

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ, ТЕМПЕРАТУРЫ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ УДАРНО-СЖАТОЙ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ АЗОТА В МЕГАБАРНОМ ДИАПАЗОНЕ ДАВЛЕНИЙ

*М. А. Мочалов<sup>a</sup>, М. В. Жерноклетов<sup>a</sup>, Р. И. Илькаев<sup>a</sup>, А. Л. Михайлов<sup>a</sup>,  
В. Е. Фортвов<sup>b,c</sup>, В. К. Грязнов<sup>c</sup>, И. Л. Иосилевский<sup>b,d\*</sup>, А. Б. Межевов<sup>a</sup>,  
А. Е. Ковалев<sup>a</sup>, С. И. Киришинов<sup>a</sup>, Ю. А. Григорьева<sup>a</sup>,  
М. Г. Новиков<sup>a</sup>, А. Н. Шуйкин<sup>a</sup>*

<sup>a</sup>РФЯЦ ВНИИЭФ  
607188, Саров, Нижегородская обл., Россия

<sup>b</sup>Объединенный институт высоких температур Российской академии наук  
125412, Москва, Россия

<sup>c</sup>Институт проблем химической физики Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>d</sup>Московский физико-технический институт  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 24 июля 2009 г.

Кинематические и термодинамические параметры ударного сжатия жидкого азота измерены за фронтом плоской ударной волны с использованием плосковолновых и полусферических генераторов ударных волн. В ходе выполненных экспериментов достигнуты высокие параметры сжатия — плотность ударно-сжатого жидкого азота  $\rho \approx 3.25$  г/см<sup>3</sup> и температура  $T \approx 56000$  К при давлении  $P \approx 265$  ГПа. Измерены плотность, давление, температура и электропроводность неидеальной плазмы ударно-сжатого жидкого азота. Зафиксировано близкое к изохорному поведение ударной адиабаты азота в диапазоне давлений  $P = 100$ – $300$  ГПа. Проведены расчеты термодинамики ударно-сжатого азота с использованием как модели уравнения состояния в квазихимическом представлении (код SANA), так и в рамках полуэмпирического широкодиапазонного уравнения состояния ВНИИЭФ. На основании расчетов результаты эксперимента трактуются как фиксация границы перехода ударно-сжатого азота из полимерной фазы в состояние плотной сильнонеидеальной плазмы при  $P \approx 100$  ГПа,  $\rho \approx 3.4$  г/см<sup>3</sup>.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к физическим свойствам сжатого и разогретого азота связан прежде всего со значительным присутствием азота в природе, в планетах-гигантах солнечной системы, в так называемых экзопланетах (внесолнечных планетах) (см., например, обзор [1]), а также с широким распространением азота в земной атмосфере. Он связан также с техническими

применениями нитридов в качестве сверхтвердых и тугоплавких материалов и, кроме того, одного из основных компонентов бризантных конденсированных взрывчатых веществ. Молекулярный азот характеризуется очень высокой энергией диссоциации ( $D_2 \approx 9.9$  эВ), более близкой к энергиям ионизации атома и молекулы ( $I_a = 14.5$  эВ,  $I_m = 15.6$  эВ [2]), чем это имеет место у водорода. Это делает азотную систему весьма устойчивой к внешним динамическим воздействиям, о чем свидетельствуют резуль-

\*E-mail: ilios@orc.ru

таты статических [3–11, 12] и динамических [13–15] экспериментов, отражающих заметные структурные и электронные превращения в плотном азоте в мегабарном диапазоне давлений и в области высоких температур  $kT \sim 1$  эВ. В настоящей работе описана методика и приведены результаты измерений плотности, температуры и электропроводности ударно-сжатого исходно жидкого азота в области неидеальной плотной плазмы в диапазоне давлений  $P \approx 90\text{--}265$  ГПа и температур  $T \approx (1.5\text{--}60) \cdot 10^4$  К. Для экспериментального исследования динамической сжимаемости азота в данной работе используются взрывные кумулятивные полусферические генераторы ударных волн [11, 13, 16]. С их помощью проведены эксперименты по ударному сжатию плотной сильнонеидеальной [17] плазмы азота в указанных выше областях давлений и температур. Анализ всей совокупности полученных экспериментальных данных, включая полученные в настоящей работе, и сравнение их с результатами модельных расчетов позволяет примерно локализовать границы молекулярного, полимерного и плазменного состояний ударно-сжатого азота.

Кинематические и термодинамические параметры ударного сжатия жидкого азота измерялись неоднократно. В работах [3, 4] они измерены за фронтом плоской ударной волны. В работах [5–8] исследовано сжатие жидкого азота до плотности  $2.8$  г/см<sup>3</sup>. В области давлений  $P \approx 18\text{--}90$  ГПа измерены температура  $T \approx (4\text{--}14) \cdot 10^3$  К и электропроводность до  $5 \cdot 10^3$  (Ом · м)<sup>-1</sup>. Кроме того, зафиксировано [7, 8] аномальное «ударное охлаждение» азота: температура азота после отражения ударной волны от оптических окон (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, LiF) оказалась ниже, чем температура на основной ударной волне, что было интерпретировано, как доказательство достижения в ударной волне гипотетического полимерного состояния азотного флюида (см. ниже). В самое последнее время во взрывных опытах в РФЯЦ ВНИИЭФ [15] была получена точка в  $P$ - $V$ -координатах на ударной адиабате с очень высокими параметрами ударного сжатия ( $P \approx 330$  ГПа). Результаты этих опытов не содержат экспериментальной информации о температуре ударно-сжатого азота. Проведенные в работе [15] модельные оценки этой температуры позволяют отнести полученное состояние ( $T \approx 8 \cdot 10^4$  К) к сильноионизованной плазме. Таким образом, сохраняется неизвестность в поведении ударно-сжатого азота в очень важной промежуточной области параметров, содержащей принципиальные области: достижения максимальной степени сжатия азота на ударной адиабате и примерного положения границ

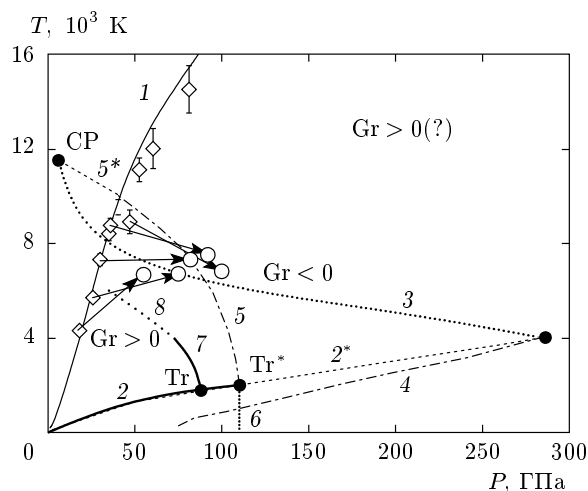
(совпадающих или отдельных) его «деполимеризации» и ионизации давлением.

Отличительной особенностью азота как молекулярного вещества является наличие у него трех электронов, пригодных для образования более богатого в сравнении с водородом набора связанных структур. Помимо бинарной молекулы N<sub>2</sub> азот может образовывать различные кластеры с двойными и одианными связями. На макроуровне это выражается в способности азота образовывать помимо обычного молекулярного кристалла и молекулярного флюида различные формы полимерного состояния, включая форму *cg-N* (*cubic gauche*), полученную экспериментально в твердом азоте при  $P \approx 110$  ГПа [18].

Физика гипотетического полимерного состояния жидкого и твердого азота изучалась теоретически и экспериментально (см., например, обзор [19] и работы [12, 20]). В пионерских работах [19, 21, 22] с помощью простой модели были вычислены параметры границы между молекулярным и полимерным состояниями азота, соответствующей фазовому переходу первого рода с верхней критической точкой с параметрами  $T_c \approx 11500$  К и  $P_c \approx 6$  ГПа и аномальной убывающей зависимостью кривой насыщения  $P_s(T_s)$  [19, 21]. Это показано на рис. 1.

Более того, именно это структурное превращение (полимеризация азотного флюида) считается ответственным [12, 20, 21] за существование примечательного свойства плотного ударно-сжатого азота — так называемого ударного охлаждения азота в отраженной ударной волне, экспериментально зафиксированного в работах [6–8]. В отличие от стандартного поведения, температура в азоте за отраженной ударной волной в диапазоне давлений  $P = 80\text{--}100$  ГПа оказалась ниже, чем за падающей волной. Предполагаемые границы молекулярного и полимерного состояний, полученные с помощью упрощенных полупырических моделей [20, 21], показаны на рис. 1. Там же нанесены варианты предполагаемой границы полимеризации азота в твердой фазе, а также обсуждаемые экспериментальные данные по прямому и отраженному ударному сжатию азота.

В самое последнее время существование перехода в полимерное состояние в жидкой фазе было подтверждено в расчетах *ab initio* методом квантовой молекулярной динамики [23]. Эти расчеты также предсказывают полимеризацию азота как фазовый переход первого рода с убывающей зависимостью  $P_s(T_s)$ , но с критическими параметрами  $T_c = 4000\text{--}5000$  К и  $P_c = 50\text{--}70$  ГПа, заметно отличающимися от приведенных в работе [21]. Это также представлено на рис. 1. Главной физической



**Рис. 1.** Фазовая диаграмма азота: точки — эксперимент [6, 8],  $\diamond$  — прямая волна (однократное сжатие),  $\circ$  — отраженная волна (двукратное сжатие), стрелками показано соответствие точек в прямой и отраженной волнах; кривая 1 — расчет ударной адиабаты по модели неидеальной плазмы (SANA, см. текст); 2 — граница плавления молекулярного кристалла [12, 23], 2\* — экстраполяция границы плавления; 3 — предполагаемая граница фазового перехода первого рода из молекулярной фазы (снизу) в полимерную фазу (сверху) в жидком азоте согласно модели работ [19, 21]; CP, Tr и Tr\* — критическая и тройные (Tr [23], Tr\* [19]) точки этого перехода; 4 — граница полимеризации в твердой фазе [22]; 5 — предполагаемая граница полимеризации жидкого азота [12]; 5\* — экстраполяция 5 к CP [20]; 6 — граница полимеризации в твердой фазе согласно экспериментам [18]; 7 и 8 — границы полимеризации жидкого азота согласно расчетам квантовой молекулярной динамики [23] как фазового перехода первого рода (7) и как непрерывного перехода (8). Отмечены предполагаемые зоны положительности и отрицательности параметра Грюнаизена и неопределенность положения верхней границей восстановления положительности параметра Грюнаизена

особенностью гипотетического полимерного состояния азота, приводящей согласно [12, 19, 20] (см. также обзор [21]), к его ударному охлаждению, является аномальный знак (отрицательность) двух взаимосвязанных термодинамических производных: термического коэффициента давления и параметра Грюнаизена  $Gr \equiv V(\partial P/\partial E)_V = (V/C_V)(\partial P/\partial T)_V$ . Для большинства веществ обе эти величины положительны. Таким образом, обсуждаемый фазовый переход предполагается нижней границей зоны отрицательности параметра Грюнаизена. Естественно ожидать,

что с ростом температуры и давления и предполагаемым разложением полимерной фазы параметр Грюнаизена станет снова положительным. Где это произойдет, какова форма верхней границы зоны отрицательности параметра Грюнаизена — на эти вопросы пока не существует ответа.

Предсказанное в работе [21] полимерное состояние азота предполагается близким к молекулярному по энергии связи, но с более богатым набором доступных состояний и потому, при определенных условиях, термодинамически более выгодным по энтропии, чем традиционное жидкое или кристаллическое состояние, состоящее из бинарных молекул [10–12, 19, 24]. Вследствие этого фактора процесс ионизации давлением плотного азота в сравнении с водородом [25] более сложен и разнообразен. В частности, есть основания предполагать, что этот процесс происходит из полимерной, а не из молекулярной фазы, как в молекулярном водороде. Экспериментальное выяснение этого вопроса является одной из главных целей настоящей работы.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Для ударно-волновых экспериментов с жидким азотом использовались два типа криогенных мишеней плоской и полусферической геометрии. До давлений 50 ГПа опыты с плоскими ударными волнами проведены с экспериментальным устройством, описанным ранее [9]. Используемые в экспериментах генераторы плоских ударных волн [10] обеспечивают разгон ударников из стали или алюминия до скоростей 2–6 км/с. Результаты этих экспериментов представлены в табл. 1.

Полусферические криогенные мишени получены путем замены плоских ударника и экрана в криостате [3] на полусферические. Фрагмент полусферической криогенной мишени приведен на рис. 2.

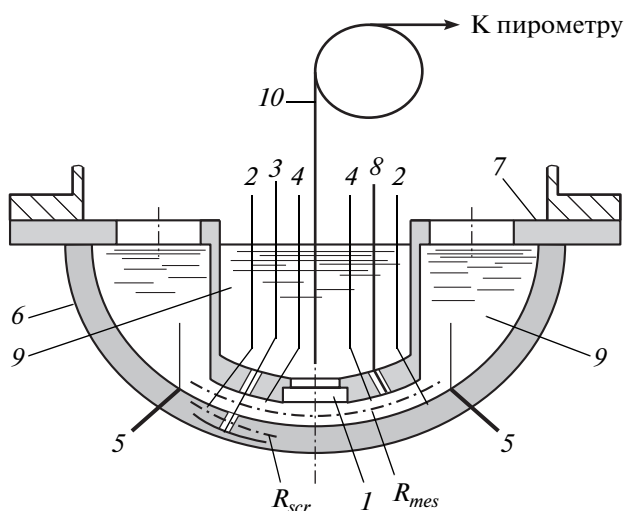
При комплектации криостатов, различающихся размерами и материалом экрана, с различными блоками мощных взрывчатых веществ реализованы экспериментальные устройства полусферического типа, отвечающие по своим характеристикам генераторам ударных волн (ГУВ) МЗ-4, МЗ-8 и МЗ-13 [11]. Подобные устройства использовались ранее в опытах с жидким аргоном [13], а в настоящей работе для создания давлений в жидком азоте выше 90 ГПа.

Для измерения средней скорости ударной волны в экране используются шесть пар электроконтактов 3, вклеенных в экран 6 на фиксированной базе, и двенадцать пар электроконтактов 2, расположенных на

**Таблица 1.** Экспериментальные значения термодинамических параметров в низкотемпературной области ударно-сжатого жидкого азота, полученные в данной работе для плоских ударных волн

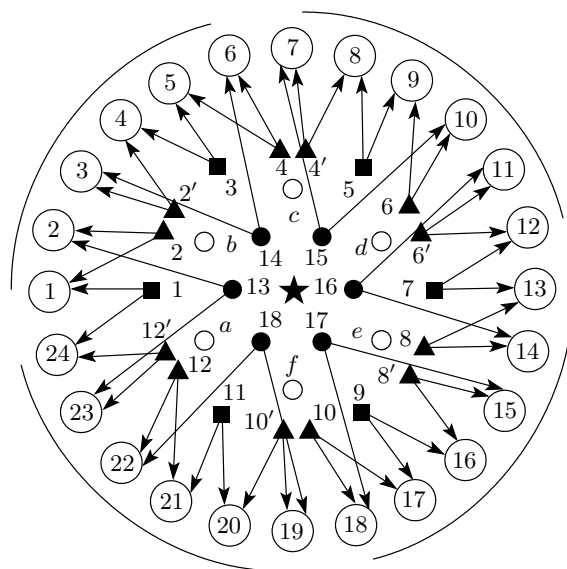
	$D$ , км/с	$U$ , км/с	$P$ , ГПа	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$T$ , К	$E$ , кДж/г
1	$6.87 \pm 0.07$	3.90	$21.6 \pm 0.3$	$1.87 \pm 0.07$	$4200 \pm 100$	-26.2086
2	$7.20 \pm 0.06$	4.17	$24.4 \pm 0.3$	$1.92 \pm 0.05$	$5100 \pm 150$	-25.1191
3	$8.36 \pm 0.09$	5.0	$33.8 \pm 0.5$	$2.01 \pm 0.07$	$6500 \pm 200$	-21.3136
4	$8.94 \pm 0.15$	5.58	$40.4 \pm 0.8$	$2.15 \pm 0.11$	$7200 \pm 250$	-18.2454
5	$9.60 \pm 0.17$	6.31	$48.8 \pm 1.2$	$2.35 \pm 0.11$	9520	-13.9055

*Примечание.* Здесь и в табл. 2  $D$  и  $U$  — скорости фронта ударной волны (волновая) и движения вещества (массовая);  $P$ ,  $T$ ,  $\rho$  и  $E$  — давление, температура, плотность и внутренняя энергия (отсчитанная от энергии идеального газа атомов при  $T = 0$  К) согласно соотношениям Рэнкина – Гюгонно.



**Рис. 2.** Измерительный узел: 1 — оптическое окно; 2-5 — контакты; 6 — экран; 7 — держатель; 8 — оптические датчики; 9 — сжиженный газ; 10 — световод

внутренней поверхности экрана. Для измерения скорости ударной волны в жидком азоте на известном расстоянии от экрана закреплены шесть пар электроконтактов 4 и шесть симметрично расположенных оптических датчиков 8, изготовленных из кварцевого волокна диаметром 400 мкм. Максимальный угол отклонения электроконтактов и световодов от вертикальной оси составлял 36°. Дополнительно, по нормали к поверхности экрана 6 симметрично устанавливались шесть электроконтактных датчиков 5 для измерения скорости  $W$  свободной поверхности стального ударника. Все электроконтакты изготовлены из медной проволоки диаметром 0.15 мм в



**Рис. 3.** Схема расположения электроконтактных (■ — в экране, ▲ — на поверхности экрана, ● — в азоте) и оптических (○ — световоды с фотодиодными датчиками, ★ — световод для регистрации спектральных температур) датчиков в полусферическом криогенном устройстве; номера в кружках — каналы измерения

эмалевой изоляции. При воздействии ударной волны (или ударника) на контакт его изоляция разрушалась и замыкалась цепь в электронном блоке, формирующем импульс, соответствующий приходу ударной волны на заданную базу и регистрируемый осциллографом.

При помощи оптических датчиков 8 и фотодиодных преобразователей регистрировалось свечение

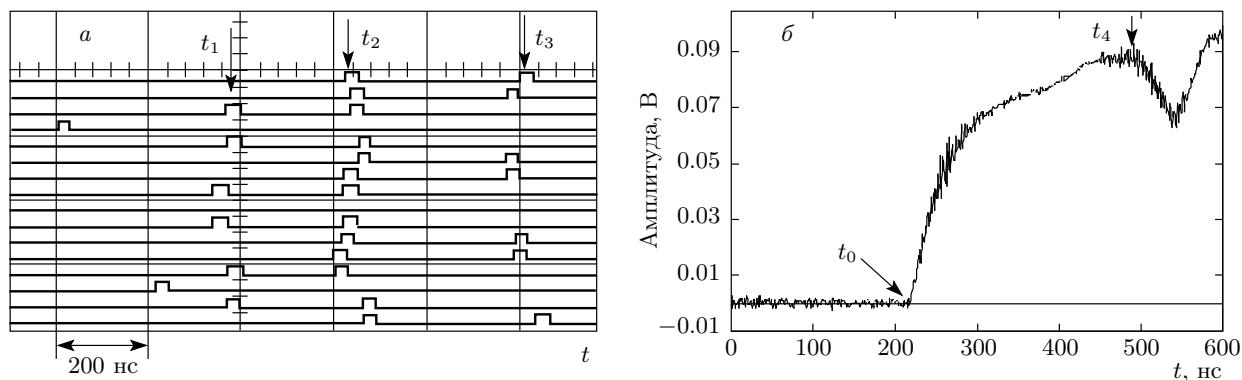


Рис. 4. Фрагменты осциллограмм записи сигналов электроконтактными (а) и оптическими (б) датчиками в эксперименте с ГУВ МЗ-4: импульсы с электроконтактов в экране ( $t_1$ ), на экране ( $t_2$ ) и после прохождения слоя азота ( $t_3$ );  $t_0$  — начало свечения фронта ударной волны в азоте,  $t_4$  — отсечка излучения на торце оптического датчика 8 (см. рис. 2)

фронта ударной волны при выходе ударной волны из экрана и до отсечки излучения на поверхности сапфирового окна (или на торце датчика 8). При известной базе расположения датчиков 8 это позволило дополнительно измерить скорость ударной волны в жидком азоте.

Одновременно излучение фронта ударной волны через оптическое окно 1 с помощью световода 10, расположенного в объеме жидкого азота по оси криогенной ячейки, регистрировалось в пяти спектральных интервалах пирометром видимого диапазона спектра в комплекте с высокоскоростными осциллографами. По зарегистрированным осциллограммам излучения измерены спектральные температуры фронта ударной волны и время движения ударной волны в жидком азоте. Расположение электроконтактов и оптических датчиков показано на рис. 3.

Жидкий азот заливали в криостат непосредственно перед опытом. Воздух вокруг ячейки с жидким азотом откачивался до остаточного давления не выше 10 Торр. Начальная температура жидкого азота  $T_0 = 77$  К контролировалась калиброванным платиновым термометром. Измеренной температуре  $T_0$  соответствует плотность жидкого азота  $\rho_0 = 0.807$  г/см<sup>3</sup>.

### 3. ИЗМЕРЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК УДАРНОГО СЖАТИЯ

Типичная осциллограмма замыкания электроконтактов фронтом ударной волны приведена на рис. 4а. Скорость фронта ударной волны опреде-

лялась по разнице времен движения ударной волны в экране,  $\Delta t_{scr} = t_2 - t_1$ , и в жидком азоте,  $\Delta t_{N_2} = t_3 - t_2$ , на известных базах, зарегистрированных в каждом канале измерения по отдельности. Полученные данные усреднялись. На рис. 4б приведена осциллограмма свечения фронта ударной волны, зарегистрированная с помощью оптического датчика и фотодиодного регистратора. Время движения ударной волны в жидком азоте в этом случае определялось по разнице  $\Delta t_{N_2} = t_4 - t_0$ .

В соответствии с методом отражения для определения давлений и массовых скоростей в прямой волне по измеренному значению скорости ударной волны в азоте необходимо решить задачу о распаде произвольного разрыва, образующегося при выходе ударной волны на границу раздела алюминий–азот. В экспериментах с генераторами плоских ударных волн такая задача решается просто: необходимо измерить скорости ударных волн в исследуемом веществе и экране и знать уравнение состояния экрана. Особенностью опытов со сферическими генераторами является рост скорости ударной волны в исследуемом образце и элементах устройства при движении волны к центру. Измеренные в экспериментах значения средних скоростей ударных волн имеют смысл лишь для радиусов, находящихся на серединах баз измерения в соответствующих конструкциях.

В настоящей работе параметры ударно-сжатого жидкого азота находились из законов сохранения на границе распада разрыва, формально перенесенной на радиус измерения скорости ударной волны в азоте  $R_{mes}^{N_2}$ . Для этого наряду со скоростью фронта ударной волны в азоте измерялась скорость фронта

ударной волны в экране экспериментального устройства, но на радиусе  $R_{mes}^{scr}$  (см. рис. 2), значение которой далее расчетным способом корректировалось к значению на радиусе  $R_{mes}^{N_2}$ . Технологически этот вариант измерения скорости ударной волны в экране является более простым, так как не требует установки в устройство эталонных образцов, и представляется оправданным, поскольку результаты для жидкого азота получены в неисследованной ранее области параметров, а уравнение состояния экрана (алюминий АД1) в этой области давлений хорошо известно.

Для получения аналитических зависимостей  $D(R)$  изменения скорости фронта ударной волны в элементах конструкции от радиуса и определения параметров состояния экрана на радиусе измерения  $R_{mes}^{N_2}$  выполнялось компьютерное моделирование экспериментов по одномерной газодинамической программе ВНИИЭФ [26]. Параметры ударной адиабаты для алюминия взяты из работы [27] для начальной плотности алюминия  $\rho_0 = 2.742 \text{ г/см}^3$ , соответствующей плотности алюминия при температуре жидкого азота  $T_0 = 77.4 \text{ К}$ . Для взрывчатого вещества из сплава тротил-гексоген (ТГ25/75) в расчетах использовалось уравнение состояния из работы [28], а для железа — уравнение состояния из работы [29], уточненное в области высоких плотностей.

Результаты компьютерного моделирования, выполненные по одномерной газодинамической программе [14], и экспериментальные параметры движения ударной волны в экранах для устройств с ГУВ МЗ-8 и МЗ-13 приведены на рис. 5. Видно, что измеренные электроконтактами в опытах с генератором МЗ-8 скорости ударной волны в экранах на радиусе  $R_{mes}^{scr} = 2.16 \text{ см}$  хорошо согласуются с данными газодинамических расчетов. При обработке результатов экспериментов в настоящей работе использовался расчет значений параметров ударной волны в экранах на радиусе измерения  $R_{mes}^{N_2}$ . Согласно методу отражения, давления и массовые скорости (скорости движения вещества) в азоте находились из решения системы уравнений, описывающих изэнтропы расширения экранов, рассчитанные из состояний на радиусе измерения  $R_{mes}^{N_2}$ , и «волновые» лучи  $P = \rho_0^{N_2} U D_{N_2}$ . Плотность ударно-сжатого жидкого азота находилась из закона сохранения массы. Результаты экспериментов с жидким азотом приведены в табл. 2, где указаны также измеренные скорости ударных волн в экранах на радиусе  $R_{mes}^{scr}$  и скорректированные значения на радиусе  $R_{mes}^{N_2}$ .

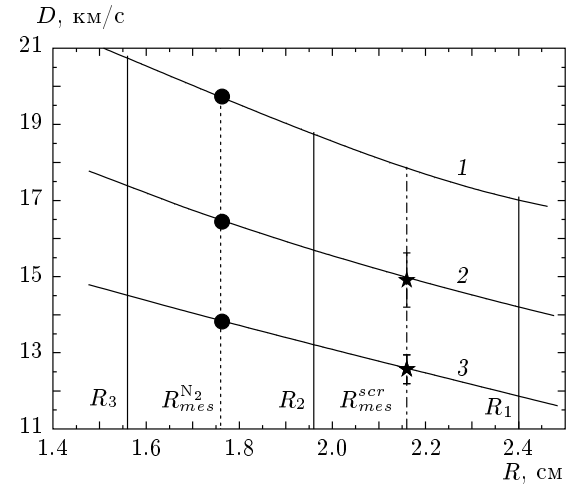


Рис. 5. Зависимости скорости фронта ударной волны в различных экранах от радиуса: 1 — Al (ГУВ МЗ-13); 2 — Al (ГУВ МЗ-8); 3 — Fe (ГУВ МЗ-8);  $R_1$  и  $R_2$  — соответственно внешний и внутренний радиусы экрана;  $R_{mes}^{N_2}$  и  $R_{mes}^{scr}$  — радиусы измерения параметров ударной волны в азоте и в экране;  $R_2 - R_3$  — база измерения скорости ударной волны в жидком азоте; ★ — эксперимент; ● — пересчет на  $R_{mes}^{N_2}$  экспериментальных данных; кривые — расчет

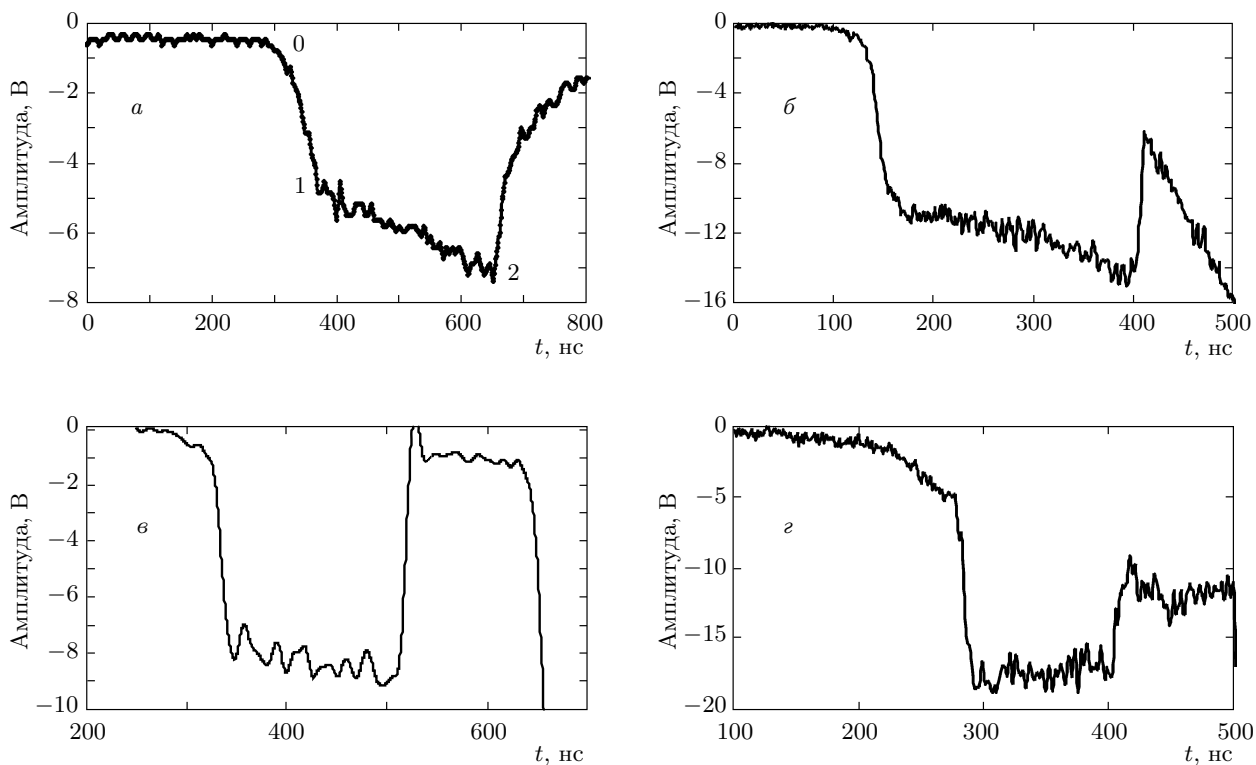
#### 4. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК УДАРНО-СЖАТОЙ ПЛАЗМЫ АЗОТА

Излучение фронта ударной волны через оптическое окно 1 (см. рис. 2) с помощью световода 10 диаметром 400 мкм, расположенного в объеме жидкого азота по оси криогенной ячейки, и оптико-волоконной линии передавалось в пирометр [30], где регистрировалось фотоумножителями (ФЭУ) в комплекте с высокоскоростными осциллографами на длинах волн  $\lambda = 600, 550, 498, 450, 406 \text{ нм}$ , выделяемых интерференционными светофильтрами с амплитудой пропускания около 50% и полосой пропускания  $\Delta\lambda \approx 10 \text{ нм}$  на уровне половины от максимального значения. Оптическая линия предварительно калибровалась по источнику эталонного излучения. Для ослабления излучения использовались нейтральные светофильтры, пропускание которых измерено на спектрофотометре DR-4000U. Типичные осциллограммы излучения фронта ударной волны в жидком азоте, полученные в экспериментах с ГУВ МЗ-4, МЗ-8 и МЗ-13, приведены на рис. 6.

Видно, что характер излучения на фронте ударной волны меняется. При давлении примерно 90 ГПа (рис. 6a) резкий рост излучения в течение около

**Таблица 2.** Кинематические и термодинамические параметры ударно-сжатой плазмы азота, полученные в данной работе в результате экспериментов с полусферическими ударными волнами в плазменной области

Измеренная скорость ударной волны		Параметры ударной волны в экране на радиусе $R_{mes}^{N_2}$			Параметры ударной волны в плазме азота на радиусе $R_{mes}^{N_2}$					
$R_{mes}^{scr}$ , мм	$D$ , км/с	$D$ , км/с	$U$ , км/с	$P$ , ГПа	$R_{mes}^{N_2}$ , мм	$D$ , км/с	$U$ , км/с	$P$ , ГПа	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$E$ , кДж/г
1. ГУВ МЗ-4, экран Al										
32.75	12.74 ± 0.42	13.55	6.12	227.6	29	12.03 ± 0.25	9.11	88.4 ± 2	3.33 ± 0.20	7.7 ± 2.9
2. ГУВ МЗ-8, экран Al										
21.65	14.91 ± 0.71	16.49	8.50	384.5	17.6	16.19 ± 0.36	12.24	160 ± 3	3.31 ± 0.26	41.1 ± 6.7
3. ГУВ МЗ-8, экран Fe										
21.65	12.57 ± 0.38	13.85	6.56	715	17.6	14.60 ± 0.26	11.29	133 ± 3	3.56 ± 0.14	29.9 ± 3.0
4. ГУВ МЗ-13, экран Al										
—	—	19.70	11.20	605.3	17.6	20.90 ± 0.68	15.71	265 ± 5	3.25 ± 0.25	89.6 ± 11
5. ГУВ МЗ-8 (с другим ВВ), экран Al										
21.65	—	17.31	9.18	436	17.6	17.28 ± 0.40	13.14	183 ± 6	3.37 ± 0.35	52.5 ± 10.3



**Рис. 6.** Осциллограммы излучения фронта ударной волны в жидком азоте: *a* —  $\lambda = 498$  нм,  $P = 88.5$  ГПа; *б* —  $\lambda = 498$  нм,  $P = 133$  ГПа; *в* —  $\lambda = 406$  нм,  $P = 160$  ГПа; *г* —  $\lambda = 465$  нм,  $P = 265$  ГПа

100 нс на участке 0–1 сменяется более медленным нарастанием в течение последующих 250 нс на участке 1–2. При давлениях 162 ГПа (рис. 6в) и 265 ГПа (рис. 6г) рост сменяется участком с практически постоянным уровнем излучения. Качественно разницу в характере осциллограмм можно объяснить диссоциацией азота. В первом случае (0–1) резкий рост излучения (и температуры) связан с ионизацией исходных молекул, а последующее нарастание на участке 1–2 — с процессом ионизации атомов, образовавшихся при диссоциации молекул. Расчеты настоящей работы (код SANA) и работы [32] показывают (см. ниже рис. 14), что при давлении 100 ГПа уже более половины молекул продиссоциировали, а при давлениях около 130 ГПа начинается быстрая ионизация атомов. Это означает, что рост числа электронов, с которыми связан характер излучения, при  $P < 130$  ГПа определяется ионизацией молекул и атомов, а при более высоких давлениях — только атомов. При этом меняется и характер излучения фронта ударной волны. При обработке данных в опыте с ГУВ МЗ-4 (рис. 6а) амплитуды излучения на участке 1–2 усреднялись.

Описание измеренных спектральных температур функцией Планка для некоторых экспериментов с жидким азотом приведены на рис. 7. 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  $\varepsilon$  [31]. Для этого необходимо сделать определенные предположения о характере излучательной способности фронта ударной волны. В настоящей работе при оценке температуры в области давлений до 170 ГПа считалось, что излучательная способность в области регистрируемых длин волн постоянна,  $\varepsilon = \text{const}$ . Однако описать данные эксперимента с ГУВ МЗ-13 в этом приближении не удалось, так как либо излучательная способность  $\varepsilon$  оказывалась больше единицы, либо процесс итераций не сходился к точному решению. Поэтому для этого эксперимента была выбрана излучательная способность в виде  $\varepsilon = \exp(a_0\lambda)$ .

Значения температур, измеренных в ударно-сжатом жидком азоте в экспериментах с плоскими волнами, приведены выше в табл. 1. Данные по температуре, полученные в опытах с полусферическими ударными волнами, и значения излучательной способности представлены в табл. 3 и на рис. 8. Для определенности результаты по температуре приведены к давлениям, соответствующим измерениям скорости фронта ударной волны в азоте при  $R_{mes}^{N_2}$ .

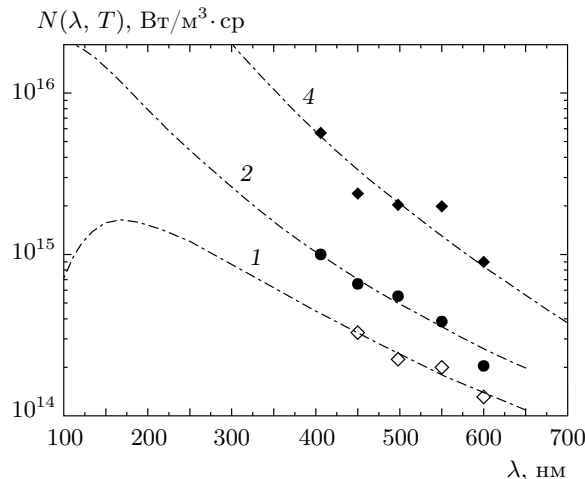


Рис. 7. Описание функцией Планка спектральных температур в ударно-сжатом жидком азоте в устройствах (см. табл. 2): 1 —  $T = 1.7 \cdot 10^4$  К,  $\varepsilon = 0.28$ ; 2 —  $T = 3.03 \cdot 10^4$  К,  $\varepsilon = 0.204$ ; 4 —  $T = 5.6 \cdot 10^4$  К;  $\varepsilon = \exp(-2.07 \cdot 10^{-3}\lambda)$

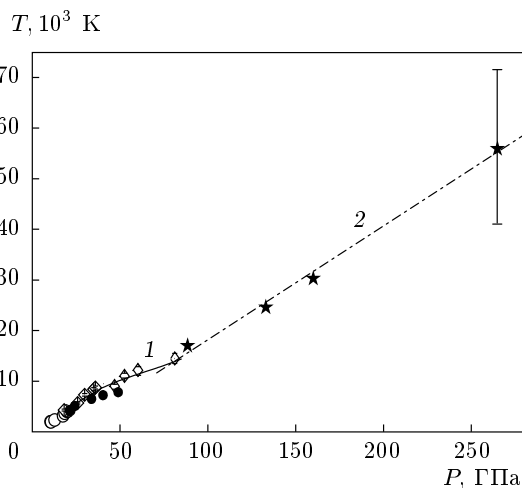


Рис. 8. Зависимость температуры ударно-сжатого жидкого азота от давления: точки — эксперименты (★, ● — настоящая работа; ◇ — [8]); кривые — аппроксимации (1 — [32]; 2 — линейная аппроксимация данных настоящей работы для  $P \approx 90\text{--}350$  ГПа)

### 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ УДАРНО-СЖАТОГО АЗОТА

Эксперименты настоящей работы выполнены по схеме измерения высокой электропроводности [33], как и при исследовании проводимости сжиженных газов — аргона, криптона и ксенона. Эксперимен-



Таблица 3. Температура неидеальной плазмы ударно-сжатого жидкого азота

№	ГУВ	Экран	$\epsilon$	$P$ , ГПа	$T$ , К
1	МЗ-4	Al	$0.32 \pm 0.04$	88.5	$16200 \pm 900$
2	МЗ-8	Fe	$0.59 \pm 0.04$	133	$24600 \pm 500$
3	МЗ-8	Al	$0.23 \pm 0.12$	160	$28400 \pm 2200$
4	МЗ-13	Al	$\exp(-2.07 \cdot 10^{-3} \lambda)$	265	$56000 \pm 15200$

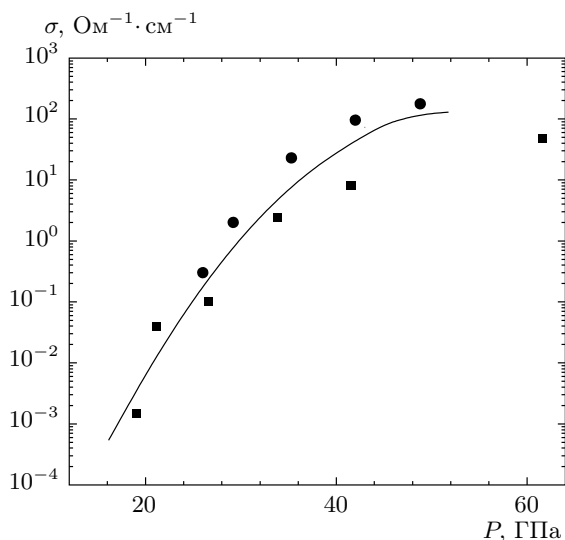


Рис. 9. Электропроводность жидкого азота в зависимости от давления: точки — эксперимент (• — настоящая работа, ■ — [6, 8]); кривая — результаты аппроксимации

тальные зависимости электропроводности жидкого азота от амплитуды ударной волны представлены на рис. 9 вместе с данными из работы [8].

В силу высокой подвижности электронов электропроводность жидкого азота, скорее всего, имеет электронный характер. В исследованной области плотностей до  $2.5 \text{ г/см}^3$  концентрация молекул азота составляет  $n = (3-5) \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и, следовательно, средняя длина свободного пробега электронов  $l \propto n^{-1/3} \text{ см}$  изменяется незначительно, оставаясь относительно постоянной ( $l \approx 4 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ ). Поэтому зарегистрированный рост электропроводности примерно на четыре порядка величины полностью определяется ростом концентрации электронов и слабо зависит от изменения их подвижности, причем при  $P < 30 \text{ ГПа}$  происходит ионизация молекул, а при

$P > 30 \text{ ГПа}$  — как молекул, так и атомов, возникших при диссоциации молекулярного азота.

Абсолютные значения электропроводности, измеренные в настоящей работе, при низких давлениях около 20 ГПа совпадают, а при более высоких давлениях несколько выше, чем в экспериментах [8]. Это различие может быть связано с особенностями измерительных схем — стандартной схемы измерения с использованием эталонного шунта из работы [8] и схемы измерения высокой электропроводности [33].

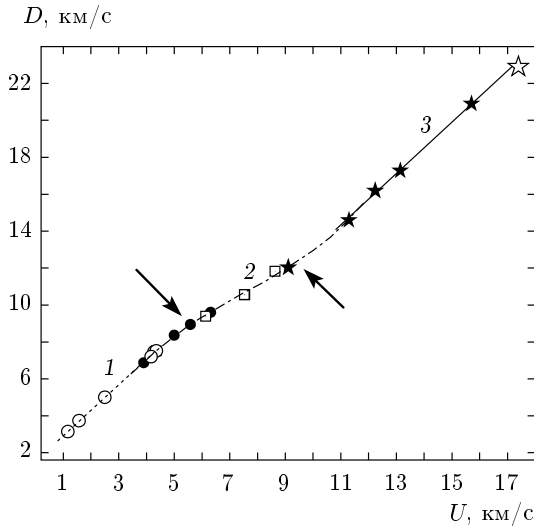
## 6. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИМ СВОЙСТВАМ УДАРНО-СЖАТОГО АЗОТА

### 6.1. Ударная адиабата в кинематических переменных

Полученные в настоящей работе экспериментальные данные ударного сжатия жидкого азота с начальной плотностью  $\rho_0 = 0.807 \text{ г/см}^3$  в интервале скоростей фронта ударной волны  $12 \text{ км/с} \leq D \leq 20 \text{ км/с}$  были дополнены полученными ранее экспериментальными данными с относительно невысокой интенсивностью [3–8] ( $D \leq 12 \text{ км/с}$ ) и экспериментальной точкой высокоинтенсивного ударного сжатия [15] ( $D = 22.9 \text{ км/с}$ , массовая скорость  $U = 17.4 \text{ км/с}$ ). Результаты всех опытов в кинематических координатах представлены на рис. 10. Достаточно отчетливо видны три участка. В области относительно низких массовых скоростей ( $1 \text{ км/с} < U < 4.5 \text{ км/с}$ ) экспериментальные точки с доверительной вероятностью 90 % могут быть описаны линейной зависимостью (линия 1 на рис. 10)

$$D = 1.572 + 1.365U. \tag{1}$$

В промежуточной области ( $4.17 \text{ км/с} < U < 11.3 \text{ км/с}$ ) экспериментальные данные могут быть



**Рис. 10.** Кинематические характеристики ударного сжатия жидкого азота,  $\rho_0 = 0.807 \text{ г/см}^3$  ( $D$  и  $U$  — скорость фронта ударной волны и массовая скорость): жирные стрелки — предполагаемые переходы из зоны молекулярного состояния (1) к полимерному (2) и далее к состоянию неидеальной плазмы (3); точки — эксперименты (• и ★ — настоящая работа, соответственно плоские и сферические ударные волны, ○ — [3], □ — [8], светлая звезда — [15]); кривые 1, 2 и 3 — аппроксимации соответственно зависимостями (1), (2) и (3)

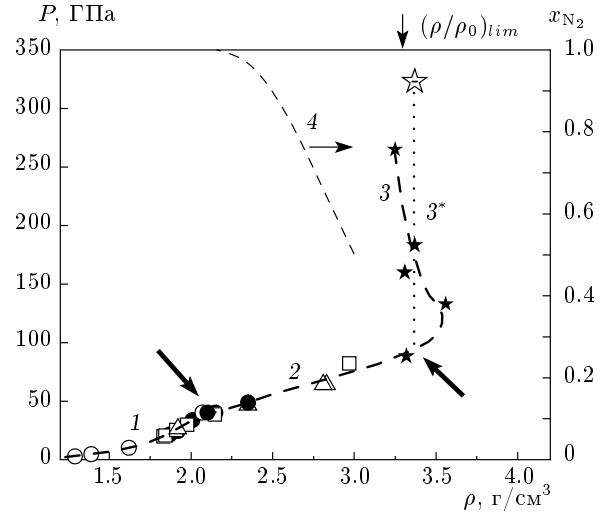
аппроксимированы слабонелинейной зависимостью (кривая 2 на рис. 10)

$$D = -2.008 + 3.375U - 0.337U^2 + 0.015U^3. \quad (2)$$

В области высоких скоростей ( $U \geq 11.3 \text{ км/с}$ ) экспериментальные данные можно снова описать линейной зависимостью (линия 3)

$$D = -1.174 + 1.407U. \quad (3)$$

Результаты настоящей работы и предыдущих опытов перекрывают теперь весь интервал ударного сжатия вплоть до  $D \leq 22 \text{ км/с}$  ( $P \leq 320 \text{ ГПа}$ ). Обращает на себя внимание согласованность результатов всех экспериментов, а также отчетливое разделение ударной адиабаты на три участка с разным наклоном зависимости  $D(U)$ :  $D \leq 9 \text{ км/с}$ ;  $9 \text{ км/с} \leq D \leq 13 \text{ км/с}$ ;  $13 \text{ км/с} \leq D \leq 22 \text{ км/с}$ . Совокупность имеющейся информации позволяет связать эти три участка с зонами доминирования разных структурных состояний азота: на первом участке — это чисто молекулярный азот, на втором — преимущественно полимерный азот, и на третьем —



**Рис. 11.** Термодинамические характеристики ударного сжатия жидкого азота,  $\rho_0 = 0.807 \text{ г/см}^3$  ( $P$  и  $\rho$  — давление и плотность за фронтом ударной волны): жирные стрелки — предполагаемые переходы из зоны молекулярного состояния (1) к полимерному (2) и далее к состоянию неидеальной плазмы (3); точки — эксперименты, кривые 1, 3 — аппроксимации (обозначения такие же, как на рис. 10); 3\* — схематическая ветвь адиабаты азота в зоне неидеальной плазмы с почти постоянным параметром Грюнайзена  $Gr = V(\partial P/\partial E)_V \approx 0.62$ ; 4 — расчет доли молекул  $N_2$   $x_{N_2} \equiv n_{N_2}/(n_{N_2} + n_N)$  по модели SAHA (см. текст)

полностью диссоциированный и частично или полностью ионизованный азот (см. ниже обсуждение модельных расчетов). Таким образом, настоящие эксперименты позволяют локализовать примерное положение на ударной адиабате азота зоны «деполимеризации», т.е. границы между его полимерным состоянием и диссоциированным и частично ионизованным состоянием, т.е. границу ионизации давлением:  $D \approx 12 \text{ км/с}$  ( $P \approx 90 \text{ ГПа}$  и  $\rho \approx 3.5 \text{ г/см}^3$ ,  $v \approx 8 \text{ см}^3/\text{моль}$ ).

### 6.2. Ударная адиабата азота в переменных давление–плотность

Результаты всех опытов в координатах давление  $P$  и плотность  $\rho$  представлены на рис. 11. Как и в случае зависимости  $D(U)$ , обращает на себя внимание отчетливое разделение ударной адиабаты на три участка с разным поведением зависимости  $P(\rho)$ : область относительно низких давлений ударного сжатия ( $P \leq 50 \text{ ГПа}$ ) сменяется областью промежуточного диапазона давлений ( $50 \text{ ГПа} \leq P \leq 100 \text{ ГПа}$ ) с относительно низким наклоном зависимости  $P(\rho)$ ,

по-видимому соответствующей полимерной структуре плотного азотного флюида. Наконец, в области высоких давлений ( $P > 100$  ГПа) характер зависимости  $P(\rho)$  на ударной адиабате резко меняется — она становится близкой к характерному предельному значению степени сжатия для одноатомного идеального газа:  $(\rho/\rho_0)_{lim} \approx 4$ . В области давлений  $P = 120\text{--}130$  ГПа в наших экспериментах зафиксирована максимальная плотность ударно-сжатого азота  $\rho_{max} \approx 3.6$  г/см<sup>3</sup>. Важный вывод данной работы состоит в том, что, согласно экспериментам настоящей работы и работы [15] ( $P = 323$  ГПа,  $\rho = 3.37$  г/см<sup>3</sup>,  $\rho/\rho_0 \approx 4.16$ ), новый участок ударной адиабаты в плоскости  $P$ – $V$  ( $100$  ГПа  $\leq P \leq 330$  ГПа) представляет собой почти вертикальную линию с величиной относительного сжатия  $\rho/\rho_0 \approx 4.25$  близкой к идеально-газовой величине  $(\rho/\rho_0)_{lim} \approx 4.0$ . Следует подчеркнуть, что такой ход ударной адиабаты, т. е.  $(\partial\rho/\partial P)_{ Hug} \approx 0$  на значительном ее участке ( $\rho \approx 3.4$  г/см<sup>3</sup>,  $P = 100\text{--}330$  ГПа) эквивалентен, согласно уравнению Рэнкина–Гюгонио [34], постоянству термодинамического параметра Грюнайзена  $Gr \equiv V(\partial P/\partial E)_V \approx 0.62$ , (т. е.  $E(P, V) \approx C_1 PV + C_2$ , где  $C_1, C_2 = \text{const}$ ), что близко к идеально-газовой величине  $V(\partial P/\partial E)_V = 2/3$ . Эта особенность иллюстрируется на рис. 12, где в координатах внутренней энергии и давление показаны экспериментальные точки настоящей работы и точка работы [15], а также приведена зависимость  $E(P)$  на изохоре  $\rho = 3.4$  г/см<sup>3</sup>, рассчитанная согласно модели SANA (см. ниже). Примечательно, что даже с учетом небольшого разброса экспериментальных точек по плотности все они с хорошей точностью укладываются на линейную зависимость

$$E(P, V) \approx 1.62PV + \text{const}. \quad (4)$$

Данный факт является важным, так как дает возможность непосредственной проверки способности различных приближенных теоретических моделей правильно описывать термодинамику ударно-сжатого азота в состоянии плотной сильнонеидеальной частично ионизированной плазмы с температурой, составляющей, согласно расчетам настоящей работы,  $T = (20\text{--}60) \cdot 10^3$  К, и значениями параметра кулоновской неидеальности  $\Gamma_D \equiv e^2/kTr_D \geq 1$  ( $e$  — заряд электрона,  $r_D$  — дебаевский радиус).

### 6.3. Измерения температуры на ударной адиабате

Выше на рис. 8 приведены результаты измерения температуры в экспериментах по ударному сжатию

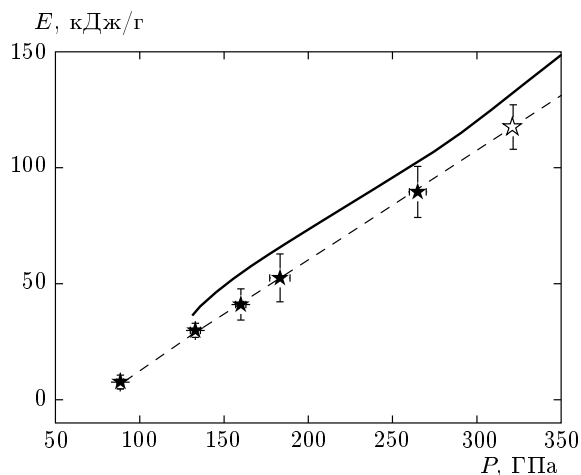
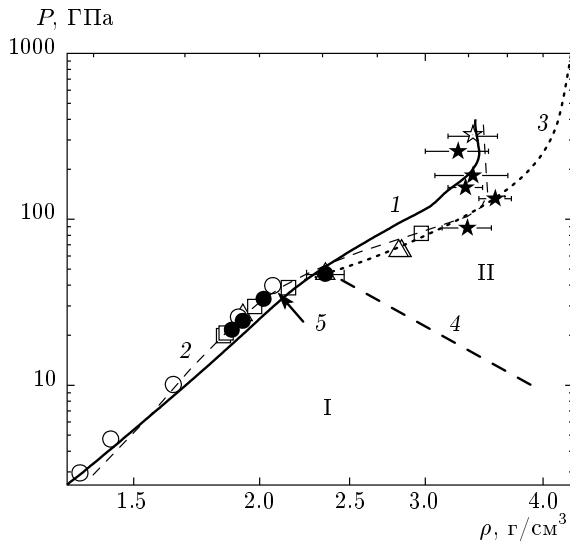


Рис. 12. Высокотемпературный (плазменный) участок ударной адиабаты азота (зона приблизительно-го постоянства параметра Грюнайзена  $Gr \approx 0.62$  — штриховая линия); нуль отсчета энергии — энергия идеального газа атомов при  $T = 0$  К: точки — эксперименты (★ — настоящая работа (см. табл. 2)), светлая звезда — [15]; сплошная кривая — расчет внутренней энергии неидеальной плазмы азота по модели SANA вдоль изохоры  $\rho \approx 3.4$  г/см<sup>3</sup>

в зависимости от давления. Как видно из рисунка, до давлений примерно 90 ГПа экспериментальные результаты настоящей работы, а также данные работы [8] хорошо согласуются друг с другом и с расчетом [32]. При более высоких давлениях температуры ударно-сжатого жидкого азота получены впервые.

## 7. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ

Результаты ударного сжатия жидкого азота сравниваются на рис. 13 с результатами расчетов, выполненных с использованием численных кодов, SANA и МСК, опирающихся на две теоретические модели: SANA [35, 36] и МСК [37, 38]. Оба приближения в большей или меньшей степени являются вариантами так называемой химической модели плазмы (см., например, [39]), описывающей плотный азотный флюид, как частично ионизованную термодинамически равновесную смесь атомов, молекул, атомных и молекулярных ионов и электронов.



**Рис. 13.** Ударная адиабата плотной плазмы азота ( $\rho_0 \approx 0.807 \text{ г/см}^3$ ): точки — эксперименты (обозначения такие же, как на рис. 10); кривые — теоретические расчеты (1 — по модели SAHA для неидеальной плазмы; 2 — по интерполяционной модели МСК [15, 38]; 3 — по интерполяционной модели из работы [12] до точки максимального сжатия  $(\rho/\rho_0)_{im} \approx 5.25$ ; 4 — предполагаемое положение границы полимеризации молекулярного азота в жидкой фазе [12]; 5 — положение этой границы на ударной адиабате согласно работе [21] (см. обзор [19])); I и II — соответственно молекулярное и полимерное состояния азота

### 7.1. Расчеты по модели SAHA

В первом случае использовался вариант химической модели, успешно применявшийся для описания ударного сжатия молекулярного водорода [25, 40]. В рамках этого подхода исходные предположения и описание строятся на микроскопическом уровне [36]. Плазма азота описывается как сильнонеидеальная многокомпонентная смесь ионов, электронов, атомов и молекул, а также ионов  $\text{N}^-$  и  $\text{N}_2^+$  с сильным кулоновским взаимодействием и интенсивным короткодействующим отталкиванием тяжелых частиц, а также с частичным вырождением электронов. Вклад кулоновской неидеальности при расчете равновесного состава и термодинамических функций, а также параметров ударного сжатия (адиабаты Гюгонио) описывается с использованием модифицированного псевдопотенциального приближения [41]. В рамках этой модификации эффективное электрон-ионное взаимодействие описывается кулоновским потенциалом, исправленным на близ-

ких расстояниях между зарядами (псевдопотенциал Глаубермана [42, 43]). Эффективная глубина указанного потенциала приравнивается значению энергии взаимодействия электрон-ионной пары на среднем расстоянии между тяжелыми частицами (ионами, атомами и молекулами). Это соответствует принятой в данной модели граничной энергии, разделяющей свободные и связанные (внутриатомные) состояния, учитываемые при расчете статистических сумм атомов азота.

Помимо вклада кулоновского взаимодействия заряженных частиц, учитывался эффект интенсивного отталкивания тяжелых частиц на близких расстояниях [36]. Вклад такого отталкивания описывается с использованием приближенного уравнения состояния в модели «мягких сфер» [44], модифицированной в настоящей работе для случая многокомпонентной смеси с существенно различающимися собственными объемами («диаметрами») частиц. Это различие приводит к эффективному сдвигу химического и ионизационного равновесий, который учитывается на языке эффективных «поправок на неидеальность» для равновесных химических потенциалов частиц. В рамках обсуждаемого подхода определяющим моментом является выбор соотношения между интенсивностями межмолекулярного и межатомного отталкиваний [25, 36, 45] (см. подробнее [46]). Расчеты, проведенные в приближении SAHA, показали помимо доминирующего влияния взаимодействия молекул  $\text{N}_2 \leftrightarrow \text{N}_2$  еще и высокую чувствительность положения ударных адиабат плазмы азота и хода температурной зависимости на них к выбору параметров отталкивания атомов азота как друг от друга ( $\text{N} \leftrightarrow \text{N}$ ), так и, в особенности, от молекул ( $\text{N} \leftrightarrow \text{N}_2$ ).

В настоящих расчетах, часть которых приведена выше в табл. 1, априори неопределенные характеристики отталкивания в парах молекула–молекула, атом–молекула и атом–атом выбирались в максимальном соответствии с рекомендациями строгого неэмпирического атом-атомного приближения [19, 21, 24]. В терминах модели мягких сфер это приводит к относительно большим значениям отношения эффективного диаметра атома азота  $D_N$  к диаметру молекулы азота  $D_{\text{N}_2}$ :  $D_N/D_{\text{N}_2} \approx 0.58$ . Важным следствием такого выбора является относительно заметное изменение (уменьшение) собственного объема продуктов диссоциации молекул азота. Это приводит к заметному влиянию механизма, стимулирующего сильносжатую равновесную систему молекул и атомов, и к диссоциации давлением за счет указанного выигрыша в собственном объеме.

Описываемая модель была реализована в рамках универсального кода SANA-IV [39, 47], представляющего развитие семейства кодов SANA [35], построенного для описания многокомпонентной сильнонеидеальной плазмы в широком диапазоне параметров. В соответствии с расчетами, проведенными с использованием этого кода, за фронтом ударной волны в настоящих экспериментах, а также в эксперименте с максимальным давлением [15], реализуются состояния плотной сильнонеидеальной ( $\Gamma_D \gg 1$ ), частично ионизованной ( $n_e/n_a \approx 1$ ) и частично вырожденной ( $n_e \lambda_e^3 \approx 3$ ) плазмы азота с параметрами, приведенными выше в табл. 3 ( $n_e$ ,  $n_a$  — концентрации электронов и атомов в единице объема,  $\lambda_e$  — длина волны де Бройля).

### 7.2. Расчеты по модели «сжимаемого коволюма» (МСК)

Во втором, в большей степени полуэмпирическом, варианте, расчеты уравнения состояния плотного азотного флюида [15] проводились с использованием кода основанного на относительно простой модели сжимаемого коволюма (МСК) [37, 38]. Как и в модели SANA, расчеты проводились для смеси пяти сортов частиц,  $N_2$ ,  $N$ ,  $N_2^+$ ,  $N^+$  и электронов, равновесный состав которых находился из условия минимума свободной энергии смеси. При определении статусов возбуждения атомов учитывалось только основное электронное состояние. Статистические суммы возбуждения молекул и молекулярных ионов описывались в приближении жесткий ротатор — гармонический осциллятор. Главным элементом такого подхода является использование для каждого из сортов частиц индивидуального собственного объема (коволома)  $V_i$ , подбираемого полуэмпирически (подробнее см. [48]). Коволомы  $V_i$  полагались зависящими только от давления и аддитивными. Коволом электронов принимался равным нулю. Для атомных  $N^+$  и молекулярных  $N_2^+$  ионов коволюмы приняты равными коволюмам атомов  $N$  и молекул  $N_2$ , так что в этом приближении реально требуется задание коволюмов и их зависимости от давления только для молекул  $N_2$  и атомов  $N$ . Оба этих коволюма представлялись простыми функциями давления, свободные параметры которых выбирались на основе наилучшего, по возможности, описания ударных экспериментов [3, 5, 6, 15].

## 8. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

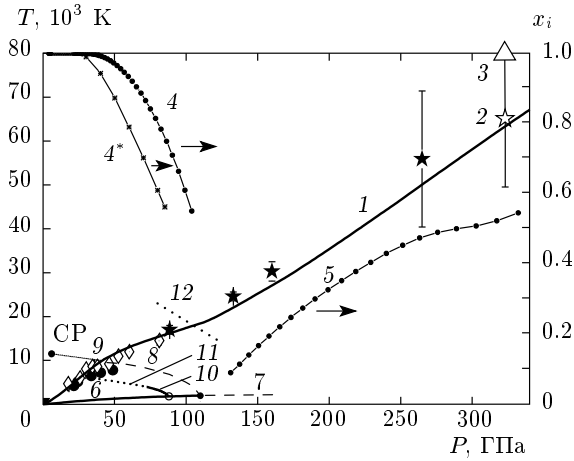
### 8.1. Ударная адиабата азота в переменных давление—плотность

Результаты расчетов ударной адиабаты жидкого азота в координатах  $P$ — $\rho$  с использованием двух описанных выше вариантов уравнения состояния приведены выше на рис. 13. Видно, что зависимости, рассчитанные с использованием кодов SANA и МСК в целом удовлетворительно соответствуют эксперименту, отражая его характерные особенности. С помощью кода МСК удается лучше описать всю совокупность экспериментальных данных, что обусловлено полуэмпирическим характером модели МСК [38] и ее большей «гибкостью» в части интерполяционного описания экспериментальных данных за счет подбора необходимой эмпирической зависимости величин коволюмов атомов и молекул от давления [15]. Анализ показывает, что ударные адиабаты, даваемые рассмотренными теоретическими моделями в пределе высоких давлений и температур, стремятся к асимптотическому пределу, соответствующему сжатию идеального газа  $\rho/\rho_0 \rightarrow 4$ , но характер этого стремления для моделей МСК и SANA заметно различается. Это делает актуальным как перспективу получения новых экспериментальных данных в области давлений 2–10 Мбар, так и необходимость привлечения для сравнения результатов строгих подходов *ab initio* к вычислению термодинамических функций плотной плазмы азота. В последнее время указанный подход (методы функционала плотности для электронов и молекулярной динамики для ионов) позволил получить очень важные результаты в области низких температур [23].

### 8.2. Ударная адиабата азота в переменных давление—температура

Расчеты по модели SANA хорошо воспроизводят и результаты измерения температуры [5, 14] вдоль основной ударной адиабаты (рис. 14). Это делает актуальным расчет ударной адиабаты в рамках строгих подходов *ab initio* с использованием методов функционала плотности и континуальных интегралов. Кроме расчетов по коду SANA на рис. 14 приведены оценки достигнутой в эксперименте [15] температуры на основании расчетов по модели МСК (см. ниже) и как экстраполяция зависимости  $P(T)$  на рассчитанной по модели SANA ударной адиабате к величине давления, измеренного в работе [15].

На рис. 14 представлена информация по составу



**Рис. 14.** Температура ударно-сжатой плазмы азота в зависимости от давления. Сравнение теории и эксперимента: точки — эксперименты ( $\star$ ,  $\bullet$  — настоящая работа,  $\diamond$  — [8]); кривые — расчеты (1 — по модели SAHA для неидеальной плазмы, см. текст; 2 — предполагаемая температура состояния, достигнутого в эксперименте [15] как экстраполяция настоящих расчетов по модели SAHA к уровню давления  $P = 323$  ГПа, полученного в [15]; 3 — оценка температуры состояния, полученного в [15], согласно расчетам по модели MCK; 4 — доля молекул  $x_{N_2} \equiv n_{N_2}/(n_{N_2} + n_N)$  и 5 — степень ионизации  $x_{N^+} \equiv n_{N^+}/(n_{N^+} + n_N)$  атомов азота, согласно расчетам по модели SAHA настоящей работы, не учитывающим полимерную фазу; 4\* — доля молекул [32]; 6 — граница плавления молекулярного кристалла [12, 23]; 7 — экстраполяция границы плавления; 8 — предполагаемая граница перехода из молекулярной фазы жидкого азота (снизу) в полимерную фазу (сверху) [12]; CP — критическая точка фазового перехода первого рода из молекулярной фазы жидкого азота в полимерную [19, 21]; 9 — экстраполяция границы 8 к критической точке [19]; 10 — граница фазового перехода первого рода из молекулярной в полимерную фазу в жидком азоте, согласно расчетам квантовой молекулярной динамики [23]; 11 — то же как непрерывный переход [23]; 12 — предполагаемая граница перехода из полимерного состояния жидкого азота (снизу) в состояние неидеальной плазмы (сверху), согласно экспериментам настоящей работы)

ву (степеням диссоциации и ионизации) и о степени неидеальности плазмы вдоль ударной адиабаты согласно настоящим расчетам по коду SAHA. Очень важными являются иллюстрации существующих оценок и расчетов границы, отделяющей зону существования гипотетической полимерной фазы жидкого и твердого азота, от зон существования мо-

лекулярного азота, жидкого и твердого. Предполагаемая критическая точка этого перехода из пионерских работ [19, 21, 22] хорошо согласуется с оценками этой границы из работы [12]. Эти предварительные данные уточняются в последних расчетах методом квантовой молекулярной динамики [23], предсказывающих, что эта граница соответствует фазовому переходу первого рода при  $T \leq 2000$  К и размытому фазовому переходу при  $2000 \text{ К} \leq T \leq 4000$  К. Главный вывод настоящей работы на основании отмеченного выше явного излома ударной адиабаты при  $P \approx 100$  ГПа состоит в предположении, что при этих параметрах (отмечено линией 12 на рис. 14) происходит деполимеризация, сопровождаемая ростом степеней ионизации и неидеальности плазмы азота, как новая форма ионизации давлением, хорошо известной для водорода (дейтерия) и инертных газов [25].

### 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ

В процессе исследований свойств ударно-сжатого азота получены важные характеристики неидеальной плазмы азота в диапазоне давлений  $P = 100\text{--}265$  ГПа. Преимуществом опытов было одновременное измерение степени сжатия, давления и температуры плазмы азота. Температуры в данной работе получены в предположении, что в регистрируемой области длин волн излучение фронта ударной волны имеет сплошной спектр.

В области давлений 100–130 ГПа зафиксировано максимальное сжатие азота. При давлении выше 160 ГПа зависимость  $P(\rho)$  на ударной адиабате, согласно настоящим экспериментам и сделанному ранее опыту [15], приобретает примечательный практически изохорный характер со степенью сжатия  $\rho/\rho_0 \approx 4.2$ , близкой к идеально-газовой ( $\rho/\rho_0 \approx 4$ ), в широком интервале давлений  $100 \text{ ГПа} \leq P \leq 330 \text{ ГПа}$ . Такое поведение ударной адиабаты получено впервые. Оно свидетельствует о существовании достаточно обширной зоны параметров плазмы азота с почти постоянной величиной параметра Грюнайзена  $Gr \equiv V(\partial P/\partial E)_V \approx 0.62$ . Это свойство может быть полезным для прямой проверки применимости различных теоретических моделей уравнения состояния неидеальной плазмы молекулярных газов. Совокупность экспериментальных и теоретических данных настоящей работы и предыдущих расчетов и экспериментов позволяет высказать предположение, что параметры  $P \approx 100$  ГПа,  $T \approx 16000$  К,  $\rho \approx 3.3 \text{ г/см}^3$  отвечают окончанию процесса де-

полимеризации азота и переходу его в состояние плотной неидеальной плазмы.

Авторы выражают признательность Е. С. Якубу и Л. Н. Якуб за материалы их работ по термодинамике полимеризации в ударно-сжатом азоте и за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий и физики сильносжатого вещества».

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Фортов, УФН **179**, 653 (2009).
2. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов, *Справочник по атомной и молекулярной физике*, Атомиздат, Москва (1980).
3. В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин, ДАН СССР **142**, 309 (1962).
4. И. М. Воскобойников, М. Ф. Гоголя, А. Ю. Долгобородов, ДАН СССР **246**, 579 (1979).
5. W. Nellis and A. Mitchell, J. Chem. Phys. **73**, 6137 (1980).
6. H. B. Radousky, W. J. Nellis, M. Ross et al., Phys. Rev. Lett. **57**, 2419 (1986).
7. H. B. Radousky and M. Ross, High Press. Res. **1**, 39 (1988).
8. W. J. Nellis, H. B. Radousky, D. C. Hamilton et al., J. Chem. Phys. **94**, 2244 (1991).
9. Ф. В. Григорьев, С. Б. Кормер, О. Л. Михайлова и др., ЖЭТФ **88**, 1271 (1985).
10. *Свойства конденсированных веществ при высоких давлениях и температурах*, сб. статей под ред. Р. Ф. Трунина, РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров (1992).
11. Л. В. Альтшулер, Р. Ф. Трунин, К. К. Крупников и др., УФН **166**, 575 (1996).
12. M. Ross and F. Rogers, Phys. Rev. B **74**, 024103 (2006).
13. В. К. Грязнов, М. В. Жерноклетов, И. Л. Иосилевский и др., в сб. VII *Харитоновские тематические научные чтения*, под ред. А. Л. Михайлова, РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров (2005), с. 326.
14. Н. Ф. Гаврилов, Г. Г. Иванова, В. И. Селин и др., *Вопросы атомной науки и техники, серия Методики и программы численного решения задач математической физики* вып. 3(11), 11 (1982).
15. Р. Ф. Трунин, Г. В. Борисков, А. И. Быков и др., Письма в ЖЭТФ **88**, 220 (2008).
16. Е. Н. Аврорин, Б. Н. Водолага, В. А. Симоненко, В. Е. Фортов, УФН **163**, 1 (1993).
17. В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, И. Т. Якубов, *Физика неидеальной плазмы*, Физматлит, Москва (2004).
18. M. I. Erements, A. G. Gavriliuk, N. R. Serebryanaya et al., J. Chem. Phys. **121**, 11296 (2004).
19. Е. С. Якуб, ФНТ **19**, 377 (1993).
20. M. Ross, J. Chem. Phys. **86**, 7110 (1987); High Press. Res. **10**, 649 (1992).
21. Е. С. Якуб, ЖФХ **67**, 305 (1993).
22. Л. Н. Якуб, ФНТ **19**, 531 (1993).
23. B. Boates and S. A. Boney, Phys. Rev. Lett. **102**, 015701 (2009).
24. Е. С. Якуб, ТВТ **28**, 664 (1990).
25. В. Е. Фортов, В. Я. Терновой, М. В. Жерноклетов и др., ЖЭТФ **124**, 288 (2003).
26. Г. Г. Иванова, Т. А. Микийчук, *Вопросы атомной науки и техники, серия Математическое моделирование физических процессов* вып. 1, 43 (1992).
27. Д. Г. Гордеев, Л. Ф. Гударенко, М. В. Жерноклетов и др., Физика горения и взрыва **44**, 61 (2008).
28. А. А. Евстигнеев, М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев, Физика горения и взрыва вып. 5, 758 (1976).
29. Б. Л. Глушак, Л. Ф. Гударенко, Ю. М. Стяжкин, *Вопросы атомной науки и техники, серия Математическое моделирование физических процессов* вып. 2, 57 (1991).
30. M. V. Zhernokletov, T. S. Lebedeva, A. B. Medvedev et al., in *Shock Compression of Condensed Matter*, ed. by M. D. Furnish, N. N. Thadhani, and Y. Horie, AIP, New York (2001), p. 763.
31. М. Бослаф, Т. Аренс, Приборы для научн. исслед. № 12, 52 (1989).
32. D. F. Calef and F. N. Ree, Phys. Rev. B **36**, 4935 (1987).
33. Л. А. Гатилов, Л. В. Кулешова, ПМТФ вып. 1, 136 (1981).
34. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Физматлит, Москва (2008).

35. В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, Ю. Г. Красников и др., *Термофизические свойства рабочих сред газофазного ядерного реактора*, под ред. В. М. Иевлева, Атомиздат, Москва (1980).
36. 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.
37. А. Б. Медведев, *Вопросы атомной науки и техники*, серия *Теоретическая и прикладная физика*, вып. 1, 23 (1990).
38. А. Б. Медведев, в [36], с. 315.
39. В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, В. Е. Фортов, в *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, под ред. В. Е. Фортова, том приложений III-1, Физматлит, Москва (2004), с. 111.
40. С. К. Гришечкин, С. К. Груздев, В. К. Грязнов и др., *Письма в ЖЭТФ* **80**, 452 (2004).
41. И. Л. Иосилевский, в [39], с. 349.
42. А. Е. Глауберман, *ДАН СССР* **78**, 883 (1951).
43. И. Л. Иосилевский, *ТВТ* **18**, 447 (1980).
44. D. Young, Preprint UCRL-52352, LLNL, Univ. California (1977); G. R. Gather, J. W. Shaner, R. S. Hixson, and D. A. Young, *Rep. Progr. Phys.* **49**, 341 (1986).
45. И. Л. Иосилевский, В. К. Грязнов, В. Е. Фортов, в сб. *Физика экстремального состояния вещества*, под ред. В. Е. Фортова, ИПХФ, Черногловка (2001), с. 114.
46. В. Эбелинг, А. Фёрстер, В. Фортов и др., *Термофизические свойства горячей плотной плазмы*, Изд-во Регулярная и хаотическая динамика, Москва–Ижевск (2007).
47. В. К. Грязнов, в *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, т. 1, под ред. В. Е. Фортова, Наука, Москва (2000), с. 299.
48. В. П. Копышев, А. Б. Медведев, В. В. Хрусталева, в [39], с. 59.
49. R. Chau, A. Mitchell, R. Minich, and W. Nellis, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 245501 (2003).