

## Свойства криптона при ударно-волновом и квазиизэнтропическом сжатиях в области давлений до 2700 ГПа

М. А. Мочалов<sup>+∇</sup>, Р. И. Ильяев<sup>+</sup>, С. В. Ерунов<sup>+∇</sup>, А. О. Бликов<sup>+∇</sup>, В. А. Огородников<sup>+∇</sup>, С. Е. Елфимов<sup>+</sup>,  
В. А. Аринин<sup>+</sup>, В. А. Комраков<sup>+</sup>, М. И. Лихутов<sup>+∇1)</sup>, И. П. Максимкин<sup>+</sup>, В. К. Грязнов<sup>\*</sup>,  
И. Л. Иосилевский<sup>×°</sup>, П. Р. Левашов<sup>×°</sup>, Д. Г. Минаков<sup>×°</sup>, М. А. Парамонов<sup>×°</sup>

<sup>+</sup>Российский федеральный ядерный центр –  
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607188 Саров, Россия

<sup>∇</sup>Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева, 603155 Нижний Новгород, Россия

<sup>\*</sup>Федеральный исследовательский центр химической физики и медицинской химии РАН, 142432 Черноголовка, Россия

<sup>×</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

<sup>°</sup>Московский физико-технический Институт (Государственный университет), 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 3 апреля 2024 г.

После переработки 26 апреля 2024 г.

Принята к публикации 27 апреля 2024 г.

С применением полусферических генераторов ударных волн на основной адиабате Гюгонио в области давлений  $P \approx 140\text{--}255$  ГПа измерены плотность ударно-сжатого жидкого криптона  $\rho \approx 9$  г/см<sup>3</sup> и температура  $T \approx 55000$  К. С использованием устройств сферической геометрии газообразный криптон сжат до плотности  $\rho \approx 20$  г/см<sup>3</sup> давлением  $P \approx 2700$  ГПа при температуре  $T \approx 120000$  К. Эксперимент выполнен на рентгенографическом комплексе РГК-Б-Л ВНИИЭФ, состоящем из бетатронов БИМ 234.3000 с граничной энергией 60 МэВ, используемых в мультимпульсном режиме генерации тормозного излучения с многоканальной оптико-электронной системой регистрации рентгеновских изображений. Приведены конструкции экспериментальных устройств, выполнены оценки термодинамических параметров плазмы криптона, достигаемые в использованных устройствах. Выполнен анализ полученных данных и сравнение с данными из других публикаций. Сжатие криптона до плотности  $\rho \approx 20$  г/см<sup>3</sup> давлением  $P \approx 2700$  ГПа является рекордным достижением на данный период времени.

DOI: 10.31857/S1234567824110120, EDN: AVXMAU

**1. Введение.** Простейшие по своей структуре криогенные жидкости благородных газов аргона, криптона и ксенона являются идеальными для изучения их свойств методом ударного сжатия [1–29]. Высокие начальные плотности жидкостей (например,  $\rho_0 = 2.96$  г/см<sup>3</sup> в ксеноне при  $T_0 = 165$  К) позволяют в физических экспериментах достичь мегабарных давлений. Прозрачность сжиженных газов в видимой области спектра позволяет регистрировать излучение с фронта ударных волн через слой еще несжатого вещества и использовать полученные данные для оценки температуры, которая является дополнительным и часто более чувствительным параметром для проверки различных теорий, чем только давление ударного сжатия. Экспериментальное измерение температуры в ударно-волновых экспериментах важно для построения термодинамически полного уравнения состояния, поскольку дает возможность независимой проверки его парамет-

ров, в частности, поведения теплоемкости при высоких сжатиях. Кроме того, знание температуры существенно для изучения таких явлений, как переходы диэлектрик-металл, плавление, диссоциация и ионизация.

Ранее во ВНИИЭФ исследовались свойства криогенных жидкостей азота, аргона, криптона и ксенона при ударном и квазиизэнтропическом сжатиях до давлений  $P \approx 1000$  ГПа [14–28]. Для этих исследований разработаны криогенные экспериментальные устройства плоской, цилиндрической и полусферической геометрии и современные методы диагностики, включающие регистрацию кинематических и термодинамических параметров, коэффициентов отражения и поглощения света и проводимости исследуемых жидкостей. По излучению фронта ударной волны с применением оптической пирометрии измерены температуры в ударно-сжатых сжиженных газах – аргоне, криптоне, ксеноне и азоте – до  $T \approx 60000$  К в диапазонах давлений до  $P \approx 500$  ГПа. Показано замедление темпа роста температуры в сжиженных

<sup>1)</sup>e-mail: postmaster@ifv.vniief.ru

благородных газах при увеличении амплитуды ударной волны в области выше (30...40) ГПа, связанное с кинетикой возбуждения электронов в зону проводимости [14–19]. В ходе измерений электропроводности [27, 28] обнаружен эффект резкого роста числа носителей тока – электронов и сопровождающий это явление резкий рост проводимости при давлениях, достигнутых в эксперименте. Полученные данные описаны химической моделью плазмы, учитывающей эффекты кулоновского взаимодействия заряженных частиц, вырождение электронов, изменение вклада связанных состояний при сжатии вещества и короткодействующее отталкивание атомов и ионов на близких расстояниях [29].

Известно [30], что трансформация ударно-волнового сжатия в квазиизэнтропическое заметно снижает термический нагрев образцов и превосходит возможности ударно-волнового эксперимента по величине конечного давления и плотности. Ранее во ВНИИЭФ практическая реализация взрывных устройств цилиндрической геометрии позволила в экспериментах исследовать те области фазовых диаграмм аргона и ксенона, где теоретически предсказываются их структурные переходы или металлизация. Так в [20–22] зарегистрирована высокая сжимаемость жидкого ксенона при давлениях выше  $P > 200$  ГПа, которая теоретически обоснована образованием новой более плотноупакованной фазы ксенона при плотностях  $\rho > 8$  г/см<sup>3</sup>. В [22] достигнуто давление сжатия в жидком ксеноне  $P \approx 700$  ГПа при плотности  $\rho \approx 20$  г/см<sup>3</sup>. В работах [23–26] экспериментально исследована квазиизэнтропическая сжимаемость жидкого аргона, где достигнуто давление  $P \approx 1000$  ГПа при плотности  $\rho \approx 9$  г/см<sup>3</sup> [26]. Показано, что в жидком аргоне при сжатии до давлений  $P \approx 1000$  ГПа аномалии отсутствуют. С использованием совокупности экспериментальных данных по ударно-волновой и квазиизэнтропической сжимаемости, температуре и электропроводности построены эмпирические уравнения состояния, описывающие свойства ксенона и аргона до давлений  $P \approx 700$  ГПа и  $P \approx 1000$  ГПа соответственно [22–26].

В настоящей работе представлены новые экспериментальные данные, полученные при ударно-волновом нагружении жидкого криптона в диапазоне давлений до  $P \approx 250$  ГПа с использованием экспериментальных устройств полусферической геометрии. Эти исследования дополняют информацию о свойствах плазмы криптона и занимают промежуточное положение между данными, полученными ранее во ВНИИЭФ [19] и в Сандийской национальной лаборатории (SNL) [31]. Впервые в области давле-

ний до  $P \approx 3000$  ГПа исследовалась квазиизэнтропическая сжимаемость криптона в устройствах сферической геометрии, в которых сжатие осуществляется системой ударных волн, последовательно воздействующих на исследуемое вещество.

Экспериментальные и расчетно-теоретические исследования данной работы имеют не только прикладное, но и важное фундаментальное значение. Это связано, прежде всего, с актуальной проблемой существования и свойств так называемого “плазменного” фазового перехода [32], обусловленного конкуренцией сильного кулоновского притяжения и интенсивного квантового короткодействующего отталкивания, и сопровождающегося в процессе фазового перехода резким скачком степени ионизации плазмы. Гипотетическая возможность реализации такого типа фазовых превращений в плотной и высокотемпературной плазме инертных газов – гелия, аргона и ксенона, наряду с водородом и другими веществами, активно обсуждается как в многочисленных теоретических работах [33–35], так и в специально проводимых с этой целью взрывных экспериментах [36]. Актуальными в связи с этим являются и эксперименты настоящей работы при исследовании плотной плазмы криптона.

**2. Измерение сжимаемости и температуры ударно-сжатого жидкого криптона. Техника эксперимента.** Исследования сжимаемости, температуры, скорости звука, поглощения и отражения света и электропроводности в ударно-сжатом жидком криптона с использованием плосковолновых нагружающих устройств выполнены ранее во ВНИИЭФ в области давлений до 90 ГПа [19, 28]. В настоящей работе приведены результаты двух новых экспериментов по исследованию термодинамических параметров ударно-сжатого жидкого криптона в области давлений 150–250 ГПа. В этих опытах использованы криогенные устройства полусферического типа, описание которых подробно приведено ранее [14, 16, 17].

Основным элементом полусферических криогенных устройств является измерительный узел, приведенный на рис. 1. Для достижения высоких давлений использовано мощное конденсированное взрывчатое вещество (ВВ) полусферической геометрии, под действием продуктов взрыва которого через воздушный зазор разгонялся стальной ударник, формирующий при столкновении с экраном (1) ударную волну, выходящую затем в жидкий криптон, сжимая и нагревая его. Используемые в настоящей работе устройства отличаются от прежних конструкций только внешним радиусом ВВ.

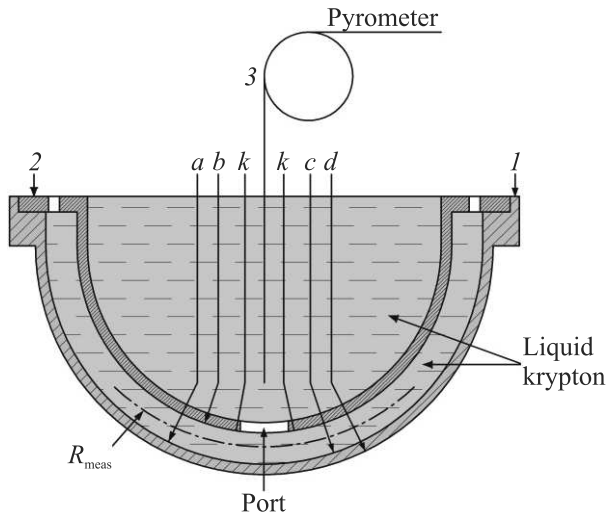


Рис. 1. (Цветной онлайн) Измерительный узел полу-сферического генератора ударных волн (ГУВ): 1 – экран (Al); 2 – основание; 3 – световод; (a), (b) – электроконтактные датчики для измерения скорости ударной волны в жидкости; (c), (d) – электроконтактные датчики для измерения скорости ударной волны в экране (1); k – кварцевое волокно;  $R_{\text{meas}}$  – радиус измерения скорости ударной волны

Для измерения средней скорости ударной волны (УВ) в экране и жидком криптоне использованы по 12 пар электроконтактов. Дополнительно на основании (2) установлены датчики (k) из кварцевого волокна для измерения скорости УВ в криптоне по излучению с ее фронта. Кроме того, излучение фронта УВ регистрируется пирометром видимого диапазона спектра [37] с использованием высокоскоростного осциллографа через оптическое окно с помощью кварцевого световода, расположенного в объеме жидкости по оси криогенной ячейки. По зарегистрированному излучению измерены спектральные температуры фронта УВ. Обработка экспериментальных данных для устройств полусферической геометрии подробно изложена в работах [14, 16, 17]. Для определения давлений и массовых скоростей в жидком криптоне по измеренному значению скорости в падающей УВ использовался метод отражения [6], в соответствии с которым решалась задача о распаде произвольного разрыва на границе раздела алюминий-криптон. В настоящей работе параметры ударно-сжатого жидкого криптона находились из законов сохранения массы, импульса и энергии на границе распада разрыва, формально соотношенной к радиусу измерения (см. рис. 1) скорости УВ в криптоне  $R_{\text{meas}}$ . Для этого наряду с измерением скорости УВ в криптоне измерялась скорость УВ в экране экспериментального устройства, значение ко-

торой расчетным способом корректировалось к значению на радиусе  $R_{\text{meas}}$ . Для оценки состояний алюминия, охлажденного до  $T = 120$  К, использовали уравнение состояния [38].

Жидкий криптон заливали в криостат непосредственно перед опытом. Остаточное давление воздуха (после откачки посредством вакуумного насоса) вокруг ячейки с жидким криптоном не превосходило 10 Па. Начальная температура жидкого криптона контролировалась с помощью калиброванного платинового сопротивления и электронного омметра с допускаемой основной погрешностью  $\pm 0.16\%$ . Контрольное значение температуры жидкого криптона в кювете при атмосферном давлении (среднее из 10 замеров) –  $T = 120$  К. Измеренной температуре соответствует плотность жидкого криптона  $\rho_0 \approx 2.42$  г/см<sup>3</sup>, определенная по уравнению состояния [39].

Результаты по ударной сжимаемости жидкого криптона из экспериментов с плоским ГУВ из [19] вместе с данными экспериментов SNL [31] и результатами настоящей работы (см. в табл. 1) приведены на рис. 2. Там же показана линейная аппроксимация всех  $D(U)$ -данных:

$$D = 1.7457 + 1.1998U, \quad (1)$$

На вставке (a) рис. 2 показано отклонение  $D(U)$ -данных от зависимости (1) в области  $U \leq 3$  км/с, на вставке (b) рис. 2 отклонение экспериментальных  $\Delta D$ -данных от зависимости (1) во всей исследованной области массовых скоростей.

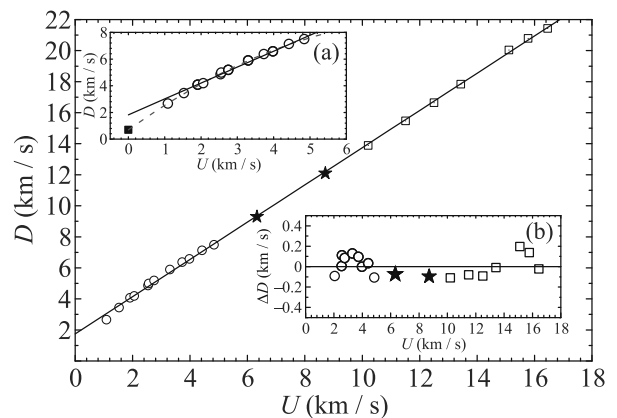


Рис. 2. (Цветной онлайн) Ударная адиабата жидкого криптона в координатах  $D(U)$ : ★ – настоящая работа; ○ – [19]; □ – [31]; ■ – скорость звука в жидком криптоне на линии насыщения [39]

В таблице 1 также указаны скорректированные параметры состояний в ударно-сжатом алюминии на

**Таблица 1.** Параметры УВ в элементах полусферических устройств

Экспериментальная скорость УВ волны в экране (Al) на радиусе $R_{scr}$		Параметры УВ в экране на радиусе $R_{meas}$			Параметры УВ в жидком криптоне на радиусе $R_{meas}$				
$R_{scr}$ , мм	$D_{exp}$ , км/с	$D$ , км/с	$U$ , км/с	$P$ , ГПа	$R_{meas}$	$D$ , км/с	$U$ , км/с	$P$ , ГПа	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>
33	12.65 ± 0.42	13.03	5.714	203.84	29	9.30 ± 0.17	6.63	142 ± 2	7.58 ± 0.4
21.85	14.16 ± 1.0	15.46	7.66	324.22	17.6	12.1 ± 0.27	8.71	255 ± 3	8.64 ± 0.7

радиусе  $R_{meas}$ , из которых рассчитаны изэнтропы его расширения.

Экспериментальные данные по сжимаемости криптона на адиабате Гюгонио в координатах плотность-давление приведены на рис. 3 вместе с зависимостью, рассчитанной по аппроксимации (1).

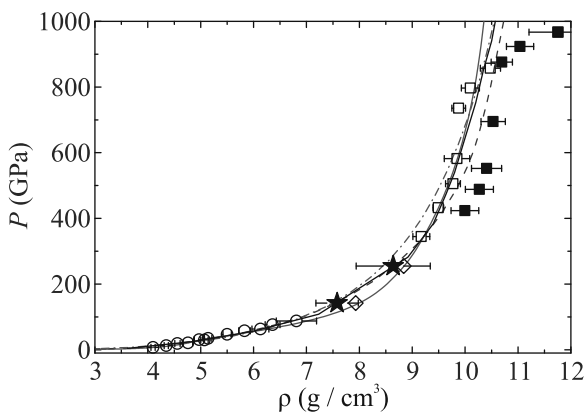


Рис. 3. (Цветной онлайн) Адиабата Гюгонио жидкого криптона. Эксперимент: ★ – настоящая работа; ○ – [19]; □ – на прямой волне [31]; ■ – на отраженной волне [31]. Расчет: красный штрих-пунктир – адиабата Гюгонио, рассчитанная по аппроксимации (1), сплошная черная линия – расчет по методу QMD [31], синий пунктир – SESAME [40], красная линия – модель SANA (настоящая работа), ◇ – расчет по методу QMD (настоящая работа)

В области давлений 20–90 ГПа в экспериментах с ударно-сжатым жидким криптоном [19] измерены яркостные температуры (5-20) кК в красной области спектра ( $\lambda = 670$  нм). Там же дополнительно измерены спектральные температуры в фиолетовой ( $\lambda = 430$  нм) и зеленой ( $\lambda = 500$  нм) областях спектра. В настоящей работе излучение фронта УВ в жидком криптоне с использованием пирометра [37] регистрировалось на пяти длинах волн  $\lambda = 406, 450, 498, 550$  и  $600$  нм, выделяемых интерференционными светофильтрами с полосой пропускания  $\Delta\lambda \approx 10$  нм на уровне половины от максимального значения. Предварительно, оптическая ли-

ния калибровалась по источнику эталонного излучения. Для ослабления излучения использовались нейтральные светофильтры, пропускание которых измерено на спектрофотометре. Типичная осциллограмма излучения фронта УВ в жидком криптоне, зарегистрированная, например, в опыте с ГУВ-1, приведена на рис. 4.

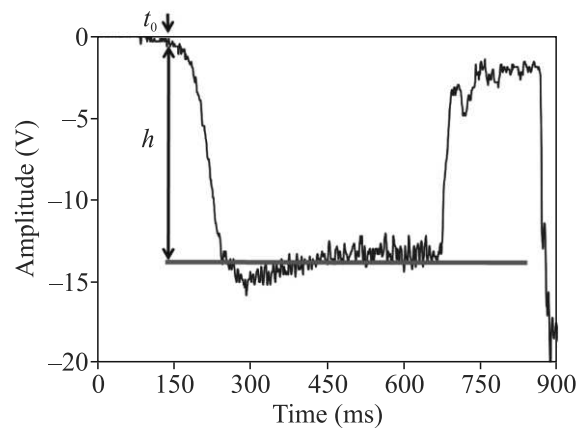


Рис. 4. (Цветной онлайн) Осциллограммы излучения фронта УВ в жидком криптоне ( $\lambda = 450$  нм)  $h$  – амплитуда излучения,  $t_0$  – начало свечения фронта УВ

Поток теплового излучения для измеренных спектральных температур вычислялся по формуле Планка:

$$N(\lambda, T) = \epsilon C_1 \lambda^5 [\exp(C_2/\lambda T)]^{-1} = C_1 \lambda^5 [\exp(C_2/\lambda T_s)]^{-1}. \quad (2)$$

Здесь  $\epsilon$  – излучательная способность тела,  $\lambda$  – длина волны,  $T$  – истинная температура,  $T_s$  – спектральная температура; постоянные  $C_1 = 1.19 \cdot 10^{-16}$  Вт · м<sup>2</sup>/ср и  $C_2 = 0.0144$  мК.

Задача нахождения температуры и излучательной способности по спектральным потокам, измеренным в экспериментах, решалась с использованием нелинейного метода наименьших квадратов для модели с двумя параметрами –  $T$  и  $\epsilon$ . Для этого необходимо сделать определенные предположения о характере излучательной способности фронта УВ. В на-

**Таблица 2.** Температура ударно-сжатого жидкого криптона

λ, нм	ГУВ 1				ГУВ 2			
	T <sub>s</sub> , К	T, К	ε	P, ГПа	T <sub>s</sub> , К	T, К	ε	P, ГПа
406	26621	37430 ± 4050	0.554 ± 0.086	142	36530	54890 ± 4150	0.555 ± 0.097	255
450	25063				–			
498	24752				35842			
550	29070				38023			
600	22727				30120			

стоящей работе при оценке температуры считалось, что величина излучательной способности в области регистрируемых длин волн  $\epsilon = \text{const}$ . Значения спектральных температур, измеренные в настоящей работе, и рассчитанные по ним величины термодинамической температуры и излучательной способности в зависимости от давления вместе с данными [19] приведены в табл. 2.

Приведенные данные в зависимости от давления аппроксимированы зависимостью:

$$T(\text{кК}) = 0.581 + 0.3308 \cdot P - 4.646 \cdot 10^{-4} \cdot P^2, \quad (3)$$

где давление  $P$  – [ГПа]. Описание измеренных в данной работе спектральных температур функцией Планка приведено на рис. 5.

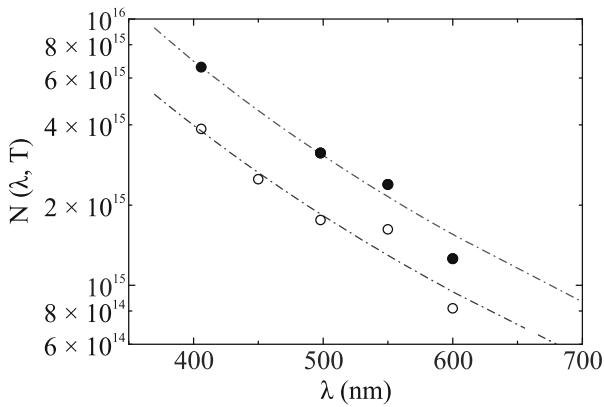


Рис. 5. (Цветной онлайн) Описание спектральных температур в ударно-сжатом жидком криптоне функцией Планка. Настоящая работа: ● –  $P \approx 255$  ГПа; ○ –  $P \approx 142$  ГПа

Результаты настоящей работы по сжимаемости и температурам ударно-сжатого жидкого криптона дополняют набор экспериментальных данных, представленных ранее в работе [19]. Как следует из рис. 2, настоящие данные, полученные в промежуточной области массовых скоростей, удовлетворительно согласуются с результатами [19] и [31] и могут быть описаны единой аппроксимационной зависимостью (1). Однако в области массовых скоростей до  $U \leq 2$  км/с,

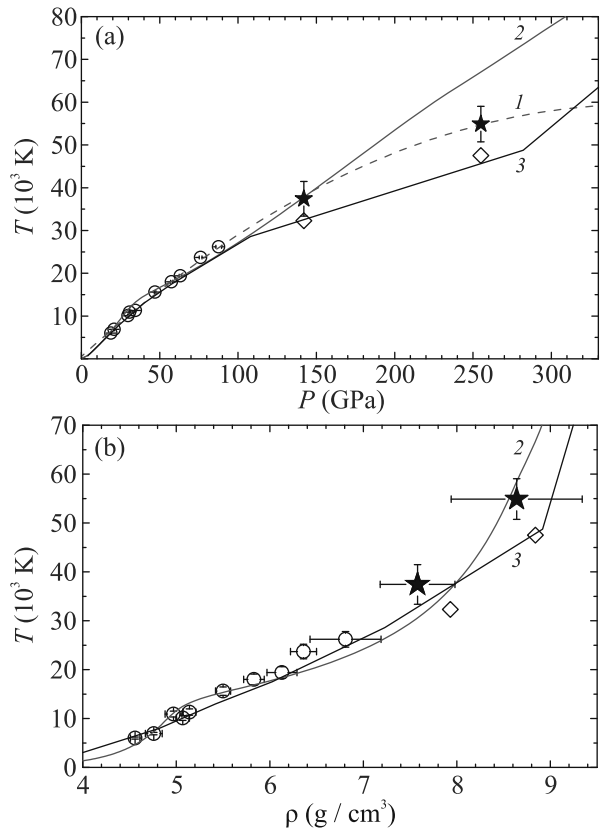


Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимость температуры ударно-сжатого жидкого криптона от давления (а) и плотности (б). Эксперимент: ★ – настоящая работа; ○ – [19]. Расчет: 1 – аппроксимация данных по формуле (3); 2 – модель SANA (настоящая работа); 3 – QMD [31]; ◇ – QMD (настоящая работа)

с учетом скорости звука в криптоне на линии насыщения ( $C_s = 690$  м/с), лучше использовать квадратичную зависимость, как это отмечалось еще в ранней работе [19]. Результаты по температуре ударно-сжатого жидкого криптона из [19] и настоящей работы в области давлений до 300 ГПа, как видно из рис. 6, достаточно хорошо согласуются как с расчетами по методу QMD из [31] и настоящей работы, так и с расчетом по модели SANA (настоящая работа)

та) вместе с совокупностью  $P(\rho)$ -данных, представленных на рис. 3.

**3. Свойства квазиизэнтропически сжатого криптона.** Для исследования квазиизэнтропической сжимаемости криптона разработано сферическое нагружающее устройство, содержащее заряд ВВ массой  $m = 18$  кг ТНТ, внутри которого находится камера из стали, рассчитанная на начальное давление до 100 МПа. Особенностью конструкции является комбинированная оболочка внутреннего каскада, состоящая из 2-х слоев – внутреннего из алюминия толщиной 5 мм и наружного – из стали толщиной 1.75 мм. Наличие тонкостенной стальной оболочки во внутреннем каскаде объясняется необходимостью надежного масштабирования снимков быстропротекающего процесса, учитывая “прозрачность” алюминия для жесткого рентгеновского излучения. В то же время наличие алюминия ( $Z = 13$ ) позволяет получить высокий контраст границы металл-газ в сжатом состоянии в эксперименте, учитывая высокое значение массового числа для криптона ( $Z = 36$ ). Ранее, этот принцип контрастирования границы оболочка-газ был использован в экспериментах ВНИИЭФ при исследовании квазиизэнтропической сжимаемости жидкого ксенона в области давлений до  $P \approx 720$  ГПа в [20–22]. Геометрия экспериментального устройства приведена на рис. 7. Эксперимент выполнен на рентгенографиче-

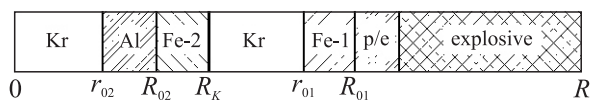


Рис. 7. Геометрия экспериментального устройства. Области: Kr – газообразный криптон; Al – алюминий; Fe-1,2 – сталь; p/e – полиэтилен; explosive – взрывчатое вещество

ском комплексе РГК-Б-Л ВНИИЭФ [41] (см. рис. 8), состоящем из трех бетатронов БИМ 234.3000 с граничной энергией 60 МэВ, два из которых использовались в 3-х импульсном режиме генерации тормозного излучения с многоканальной оптико-электронной системой регистрации рентгеновских изображений. Поле регистрации для этих бетатронов было ограничено отверстием диаметром 55 мм в свинцовых коллиматорах. Центральный бетатрон использован в моноимпульсном режиме с пакетным регистратором изображения, состоящим из 10 плотно сложенных вместе фотохромных ADC-экранов, что позволило получить панорамный снимок с регистрацией всех границ экспериментального устройства.

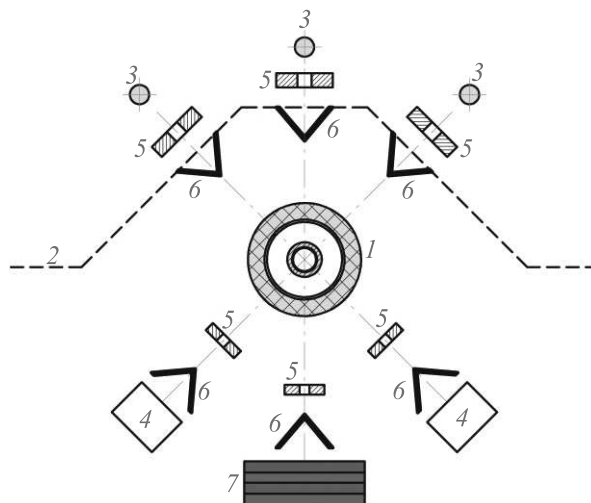


Рис. 8. (Цветной онлайн) Схема эксперимента: 1 – экспериментальное устройство; 2 – защитное сооружение; 3 – источники излучения (бетатроны); 4 – детекторы; 5 – коллиматоры (свинец); 6 – конусы (алюминий); 7 – набор фотохромных экранов

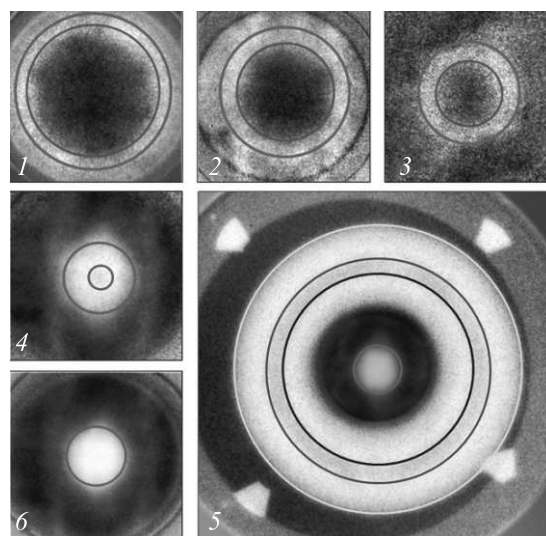


Рис. 9. (Цветной онлайн) Рентгенограммы сжатой полости экспериментального устройства и результаты трассировки границ. Здесь: 1 –  $t = 46.43$  мкс; 2 –  $t = 46.78$  мкс; 3 –  $t = 47.13$  мкс; 4 –  $t = 47.54$  мкс; 5 –  $t = 47.98$  мкс; 6 –  $t = 48.24$  мкс. Трассировка: зеленая линия – внутренняя граница алюминиевой оболочки (ВГО); красная линия – положение ударной волны; желтая линия – наружная граница стальной оболочки (НГО) (Fe-1); коричневая линия – ВГО (Fe-1); черная линия – НГО (Fe-2)

В эксперименте (при начальных параметрах криптона  $\rho_0 = 0.139$  г/см<sup>3</sup> и  $P_0 = 0.004$  ГПа в обоих полостях) получено пять ЭОР-снимков процесса обжатия криптона и один крупномасштабный снимок

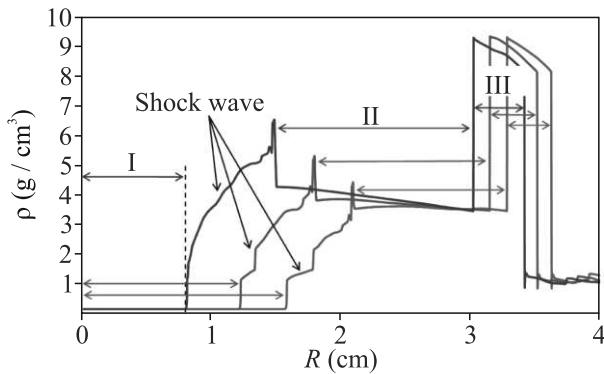


Рис. 10. (Цветной онлайн) Распределения плотности в элементах экспериментального устройства по радиусу в зависимости от времени: зеленая линия –  $t = 46.43$  мкс; красная линия –  $t = 46.78$  мкс; синяя линия –  $t = 47.13$  мкс. Области: I – несжатый газообразный криптон; II – алюминий; III – сталь

процесса на момент времени максимального сжатия ( $t_5 = 47.98$  мкс). Оригинальные рентгенограммы, зарегистрированные в эксперименте, показаны на рис. 9 вместе с результатами функционального метода обработки [42], представленными цветными линиями.

Расчет характеристик экспериментального устройства выполнен по одномерной газодинамической программе [43] с использованием УРС материалов, введенных в газодинамический расчетный комплекс РЯФЦ-ВНИИЭФ. В настоящей работе для алюминия использовали УРС [38], а для криптона – УРС SESAME [40].

Спецификой эксперимента является медленное движение ударной волны, что особенно четко проявилось на первых трех рентгенограммах, показанных на рис. 9, где центральная область, ограниченная красной линией, есть не что иное, как область не сжатого газообразного криптона. Это подтверждается и результатами расчетов распределений плотности (см. рис. 10) элементов экспериментального устройства по радиусу полости на времена рентгенографирования. Так на момент третьей фазы рентгенографирования ( $t = 47.13$  мкс) несжатая область газообразного криптона составляет  $R \approx 1.49$  см. В следующей фазе при  $t = 47.54$  мкс несжатая область криптона сокращается до  $R \approx 1.17$  см, а уже через  $\Delta t \approx 0.44$  мкс в пятой фазе при  $t = 47.98$  мкс зафиксировано максимальное сжатие плазмы криптона и последующий разлет (фаза 6) при  $t = 48.24$  мкс.

Расчитанное распределение плотности  $\rho(R)$  в момент максимального сжатия (пятая фаза сжатия) при  $t = 47.98$  мкс показано на рис. 11.

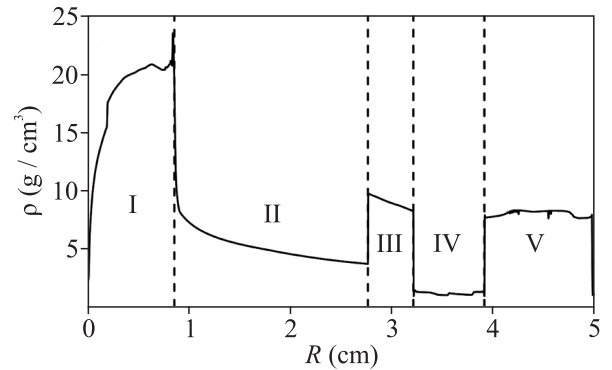


Рис. 11. Распределения плотности в элементах экспериментального устройства по радиусу на момент максимального сжатия ( $t = 47.98$  мкс). Область: I – криптон; II – алюминий; III – сталь; IV – криптон; V – сталь (внешняя оболочка)

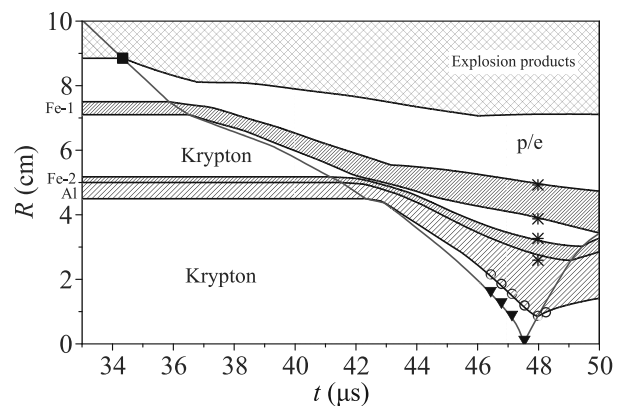


Рис. 12. (Цветной онлайн) Сравнение экспериментальных и рассчитанных  $R(t)$ -данных в эксперименте с криптоном. Сплошные черные линии – газодинамический расчет; сплошная красная линия – расчетная траектория первой УВ. Эксперимент: ■ – электроконтактный датчик; \* – ВГО и НГО Fe-1,2; ○ – ВГО Al; ▼ – траектория УВ

Использование во внутреннем каскаде оболочки из алюминия, как видно из рентгенограмм 5 и 6 на рис. 9, позволило надежно зарегистрировать полость со сжатой плазмой криптона, включая фазу разлета. Сравнение экспериментальных и рассчитанных  $R(t)$ -данных показано на рис. 12. Там же приведена рассчитанная траектория движения первой УВ (красная линия). Из анализа полученных результатов следует – в момент времени  $t_{\text{stop}} = 47.98$  мкс зарегистрировано максимальное сжатие плазмы криптона при радиусе остановки Al-оболочки  $R_{\text{exp}} = 0.87$  см, отличие которого от рассчитанного  $R_{\text{calc}} = 0.85$  см составляет 2.35 %.

Результаты проведенного эксперимента показали, что в момент максимального сжатия плазма крипто-

на сжата до плотности  $\rho_{\text{exp}} = 19.24 \text{ г/см}^3$  давлением  $P_{\text{calc}} = 2700 \text{ ГПа}$ . Отличие экспериментально измеренной плотности сжатого криптона от рассчитанного значения  $\rho_{\text{calc}} = 20.62 \text{ г/см}^3$  составляет  $\approx 7.2\%$ . Рассчитанное значение температуры сжатой плазмы –  $T_{\text{calc}} = 118255 \text{ К}$ . Кроме момента максимального сжатия, плазма криптона является почти полностью сжатой и в фазе разлета в момент времени  $t = 48.24 \text{ мкс}$ , что позволяет оценить ее параметры и в этом состоянии. Усредненные по массе термодинамические параметры плазмы криптона в фазе разлета имеют следующие значения:  $\rho_{\text{exp}} = 12.67 \text{ г/см}^3$ ,  $P_{\text{calc}} = 970 \text{ ГПа}$  при температуре  $T_{\text{calc}} = 93494 \text{ К}$ . В этой фазе сжатия экспериментальное значение плотности плазмы криптона на  $\approx 6\%$  отличается от рассчитанной величины  $\rho_{\text{calc}} = 13.43 \text{ г/см}^3$ .

Анализ экспериментальных рентгенограмм, полученных в опыте, показал, что на использованном рентгенографическом комплексе и в статике надежно регистрируется изображение границ алюминиевой оболочки. Поэтому был проведен дополнительный опыт по исследованию сжимаемости криптона с другим начальным давлением ( $\rho_0 = 0.209 \text{ г/см}^3$ ,  $P_0 = 0.005 \text{ ГПа}$ ) в конструкции, приведенной на рис. 7, исключив из нее стальную оболочку, что упростило изготовление внутреннего каскада. Оригинальная рентгенограмма сферического устройства, зарегистрированная в этом эксперименте в момент максимального сжатия (см. рис. 13), демонстрирует высокую степень симметричности сжатых полостей.

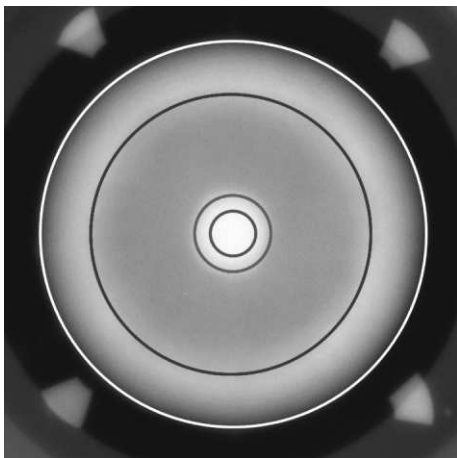


Рис. 13. (Цветной онлайн) Рентгенограмма сжатой полости с криптоном при максимальном сжатии в опыте # 2: белая и синяя линии – НГО и ВГО наружной стальной оболочки соответственно; зеленая и красная линии – НГО и ВГО алюминиевой оболочки

В результате проведенного дополнительного эксперимента плазма криптона в момент максималь-

ного сжатия была сжата до плотности  $\rho_{\text{exp}} = 16.5 \text{ г/см}^3$  давлением  $P_{\text{calc}} = 1780 \text{ ГПа}$  при температуре  $T = 95100 \text{ К}$ . Отличие экспериментально измеренной плотности сжатого криптона от рассчитанного значения  $\rho_{\text{calc}} = 17.68 \text{ г/см}^3$  составляет  $\approx 7.2\%$ . Результаты настоящей работы в  $P(\rho)$  плоскости показаны на рис. 14.

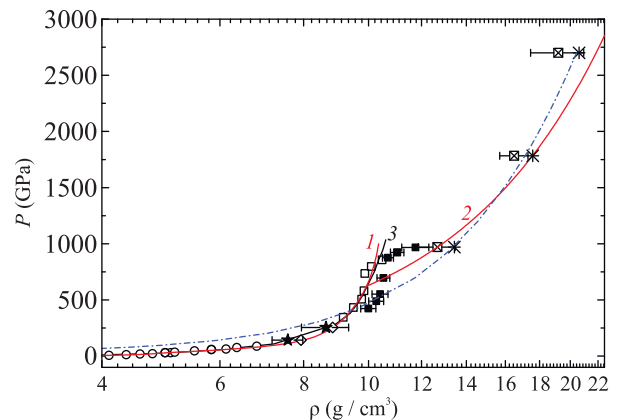


Рис. 14. (Цветной онлайн) Зависимость давления от плотности динамически сжатой плазмы криптона. Эксперимент: ударное сжатие:  $\star$  – настоящая работа;  $\circ$  – [19];  $\square$  – на прямой волне [31];  $\blacksquare$  – на отраженной волне [31]; квазиизэнтропическое сжатие:  $\boxtimes$  – настоящая работа. Расчет: синий штрих-пунктир – изоэнтропа из точки  $\rho_{\text{calc}} = 20.62 \text{ г/см}^3$  и  $P_{\text{calc}} = 2700 \text{ ГПа}$ ; линия 1 – адиабата Гюгонно жидкого криптона по модели SAHA (см. текст); линия 2 – изоэнтропа по модели SAHA из нижней экспериментальной точки ( $\rho_{\text{exp}} = 12.67 \text{ г/см}^3$  и  $P_{\text{calc}} = 970 \text{ ГПа}$ ); линия 3 – адиабата Гюгонно жидкого криптона – расчет в рамках QMD [31];  $\diamond$  – расчет по методу QMD (настоящая работа);  $\ast$  – одномерный расчет (настоящая работа)

**Расчеты параметров ударного и квазиизэнтропического сжатия в рамках химической модели плазмы.** Для анализа результатов экспериментов, описанных выше, в настоящей работе были проведены расчеты ударного и изэнтропического сжатия плазмы криптона с использованием уравнения состояния неидеальной плазмы по теоретической модели, развитой ранее для описания термодинамики сильно-неидеальной плазмы [44–47]. Для этой цели был модифицирован вариант модели SAHA, хорошо зарекомендовавший себя при описании результатов экспериментов по динамическому сжатию плазмы дейтерия и гелия до давлений  $\approx 20 \text{ ТПа}$  [36, 48, 49]. Достоинством этой модели применительно к расчетам высокотемпературной плотной плазмы является то, что в рамках этого подхода (химическая модель плазмы) реализуется расчет равновесного ионизационного состава и термодинамических



функций плазмы, а также ряд важных безразмерных параметров, характеризующих уровень межчастичных корреляций в плазме, таких как параметр кулоновской неидеальности, параметр вырождения электронной компоненты и др. В методике модели SANA плазма описывается как многокомпонентная сильнокоррелированная (неидеальная) смесь атомов, ионов различной кратности и электронов. Последние могут быть частично вырожденными. При решении системы уравнений ионизационного равновесия, описывающих многократную ионизацию газа, учитывается влияние различных “эффектов неидеальности”, включающих как эффект кулоновского взаимодействия ионов и электронов, так и эффект интенсивного короткодействующего отталкивания атомов и ионов (эффект “собственного объема”). Также учитывается сдвиг ионизационного равновесия вследствие частичного вырождения электронов. Помимо этого, настоящая методика включает дополнительную процедуру расчета параметров возможных так называемых “диссоциативно-плазменных” фазовых расслоений в системе, сопровождающихся резким скачкообразным изменением равновесного состава [36, 44, 48, 49].

Особенность расчета термодинамики плазмы криптона в настоящей работе заключалась в том, что для учета эффекта интенсивного короткодействующего отталкивания (эффекта “собственного объема”) использовалась модифицированная модель “мягких сфер” [16, 29, 50]. При этом, для определения соотношения радиусов атома и ионов, а также показателя “жесткости” их отталкивания, применялись результаты расчета электронных структур атома и ионов криптона методом Хартри-Фока в приближении “ограниченного” атома [29, 46, 47]. Ключевые параметры – радиус и степень отталкивания атомов в рамках этого приближения выбирались (“калибровались”) из наилучшего описания холодных кривых криптона. Размер атомов и ионов определялся из равенства

$$\Delta E_i / I_i = \text{const}, \quad (4)$$

где  $\Delta E_i$  – относительный сдвиг энергии основного состояния атома (или иона) при сжатии сферической атомной ячейки, отнесенный к энергии основного состояния свободного атома (или иона),  $I_i$  – энергия ионизации данного атома (или иона).

При этом, если ранее при расчете термодинамических свойств всех инертных газов по модели SANA показатели степенного отталкивания для всех атомов и ионов принимались равными [29, 46], то в настоящей работе методика была модифицирована, так

что теперь не только “собственные размеры” частиц каждого сорта, но и показатели степени их отталкивания (“мягкость”) для атома и всех ионов определялись из расчетов Хартри-Фока. Результаты расчета радиусов и показателей степени отталкивания для атома и ионов криптона представлены на рис. 15.

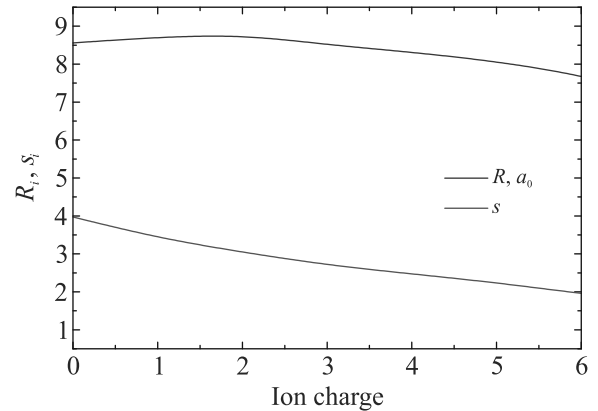


Рис. 15. (Цветной онлайн) Зависимость радиуса ( $R_i$ ) и степени отталкивания ( $s_i$ ) в модели мягких сфер для атома (0) и ионов (i) криптона

Расчет по модели SANA в настоящей работе был проведен в двух режимах: в режиме ударного сжатия (до  $P \leq 1$  ТПа), и дополнительно в режиме изоэнтропического сжатия в диапазоне  $P = 10-30$  ТПа. Результаты этих расчетов в сравнении с экспериментальными данными в координатах давление – плотность приведены на рис. 14. На рисунке 16 приведены ре-

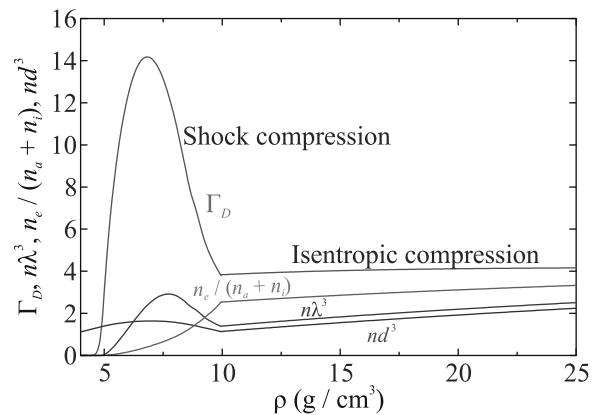


Рис. 16. (Цветной онлайн) Безразмерные параметры, характеризующие состояние неидеальной плазмы криптона на двух участках его динамического сжатия: – ударного ( $\rho \leq 10$  г/см<sup>3</sup>) и квазиизэнтропического сжатия ( $\rho \geq 10$  г/см<sup>3</sup>)

зультаты расчета безразмерных параметров, характеризующих состояние неидеальной плазмы криптона на двух участках его динамического сжатия:

а) ударного сжатия ( $\rho < 10 \text{ г/см}^3$ ); б) квазиизэнтропического сжатия ( $\rho > 10 \text{ г/см}^3$ ):

$\Gamma_D$  – параметр кулоновской неидеальности ( $\Gamma_D \equiv e^2/kT * R_D$ );

$\alpha$  – степень ионизации плазмы ( $\alpha \equiv n_e/(n_e + \sum n_i)$ );

$\xi$  – параметр вырождения свободных электронов ( $\xi \equiv n_e \lambda_e^3$ );

$\zeta$  – плотностной параметр “упаковки” ( $\zeta \equiv \sum n_i \sigma_i^3$ ).

Следует подчеркнуть, что, в отличие от расчетов по модели SAHA, проведенных ранее для плазмы дейтерия и гелия [48, 49], настоящие расчеты для плазмы криптона не предсказывают (см. рис. 14) наличия какого-либо плазменного фазового перехода со скачком ионизации подобно давно обсуждаемому двухстадийному плазменному фазовому переходу в гелии [47] (см. также [36]) или гипотетическому фазовому переходу, предсказанному в плотной неидеальной плазме аргона [51].

**Расчеты параметров динамического сжатия плазмы криптона в рамках квантовой молекулярной динамики.** Помимо химической модели плазмы, в настоящей работе были проведены расчеты параметров динамического сжатия плазмы криптона посредством “первопринципного” метода квантовой молекулярной динамики (QMD). Методика этого подхода и расчетов в настоящей работе является развитием и продолжением методики, реализованной в работах [36, 48, 49]. Метод QMD не использует (подобно квазихимической методике SAHA) для расчетов никакой феноменологической информации об изучаемом веществе, такой как потенциалы ионизации, спектры энергий возбуждений связанных комплексов, теплоты реакций и т.д. Термодинамика квантовых электронов в QMD описывается с помощью метода функционала плотности (DFT). Результатом такого расчета является неоднородное пространственное распределение электронов при заданных положениях ионов. Динамика и термодинамика последних численно моделируется в рамках метода классической молекулярной динамики (MD). Обе указанные процедуры в настоящих QMD-расчетах реализованы с использованием известного пакета VASP с обменно-корреляционным функционалом в обобщенно-градиентном приближении GGA с параметризацией PBE (см. [36, 48, 49]). В данной работе использовалось 256 атомов криптона, учитывалось 8 валентных электронов, обменно-корреляционный функционал был выбран в приближении PBE. Все расчеты проводились в каноническом ансамбле, где температура ионов  $T_i$  контроли-

ровалась с помощью термостата Нозе–Гувера. Равновесные термодинамические характеристики вычислялись на равновесном участке моделирования. Это определяло статистическую погрешность моделирования. Непосредственными термодинамическими величинами, получаемыми в методе QMD в результате описанной выше процедуры “атомистического” моделирования, являются две главные сумматорные величины – давление  $P(T, \rho)$  и внутренняя энергия  $U(T, \rho)$ , как функции плотности и температуры. Результаты этих расчетов представлены в  $P(\rho)$ -координатах на рис. 14 и в табл. 3 ниже. Расчеты параметров динамического сжатия в рамках QMD, проведенные в настоящей работе, предсказывают для двух точек на ударной адиабате с теми же начальными параметрами, что и в настоящем эксперименте, следующие значения плотности  $\rho$  и температуры  $T$ :

- для точки с давлением 142 ГПа:  $P = 142 \text{ ГПа}$ ,  $\rho_{QMD} = 7.93 \text{ г/см}^3$  ( $\rho_{\text{exp}} = 7.58 \pm 0.4 \text{ г/см}^3$ ),  $T_{QMD} = 32.3 \text{ кК}$ ;

- для точки с давлением 255 ГПа:  $P = 255 \text{ ГПа}$ ,  $\rho_{QMD} = 8.84 \text{ г/см}^3$  ( $\rho_{\text{exp}} = 8.64 \pm 0.7 \text{ г/см}^3$ ),  $T_{QMD} = 47.5 \text{ кК}$ .

Для двух же экспериментальных точек, полученных в рамках квазиизэнтропического сжатия, в рамках как QMD, так и по модели SAHA, были реализованы два варианта расчета теоретических величин: а) – температуры, соответствующей согласно теории QMD и SAHA, паре величин – экспериментальной плотности  $\rho_{\text{exp}}$  и расчетному давлению  $P_{\text{calc}}$  (УРС SESAME [40]), б) – давлению, соответствующему, согласно теории QMD и SAHA, паре величин – экспериментальной плотности  $\rho_{\text{exp}}$  и расчетной температуре  $T_{\text{calc}}$  (УРС SESAME [40]). Результаты такого сопоставления теории и эксперимента представлены в табл. 4.

Резюмируя сравнение расчетных данных, полученных по модели SAHA и в рамках теории QMD, можно заключить, что обе расчетные методики дают результаты, находящиеся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными, соответствующими ударному сжатию криптона (адиабате Гюгонно) до давлений  $P \leq 1 \text{ ТПа}$ . В то же время обе расчетные методики (SAHA и QMD) предсказывают заметное расхождение экспериментальных и расчетных данных для эксперимента с квазиизэнтропическим сжатием до давления  $P_{\text{calc}} \approx 970 \text{ ГПа}$  и плотности  $\rho_{\text{exp}} \approx 12.7 \text{ г/см}^3$ , и значительное расхождение для эксперимента с максимальным квазиизэнтропическим сжатием до давления  $P_{\text{calc}} \approx 2700 \text{ ГПа}$  и плотности  $\rho_{\text{exp}} \approx 20 \text{ г/см}^3$ .

**Таблица 3.** Расчеты параметров динамического сжатия в рамках квантовой молекулярной динамики (QMD) и модели SAHA. (\*) – расчет  $\rho_{\text{calc}}$ ,  $P_{\text{calc}}$  и  $T_{\text{calc}}$  с использованием UPC SESAME

	SESAME			EOS SAHA		EOS QMD	
	$\rho_{\text{exp}}$ , г/см <sup>3</sup>	$P_{\text{calc}}(*)$ , ГПа	$T_{\text{calc}}(*)$ , К	$T_{\text{SAHA}}(\rho_{\text{exp}}, T_{\text{calc}})$ , кК	$P_{\text{SAHA}}(\rho_{\text{exp}}, T_{\text{calc}})$ , ГПа	$T_{\text{QMD}}(\rho_{\text{exp}}, P_{\text{calc}})$ , кК	$P_{\text{QMD}}(\rho_{\text{exp}}, T_{\text{calc}})$ , ГПа
1	12.67	970	93494	156.7	604	122	780
1(*)	13.43	970	93494			115	
2	16.5	1783	95100	197.6			
2(*)	17.68	1783	95100				
3	19.24	2700	118255	242.5	1471	180	2080
3(*)	20.62	2700	118255			140	

Поскольку плотность плазмы криптона непосредственно измеряется в эксперименте, в то время как давление вычисляется, можно предположить, что отмеченное выше расхождение объясняется не ошибкой эксперимента в измерении плотности плазмы, а скорее нарастающим различием по мере роста плотности (напомним, сильнонеидеальной, двух-трехкратно ионизованной и заметно вырожденной плазмы, см. рис. 16) методики расчета ВНИИЭФ с УРС криптона [40] с методиками расчета УРС SAHA и QMD.

Одной из возможных причин такого расхождения может быть неадекватность УРС криптона [40], использованного в расчетах ВНИИЭФ, который, как видно из рис. 3 (синий пунктир), предсказывает более высокую сжимаемость в области плотностей  $\rho_{\text{exp}} \geq 9 \text{ г/см}^3$ , чем это следует из новых данных [31]. Возможно, следует также провести сравнительный полный расчет динамики сжатия для экспериментального устройства еще и с помощью УРС SAHA.

**Заключение.** Мы провели новые эксперименты по исследованию сжимаемости и температуры ударно-сжатого жидкого криптона, которые дополняют набор экспериментальных данных, представленных ранее в работах ВНИИЭФ [19] и SNL [31]. Новые  $D(U)$ -данные удовлетворительно согласуются с результатами [19] и [31] и вся совокупность результатов может быть описана единой аппроксимационной зависимостью.

Расчеты давления и температуры ударно-сжатого жидкого криптона в рамках модифицированной химической модели плазмы с использованием универсального кода SAHA в области давлений до 100 ГПа показывают удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Результаты по температуре ударно-сжатого жидкого криптона из ранней работы ВНИИЭФ [19] и настоящей работы в области давлений до 300 ГПа хорошо согласуются с расчетом SNL из [31].

Эксперименты настоящей работы по квазиизэнтропическому сжатию криптона показали, что практически сразу после фокусировки ударной волны в центре оболочки через короткий промежуток времени реализуется максимальное сжатие и последующий разлет. По-существу, сжатие в использованном устройстве мало чем отличается от плоско-волновых экспериментов SNL по двукратной сжимаемости жидкого криптона, что и демонстрирует факт согласия данных настоящей работы при давлении  $P \approx 970 \text{ ГПа}$  с результатами SNL.

Новые данные по квазиизэнтропической сжимаемости криптона расширили область исследования его свойств до давлений  $P \approx 2700 \text{ ГПа}$ , что на данный момент времени является достижением мирового уровня.

Сравнение результатов расчета, проведенного в рамках двух теоретических подходов, показывает высокую степень неопределенности нашего знания температуры квазиизэнтропически сжатого криптона, в очередной раз подчеркивая острую необходимость дополнения существующей методики регистрации сжимаемости плазмы независимыми измерениями ее температуры.

Авторы выражают благодарность сотрудникам, принимавшим участие в организации, проведении экспериментов и обработке полученных данных: С. Е. Елфимову, Е. В. Кулакову, А. С. Пупкову, Д. П. Турутину, А. И. Гуркину, М. В. Логинову, Д. А. Линяеву, Г. С. Яндубаеву.

**Финансирование работы.** Настоящая работа выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики по Государственному контракту #Н.4ц.241.4Д.23.1085 и при финансовой поддержке Минобрнауки России по созданию молодежных лабораторий (научная тема #FSWE-2024-0004 “Газодинамика и физика взрыва”).

**Конфликт интересов.** Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. M. van Thiel and B. Alder, *J. Chem. Phys.* **44**, 1056 (1966).
2. R. N. Keeler, M. van Thiel, and B. J. Alder, *Physica* **31**, 1437 (1965).
3. M. Ross, W. Nellis, and A. Mitchell, *J. Chem. Phys.* **68**, 532 (1979).
4. W. J. Nellis, M. van Thiel, and A. C. Mitchell, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 816 (1982).
5. M. Ross, *Phys. Rev. A* **8**, 1466 (1973).
6. W. Seitz and W. Wackerle, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **17**, 1093 (1972).
7. R. D. Dick, R. H. Warnes, and J. Skalyo, *J. Chem. Phys.* **53**(5), 1648 (1970).
8. P. L. Lagus and T. J. Ahrens, *J. Chem. Phys.* **59**(7), 3517 (1973).
9. В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин, *ДАН СССР* **142**(2), 309 (1962).
10. W. Nellis and A. Mitchell, *J. Chem. Phys.* **73**, 6137 (1980).
11. R. D. Dick, *J. Chem. Phys.* **52**, 6021 (1970).
12. H. B. Radousky, W. J. Nellis, M. Ross, D. C. Hamilton, and A. C. Mitchell, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2419 (1986).
13. W. J. Nellis, H. B. Radousky, D. C. Hamilton, A. C. Mitchell, and N. C. Holmes, *J. Chem. Phys.* **93**(3), 2244 (1991).
14. М. А. Мочалов, М. В. Жерноклетов, Р. И. Илькаев, А. Л. Михайлов, В. Е. Фортов, *ЖЭТФ* **137**(1), 77 (2010).
15. Ф. В. Григорьев, С. Б. Кормер, О. Л. Михайлова, М. А. Мочалов, В. Д. Урлин, *ЖЭТФ* **88**, 1271 (1985).
16. В. К. Грязнов, М. В. Жерноклетов, И. Л. Иосилевский, А. Н. Шуйкин, А. Л. Михайлов, Р. И. Илькаев, А. Е. Ковалев, М. А. Мочалов, С. И. Киришанов, С. И. Григорьев, А. Б. Межевов, М. Г. Новиков, *Свойства жидкого аргона при ударном сжатии в области давлений 130-530 ГПа. Сборник докладов: VII Харитоновские тематические научные чтения*, под ред. д-ра технических наук А. Л. Михайлова, РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров (2005), с. 326.
17. M. V. Zernokletov, R. I. Il'kaev, S. I. Kirshanov, T. S. Lebedeva, A. L. Mikhaylov, M. A. Mochalov, A. N. Shuikin, and V. E. Fortov, *Experimental measurement of compressibility and temperature in shock-compressed liquid xenon in pressure range up to 350 GPa. Shock Compression of Condensed Matter-2003*, ed. by M. D. Furnish, M. D. Gupta, and J. W. Forbes, AIP, Oregon (USA) (2004), p. 129.
18. V. E. Fortov, V. K. Gryaznov, V. B. Mintsev, V. Ya. Ternovoi, I. L. Iosilevski, M. V. Zhernokletov, and M. A. Mochalov, *Contribution to Plasma Physics* **41**(2-3), 215 (2001).
19. В. Д. Глуходедов, С. И. Киришанов, Т. С. Лебедева, М. А. Мочалов, *ЖЭТФ* **116**(2(8)), 551 (1999).
20. В. Д. Урлин, М. А. Мочалов, О. Л. Михайлова, *Математическое моделирование* **3**, 42 (1991).
21. V. D. Urlin, M. A. Mochalov, O. L. Mikhailova, *High Pressure Research* **8**, 595 (1992).
22. В. Д. Урлин, М. А. Мочалов, О. Л. Михайлова, *ТВТ* **38**(2), 227 (2000).
23. И. А. Адамская, Ф. В. Григорьев, О. Л. Михайлова, М. А. Мочалов, А. И. Соколова, В. Д. Урлин, *ЖЭТФ* **93**(2(8)), 647 (1987).
24. О. Л. Михайлова, М. А. Мочалов, В. Д. Урлин, *Математическое моделирование* **4**(12), 162 (1992).
25. В. Д. Урлин, М. А. Мочалов, О. Л. Михайлова, *ЖЭТФ* **111**(6), 2099 (1997).
26. В. А. Аринин, О. Л. Михайлова, М. А. Мочалов, В. Д. Урлин, *Письма в ЖЭТФ* **87**(4), 240 (2008).
27. Л. А. Гатилов, В. Д. Глуходедов, Ф. В. Григорьев, С. Б. Кормер, Л. В. Кулешова, М. А. Мочалов, *ПМТФ* **1**, 99 (1985).
28. V. D. Glukhodedov, S. I. Kirshanov, T. S. Lebedeva, and M. A. Mochalov, *Electric conductivity of liquid argon, krypton and xenon under shock compression up to pressure of 90 GPa. Shock Compression of Condensed Matter - 1999*, ed. by M. D. Furnish, L. C. Chhabildas, and R. S. Hixson, AIP, Utah (USA) (2000), p. 983.
29. В. Е. Фортов, В. Я. Терновой, М. В. Жерноклетов, М. А. Мочалов, А. Л. Михайлов, А. С. Филимонов, А. А. Пяллинг, В. Б. Минцев, В. К. Грязнов, И. Л. Иоселевский, *ЖЭТФ* **124**, 288 (2003).
30. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений*, 3-е изд., испр., Физматлит, М. (2008), 652 с.
31. T. R. Mattsson, S. Root, Ann Mattsson, L. Schulenburger, R. J. Magyar, and D. G. Flicker, *Phys. Rev.* **90**, 184105 (2014).
32. Г. Э. Норман, А. Н. Старостин, *ТВТ* **8**, 413 (1970).
33. В. Эбелинг, А. Фёрстер, В. Фортов, В. Грязнов, А. Полищук, *Теплофизические свойства горячей плотной плазмы*, НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", Ижевск (2007), 405 с.
34. W. L. Quan, Q. F. Chen, Z. J. Fu, X. Sun, W. Zheng, and Y. J. Gu, *Phys. Rev. E* **91**, 023106 (2015).
35. H. Dienemann, G. Clemens, and W. D. Kraeft, *Ann. Phys.* **37**, 6, 444 (1980).
36. М. А. Мочалов, Р. И. Илькаев, В. Е. Фортов и др., *ЖЭТФ* **163**, 439 (2023).
37. M. V. Zhernokletov, T. S. Lebedeva, A. B. Medvedev, M. A. Mochalov, A. N. Shuykin, V. E. Fortov, *Thermodynamic parameters and equation of state of low-density SiO2 aerogel*, in *Shock Compression of Condensed Matter - 2001*, ed. by M. D. Furnish, N. N. Thadhani, and Y. Horie, AIP, Georgia (USA) (2001), p. 763.
38. Д. Г. Гордеев, Л. Ф. Гударенко, М. В. Жерноклетов, В. Г. Куделькин, М. А. Мочалов, *ФГВ* **44**(2), 61 (2008).

39. В. А. Рабинович, А. А. Вассерман, В. И. Недоступ, Л. С. Векслер, *Теплофизические свойства неона, аргона, криптона и ксенона*, Изд-во стандартов, М. (1976), 636 с.
40. SESAME: The Los Alamos National Laboratory Equation of State. Database Stanford P. Lyon, James D. Johnson, Group T-1, LA-UR-92-3407 (1995).
41. Yu. P. Kuropatkin, V. D. Mironenko, V. N. Suvorov et al. (Collaboration), in *11th IEEE Pulsed Power Conf., Digest of Technical Papers*, ed. by G. Cooperstein and I. Vitkovitsky, Baltimor, Maryland, USA (1997), p. 1669.
42. V. A. Arinin and B. I. Tkachenko, *Pattern Recognition and Image Analysis* 19, **63** (2010).
43. Н. Ф. Гаврилов, Г. Г. Иванова, В. И. Селин, В. Н. Софронов, ВАНТ Сер.: Методики и программы численные решения задач математической физики **3**, 11 (1982).
44. V. Gryaznov and I. Iosilevskiy, *J. Phys. A: Math. Theor.* **42**, 214007 (2009).
45. V. Gryaznov, I. Iosilevskiy, and V. Fortov, *Plasma Phys. Control. Fusion* **8** 014012 (2015).
46. В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, В. Е. Фортов, в кн. *Ударные волны и экстремальные состояния вещества*, под ред. В. Е. Фортова, Л. В. Альтшулера, Р. Ф. Трунина, А. И. Фунтикова, Наука, М. (2000), с. 342.
47. В. Эбелинг, А. Фёрстер, В. Фортов и др., *Теплофизические свойства горячей плотной плазмы*, НИИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, Ижевск (2007), 405 с.
48. М. А. Мочалов, Р. И. Ильяев, В. Е. Фортов и др., *ЖЭТФ* **59** (2021).
49. М. А. Мочалов, Р. И. Ильяев, В. Е. Фортов и др., *ЖЭТФ* **160**, 735 (2021).
50. D. A. Young, *A soft-sphere model for liquid metals*, UCRL-52352, LLNL, Univ. California (1977), 15 p.
51. W. L. Quan, Q. F. Chen, Z. J. Fu, X. W. Sun, J. Zheng, and Y. J. Gu, *Phys. Rev. E* **91**, 023106 (2015).