия электрон-ионной пары на среднем расстоянии между тяжелыми частицами (ионами, атомами и молекулами). Это соответствовало принятой в данной модели граничной энергии, разделяющей свободные и связанные (внутриатомные) состояния, учитываемые при расчете атомных статистических сумм. Помимо вклада кулоновского взаимодействия заряженных частиц, учитывался эффект интенсивного отталкивания тяжелых частиц на близких расстояниях [20]. Это осуществлялось с использованием приближенного уравнения состояния “мягких сфер” [22], модифицированного для смеси частиц разных диаметров. При этом степень “мягкости” в указанном потенциале межмолекулярного отталкивания выбиралась, исходя из требования наилучшего описания экспериментально измеренного уравнения состояния конденсированного водорода при комнатной температуре. Расчеты, проведенные в этом приближении [1, 23], показали, помимо доминирующего влияния взаимодействия молекул  $D_2$ - $D_2$  высокую чувствительность положения ударных адиабат дейтерия и хода температурной зависимости на адиабатах к выбору параметров отталкивания атомов дейтерия как друг с другом ( $D$ - $D$ ), так и, в особенности, с молекулами  $D_2$ . В настоящих расчетах, часть которых приведена в табли-

це, параметры межмолекулярного и межатомного отталкивания выбирались в соответствии с неэмпирическим “атом-атомным приближением” [24]. В терминах модели мягких сфер это приводит к относительно высоким значениям отношения эффективно-го диаметра атома дейтерия к диаметру молекулы  $D_2$   $\{d(D)/d(D_2) \sim 0.8\}$ . Важным следствием такого выбора является отсутствие заметного изменения “собственного объема” продуктов реакции в процессе диссоциации дейтерия и, соответственно, отсутствие механизма, стимулирующего сильно сжатую равновесную систему молекул и атомов к “диссоциации давлением” за счет указанного “выигрыша” в собственном объеме.

В соответствии с расчетами по модифицированной химической модели плазмы [1, 19, 23] за фронтом ударной волны в настоящей работе, а также в экспериментах с максимальным давлением из работ [2, 7], реализуются состояния плотной сильно неидеальной ( $\Gamma_D \gg 1$ ), частично ионизованной ( $n_e/n_D \sim 1$ ) и частично вырожденной ( $n_e \lambda_e^3 \sim 3$ ), и практически изотермической ( $T \approx 22$ – $24$  К) плазмы дейтерия с параметрами, приседенными в таблице.

При анализе данных, представленных в таблице, обращает на себя внимание специфика физических условий, реализуемых в ударных экспериментах РФЯЦ-ВНИИЭФ, а именно, одновременное сочетание сильной кулоновской неидеальности ( $\Gamma_d \gg 1$ ) с заметным вырождением электронной компоненты ( $n_e \lambda_e^3 \sim 1$ ) и с сильным влиянием короткодействующего отталкивания, выражающемся в высоких значениях так называемого “параметра упаковки” системы –  $\pi n_i d_i^3/6 \sim 1$  (здесь  $d_i$  – “собственный размер”  $i$ -го сорта “тяжелых” частиц (атомов, молекул и т.д.)).

Как видно из рис.3, полученные в настоящей работе экспериментальные данные хорошо согласуются с зависимостями, рассчитанными по моделям МСК и SAHA-IV. Обращает на себя внимание тот факт, что обе теоретические модели позволяют добиться *одновременного согласия* как с результатами настоящих экспериментов с ударным сжатием предварительно сжатого газообразного дейтерия, так и с результатами ударного сжатия жидкого и твердого дейтерия

[2, 7, 25], что говорит о внутренней согласованности результатов всех ударно-волновых экспериментов, реализованных в РФЯЦ-ВНИИЭФ. Вместе с тем обращает на себя внимание тот факт, что хотя ударные адиабаты, даваемые обеими теоретическими моделями в пределе высоких давлений и температур, и стремятся к асимптотическому пределу сжатия, соответствующему идеальному газу –  $\rho_{\text{Hug}}/\rho_0 \rightarrow 4$  [26], характер этого стремления в обеих представленных моделях заметно отличен. Это делает актуальным как необходимость получения новых экспериментальных данных в области давлений  $\sim 0.2\text{--}1.0$  ТПа, так и перспективу дополнительного привлечения для анализа полученных экспериментальных данных результатов строгих первопринципных подходов к вычислению термодинамических функций плотной плазмы водорода (дейтерия).

Из приведенного на рис.4 сравнения экспериментальных и расчетных температур следует, что, как и ранее, полученные в настоящей работе экспериментальные данные находятся в удовлетворительном согласии с зависимостями, рассчитанными по обеим моделям МСК и SANA-IV. Следует подчеркнуть, что факт одновременного согласия теории и эксперимента в калорическом и термическом уравнениях состояния говорит, с одной стороны, об адекватности заложенных в обе обсуждаемые модели теоретических предпосылок, а с другой стороны, о внутренней согласованности экспериментальных данных, полученных в настоящих опытах.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Президиума РАН в рамках комплексной программы научных исследований “Теплофизика и механика интенсивных импульсных воздействий”, Гранта Президента России # НШ-1938.2003.2, Госконтракта # 40.009.1.1.1192 Министерства образования и науки России.

1. В. Е. Фортов, В. Я. Терновой, М. В. Жерноклетов и др., *ЖЭТФ* **124**, 288 (2003).
2. С. И. Белов, Г. В. Борисков., А. И. Быков и др., *Письма в ЖЭТФ* **76**, 508 (2002).
3. L. D. Da Silva, P. Gelliers, G. W. Collins et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 483 (1997).
4. A. N. Mostovych, Y. Chan, T. Lehecha et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3870 (2000).
5. D. L. Hanson, J. R. Asay, C. A. Hall et al., in: *Shock Compression of Condensed Matter*, 1999, Eds. M. D. Furnish, L. C. Chhabildas, and R. S. Hixson, p. 1175.
6. M. D. Knudson, D. L. Hanson, J. E. Bailey et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 225501 (2001); M. D. Knudson, D. L. Hanson, J. E. Bailey et al., *Phys. Rev. Lett.*

- 90**, 035505 (2003); M. D. Knudson, D. L. Hanson, J. E. Bailey et al., *Phys. Rev.* **B69**, 144209 (2004).
7. Г. В. Борисков, А. И. Быков, Р. И. Илькаев и др., *ДАН СССР* **392**, 755 (2003).
8. Л. В. Альтшулер, Р. Ф. Трунин, К. К. Крупников, Н. В. Панов, *УФН* **166**, 575 (1996).
9. A. N. Golubkov and A. A. Yukhimchuk, *Hyperfine Interactions* **138**, 403 (2001).
10. A. Michels, W. de Graff, T. Wassenaar et al., *Physica* **25**, 25 (1959).
11. В. П. Копышев, В. В. Хрусталева, *ПМТФ* № 1, 122 (1980).
12. Б. Л. Глушак, Л. Ф. Гударенко, Ю. М. Стяжкин, В. А. Жеребцов, *ВАНТ, серия “Математическое моделирование физических процессов”*, № 1, 32 (1991).
13. M. A. Mochalov, T. S. Lebedeva, A. B. Medvedev et al., *Bulletin of the American Physical Society. 12<sup>TH</sup> APS Topical Group Meeting on Shock Compression of Condensed Matter*, Ed. Donna M. Baudrau, CMP, Atlanta, Georgia, June 2001, Vol. **46**, № 4, p. 60.
14. С. Б. Кормер, *УФН* **94**, 641 (1968).
15. В. Д. Глуходедов, С. И. Киршанов, Т. С. Лебедева, М. А. Мочалов, *ЖЭТФ* **116**, 551 (1999).
16. M. S. Anderson and C. A. Swenson, *Phys. Rev.* **B10**, 5184 (1974).
17. Ф. В. Григорьев, С. Б. Кормер, О. Л. Михайлова и др., *Письма в ЖЭТФ* **16**, 286 (1972).
18. Ф. В. Григорьев, С. Б. Кормер, О. Л. Михайлова и др., *ЖЭТФ* **69**, 743 (1972).
19. *Теплофизические свойства рабочих сред газофазного ядерного реактора*, под. ред. В. М. Иевлева, М.: Атомиздат, 1980.
20. В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, В. Е. Фортов, в кн. *Ударные волны и экстремальные состояния вещества*, ред. В. Е. Фортов, Л. В. Альтшулер, Р. Ф. Трунин, А. И. Фунтиков, М.: Наука, 2000; Springer-Verlag, 2004.
21. И. Л. Иосилевский, *ТВТ (High Temp.)* **18**, 355 (1980).
22. D. Young, *Soft Spheres Model for Equation of State*, UCRL-52352, LLNL Report, Univ. California, 1977.
23. И. Л. Иосилевский, В. К. Грязнов, В. Е. Фортов, *Термодинамика плотного водорода в рамках химической модели*, сб. “Физика экстремального состояния вещества-2001”, ред. В. Е. Фортов, ИХПФ, Черноголовка, 2001, с. 114.
24. Е. С. Якуб, *ТВТ (High Temp.)* **28**, 664 (1990); *Physica* **B265**, 31 (1999).
25. G. V. Boriskov, A. I. Bykov, R. I. Il'kaev et al., *Phys. Rev.* **B**, (in press).
26. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных явлений*, М.: Наука, 1966.
27. M. Ross, *Phys. Rev.* **B58**, 669 (1998).