

ИОНИЗАЦИЯ ДАВЛЕНИЕМ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ В МЕГАБАРНОМ ДИАПАЗОНЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЙ

*В. Е. Фортвов^а, В. Я. Терновой^а, М. В. Жерноклетов^б, М. А. Мочалов^б, А. Л. Михайлов^б,
А. С. Филимонов^а, А. А. Пяллинг^а, В. Б. Минцев^{а*}, В. К. Грязнов^{а**}, И. Л. Иосилевский^с*

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

^б *Российский Федеральный ядерный центр
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
607200, Саров, Нижегородская обл., Россия*

^с *Московский физико-технический институт (государственный университет)
141200, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 29 января 2003 г.

Проведены измерения коэффициента низкочастотной электропроводности сильнонеидеальной плазмы водорода, гелия и ксенона в мегабарном диапазоне давлений. Для генерации плазмы использовался метод многократного ударно-волнового сжатия в плоской и цилиндрической геометриях, позволяющий уменьшить эффекты необратимого разогрева и осуществить квазиизэнтропический режим. В результате реализованы состояния плазмы с давлениями мегабарного диапазона, электронными концентрациями до $n_e \approx 2 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$, соответствующими вырожденной и больцмановской плазме с сильными коллективным кулоновским ($\Gamma_D = 1-10$) и межатомным ($\Gamma_a = r_a n_a^{1/3} \sim 1$) взаимодействиями. Зафиксирован резкий (на 3–5 порядков) рост электропроводности сильнонеидеальной плазмы, вызванный «ионизацией давлением», для описания которого привлекаются теоретические модели. Проведен анализ имеющихся в этой области экспериментальных данных и теоретических моделей различных авторов. Отмечена возможность «фазового перехода» первого рода в сильнонеидеальной плазме.

PACS: 52.25.Kk, 52.27.Gr, 62.50.+p, 71.30.+h

1. ВВЕДЕНИЕ

Поведение плазмы — наиболее распространенного состояния вещества в природе — в условиях сильного разогрева и сжатия представляет значительный общезначимый, а также прагматический интерес для астрофизики, физики планет-гигантов и перспективных энергетических приложений [1–3]. При этом особый интерес вызывает ионизационный состав плазмы, являющийся основой для расчета ее термодинамических, транспортных и оптических свойств.

Известно, что плазму можно получить не только с помощью сильного разогрева до температур,

сравнимых с потенциалом ионизации $k_B T \sim I$, но и с помощью сильного сжатия, когда размер атома оказывается сравним с межчастичным расстоянием $r_a \sim n_a^{-1/3}$, путем так называемой «холодной» ионизации или ионизации «давлением». И если процессы термической ионизации изучены сегодня достаточно детально [1], то исследование ионизации давлением является значительно более сложным, так как речь идет о «холодном» ($k_B T \ll I$) сжатии плазмы до мегабарных давлений и плотностей, значительно превосходящих твердотельные. В этих условиях реализуется сильное межчастичное взаимодействие (неидеальность), электронные оболочки атомов и молекул перекрываются, а характерный уровень электропроводности сопоставим с металлическим. Часто такой режим ошибочно называют «металлизацией», хотя, как показали Ландау и Зельдо-

*E-mail: minvb@icp.ac.ru

**E-mail: grvk@icp.ac.ru

вич [4], Мотт [5], Хензель [6], отличить металл от диэлектрика можно только по их электронному спектру при $T = 0$, но не по самому уровню электропроводности. Так, разреженная плазма ТОКОМАКов ($n_e \sim n_i \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T \approx 5\text{--}10 \text{ кэВ}$) имеет электропроводность, близкую к электропроводности чистой меди [7].

Осуществляя изотермическое расширение легкокипящих металлов при сверхкритических давлениях [6, 8], удастся непрерывным образом перейти от сильнопроводящего «металлического» к слабопроводящему газовому «диэлектрическому» состоянию и установить, что переход металл–диэлектрик происходит в узком диапазоне плотностей, близких (Cs, Rb, K), либо несколько больших (Hg) плотности вещества в критической точке. Для большинства других металлов, составляющих 80 % элементов периодической системы, критические давления и температуры чрезвычайно высоки и недоступны для методов статического эксперимента. Появившиеся в последнее время работы [9] по быстрому электровзрыву металлических проводников, где достигаются закритические давления, свидетельствуют, по мнению авторов, о потере металлической проводимости при более значительном (в 5–7 раз) расширении твердых металлов.

Исследовать широкую область фазовой диаграммы металлов, включая окрестность критической точки, позволяет метод адиабатического расширения вещества, предварительно сжатого мощными ударными волнами до давлений мегабарного диапазона [3, 10]. Выполненные по этой методике измерения термодинамических (Cu, Pb, Bi, Fe, U) и излучательных (Bi) свойств ряда металлов позволили найти уравнение состояния, коэффициенты поглощения и параметры критических точек исследуемых металлов, но не подтвердили гипотезу [4] о появлении плазменных фазовых переходов, вызванных диэлектризацией металлов в сверхкритической области.

Изучению металлизации ($T = 0$) диэлектриков при высоких давлениях посвящено значительное количество исследований (см. [11] и соответствующие ссылки), стимулированных поисками металлического водорода [11–13] и его возможной высокотемпературной сверхпроводимостью в метастабильной среде [14]. Сделанные методами зонной теории твердого тела оценки давлений металлизации различных веществ P^* относятся к мегабарному ($P^*(\text{H}_2) \approx 3 \text{ Мбар}$ [11–16], $P^*(\text{Xe}) \approx 1.5 \text{ Мбар}$ [17]) и ультрамегабарному $P^*(\text{He}) \approx 110 \text{ Мбар}$ [18], $P^*(\text{Ne}) \approx 1.34 \text{ Гбар}$ [19]) диапазонам. И хотя экспериментальная статическая техника алмазных нако-

вален позволяет сейчас продвинуться по шкале давлений приблизительно до 5 Мбар [11], только в самое последнее время здесь удалось зафиксировать металлизацию ксенона при $P^* = 1.5 \text{ Мбар}$ [20], в то время как водород при $P \approx 3 \text{ Мбар}$ остается, по-видимому, диэлектриком [11].

Использование техники мощных ударных волн для сжатия и необратимого разогрева вещества позволяет получить значительно более высокие (мировой рекорд составляет около 4 Гбар [21]) давления, верхний предел которых ограничен лишь мощностью источника их возбуждения, а не прочностью алмаза в статических условиях. При этом процессы вязкой диссипации кинетической энергии потока во фронте ударной волны наряду со сжатием приводят к значительному разогреву вещества, что стимулирует процессы термической ($k_B T \sim I$) ионизации плазмы, кинетика и термодинамика которой детально исследованы сейчас для идеального [1] и сильнонеидеального [2, 3] случаев. Влияние плотностных эффектов на ионизационное равновесие в этих экспериментах выражено не слишком рельефно на фоне развитой термической ионизации и описывается различными моделями снижения потенциала ионизации [1–3, 22]. Следует отметить, что ряд теоретических моделей при их экстраполяции в сильнонеидеальную область теряет термодинамическую устойчивость, что связывается [4, 6, 22–25] с плазменным фазовым переходом первого рода. Реализованные к настоящему времени термодинамические состояния в статических и динамических экспериментах [26–36] приведены на фазовой диаграмме H_2 рис. 1. Там же приведены теоретические оценки плазменных фазовых переходов с соответствующими критическими точками [23, 24, 37–39].

Естественно, что для разделения плотностных и термических эффектов ионизации следует стремиться уменьшить эффекты необратимого разогрева ($k_B T \ll I$), осуществляя квазиэнтропическое сжатие. В настоящей работе с этой целью сжатие вещества осуществлялось последовательностью прямых и отраженных ударных волн, возникающих в результате их реверберации в плоской и цилиндрической геометриях. В качестве источника возбуждения применялись взрывные устройства торцевого и цилиндрического метания. Используя процессы многократного ударноволнового сжатия, удастся осуществить пониженный (на порядок) разогрев и более высокое (примерно десятикратное), чем в прямой волне, сжатие плазмы, а также зафиксировать в экспериментах с H_2 , He, Xe увеличение проводимости плазмы на 5 порядков в узком диапазоне плотно-

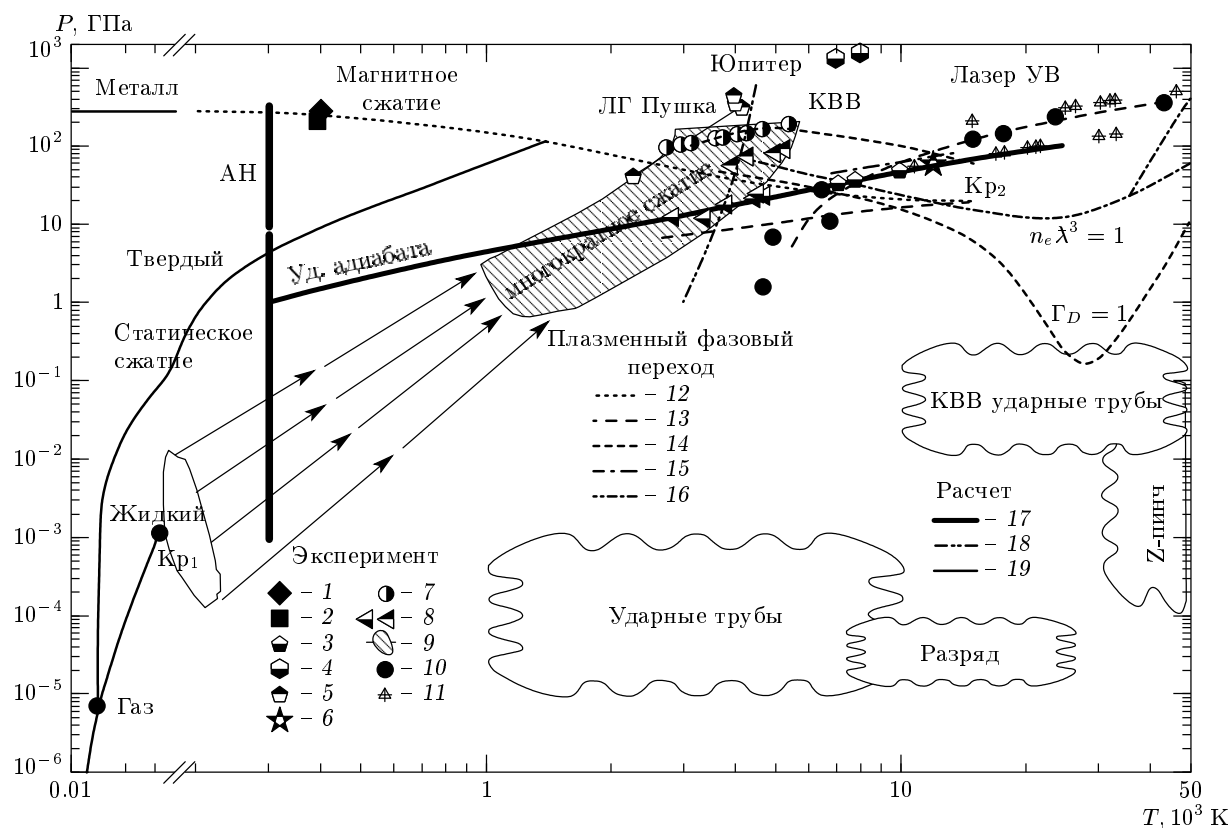


Рис. 1. Фазовая диаграмма водорода. Экспериментальные данные: 1, 2 — магнитное сжатие [29, 30]; 3 — Z-пинч [33]; 4, 5 — цилиндрическое сжатие [26, 27]; 6 — сферическое сжатие [28]; 7, 8 — однократное и многократное сжатие на легкогазовой пушке [34, 35]; 9 — многократное ударное сжатие [36]; 10, 11 — ударное сжатие лазером [31, 32]. Оценки критической точки плазменного фазового перехода водорода: 12 — Беле-Эбелинг [37]; 13 — Робник-Кундт [38]; 14 — Саумон-Шабрие [23]; 15 — Харонска [39]; 16 — Муленко-Филинов [24]. Расчетные данные: 17 — сжатие в алмазной наковальне [11]; 18 — параметры атмосферы Юпитера [40]; 19 — адиабата ударного сжатия водорода [34]

стей, характерных для режима «холодной» ионизации плазмы.

2. ГЕНЕРАЦИЯ И ДИАГНОСТИКА

Типичная схема экспериментов по многократному ударно-волновому сжатию конденсированного водорода и инертных газов в плоской геометрии приведена на рис. 2 [36, 41, 42].

Возбуждение ударных волн осуществлялось путем удара стального ударника 2 толщиной 1–3 мм и диаметром 30–40 мм, разогнанного продуктами детонации конденсированного взрывчатого вещества (гексоген) 1 до скоростей 3–8 км/с с использованием эффекта «градиентной» кумуляции [43]. Разработанные взрывные метательные устройства обеспечивали диаметр плоской части ударника в момент удара по днищу экспериментальной сборки

15–30 мм. Отсутствие плавления и испарения материала ударника, а также его механического разрушения в процессе динамического разгона контролировалось в специальной серии методических экспериментов. Переход ударной волны из металлического экрана 3 толщиной 1.5–1 мм в исследуемое вещество 4 с исходной толщиной 1–5 мм генерировал в нем первую ударную волну с амплитудным давлением $P_1 = 0.02–0.8$ Мбар, которая отражалась от прозрачного сапфирового окна 5 толщиной 4–5 мм и диаметром 20 мм и порождала ударную волну повторного сжатия. Дальнейшее переотражение ударных волн между экраном 3 и окном 5 приводила к многократному ударному сжатию образца до максимальных давлений $P \approx 1–2$ Мбар, уровень которых определялся скоростью налетающего ударника, его толщиной и размерами исследуемого вещества.

Исходные состояния изученных веществ для по-

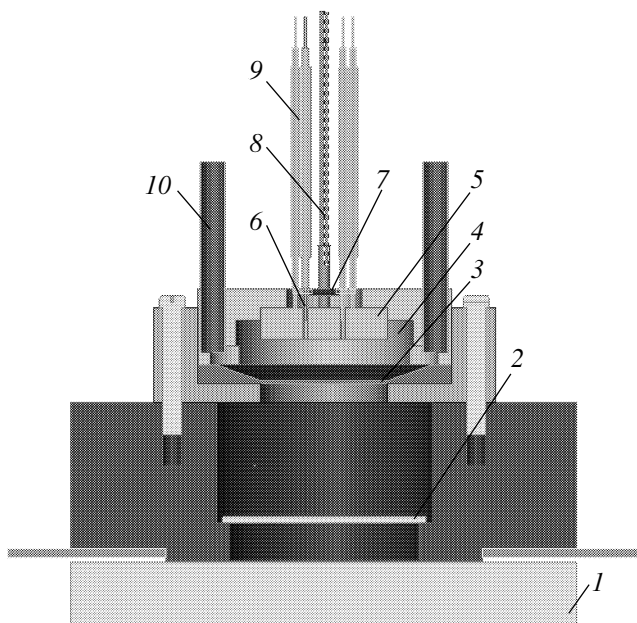


Рис. 2. Схема экспериментов по многократному ударно-волновому сжатию конденсированного водорода и инертных газов в плоской геометрии: 1 — заряд взрывчатого вещества; 2 — стальная пластина; 3 — днище экспериментальной сборки; 4 — исследуемое вещество; 5 — лейкосапфировое окно; 6 — индиевые электроды; 7 — шунтирующее сопротивление; 8 — кварц-кварцевый световод; 9 — коаксиальные электрические кабели; 10 — линии подачи газа

следующего многократного сжатия находились либо в газовой области $P_0 = 5\text{--}35$ МПа, $T_0 = 77.4\text{--}300$ К, либо в жидкой области фазовой диаграммы с $P_0 \approx 0.1\text{--}1$ МПа, $T \approx 20.4\text{--}160$ К. В последнем случае сжижение осуществлялось из газов высокой чистоты, подаваемых в сборку по линиям 10. При сжижении водорода использовалась двухконтурная система охлаждения с внешним азотным контуром, а при сжижении ксенона внутренний контур охлаждения заполнялся этанолом. Температура в сборке контролировалась платиновыми термометрами сопротивления и термомпарами.

Наблюдение процесса многократного сжатия проводилось при помощи скоростных электронно-оптических преобразователей, а также пятиканальным пирометром с временным разрешением 2–5 нс с использованием волоконно-оптических каналов связи 8. Поскольку ударно-сжатый сапфир оптического окна 5 сохранял прозрачность до $P \approx 20$ ГПа и позволял фиксировать моменты отражения от его поверхности ударных волн при

более высоких давлениях, а электроизоляционные свойства его находятся на приемлемом уровне при сжатии до давлений около 2.2 Мбар [44], по регистрации сопротивления сжимаемого слоя и оптического излучения удавалось зафиксировать до 5–6 ревербераций ударных волн. Начальные стадии процесса сжатия (до 20 ГПа) регистрировались в отдельных экспериментах при помощи дифференциального лазерного интерферометра VIZAR [45]. Для синхронизации систем измерения сопротивления сжимаемого слоя и регистрации оптического излучения перед каждым экспериментом проводилась запись светового импульса лазерного диода, включенного вместо измерительной ячейки, по световоду и через преобразователь в электрический сигнал — по электрическим кабелям 9 системы регистрации сопротивления.

В выбранной схеме эксперимента [38, 41, 42] сжатие и необратимый разогрев исследуемого вещества осуществлялись серией ударных волн при последовательном их отражении от сапфирового окна и стального экрана. Гидродинамический анализ процесса показал, что после прохождения по сжимаемому слою первых двух ударных волн дальнейшее сжатие происходило квазиизэнтропически. Это позволило продвинуться в область более высоких плотностей ($\rho/\rho_0 \sim 10\text{--}100$) по сравнению с однократным ударным сжатием и снизить конечную температуру, увеличивая тем самым интересные нас эффекты межчастичного взаимодействия. Процесс реверберации ударных волн отчетливо проявлялся в виде характерных «ступенек» на осциллограммах излучения и электропроводности (рис. 3).

Измеренные моменты прихода ударных волн на границы плазменного объема ($t_1 - t_9$) дают возможность по законам сохранения массы, импульса и энергии найти независимым образом термодинамические параметры ударного сжатия P , ρ и E [3]. Полученные таким образом данные по калорическому и термическому уравнениям состояния водорода, а также выбранного в качестве эталонного материала гелия до давлений 30–60 ГПа находятся в соответствии с «химической» моделью [2, 3, 22] неидеальной плазмы, а также с решениями полуэмпирического уравнения состояния водорода [27, 46]. Однако при давлениях свыше 60 ГПа использованными методиками не удалось получить достоверную экспериментальную информацию о термодинамике исследуемого вещества. В этом случае термодинамические параметры многократного ударного сжатия на конечной стадии рассчитывались по одномерным гидродинамическим кодам, использующим полуэмпириче-

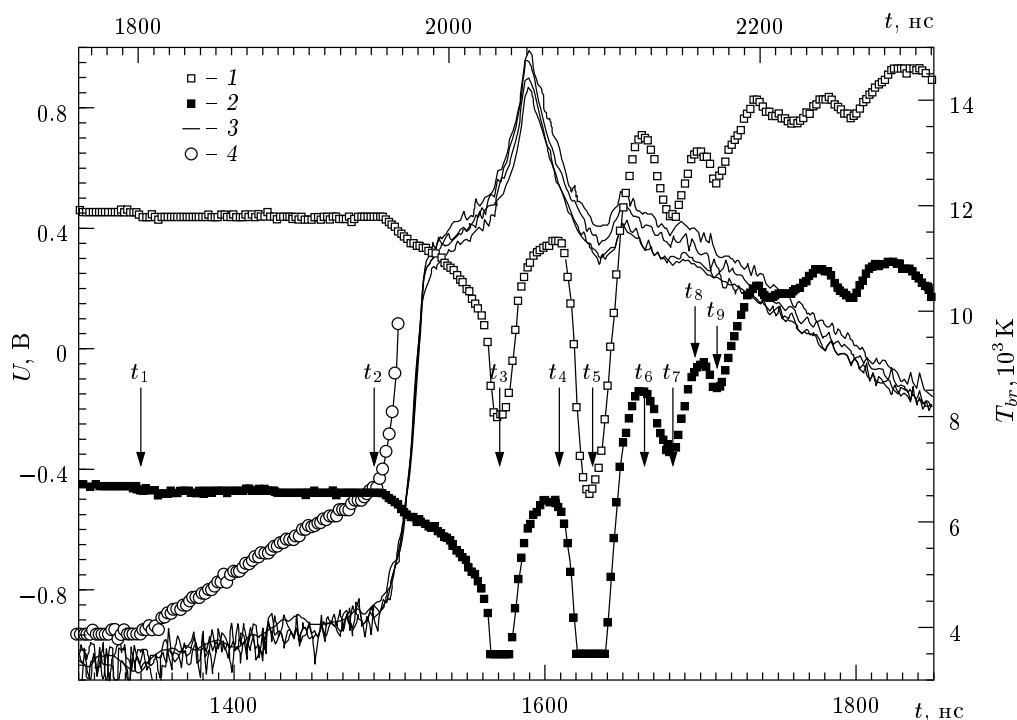


Рис. 3. Характерная осциллограмма эксперимента: 1, 2 — напряжение на «положительном» и «отрицательном» электродах; 3, 4 — яркостные температуры двух каналов регистрации интенсивности оптического излучения (для данной записи четвертая ось температур линейна, в интервале 3000–7000 К)

ские состояния водорода [27, 46] и конструкционных материалов [47].

Этот набор газодинамических и температурных измерений использовался для определения термодинамических параметров ударного сжатия в его начальных фазах, а также в качестве исходных (наряду со скоростью подлета ударника W) данных для проверки одномерных и двумерных газодинамических кодов, по которым с использованием широкогодиапазонных полуэмпирических уравнений состояния [27, 46] определялись параметры для случая более высоких давлений, плотностей и температур многократно сжатого вещества. Погрешности определенных таким образом величин P , ρ и T составляют соответственно 5, 10 и 20 %.

Регистрация электропроводности ударно-сжатой плазмы осуществлялась зондовым методом. Электрический ток подводился к ударно-сжатой плазме при помощи электродов 6, расположенных перпендикулярно плоскости фронта ударной волны, распространялся вдоль ударно-сжатого образца, а затем попадал на поверхность стального экрана 3 и через заземляющий электрод выходил из области сжатия. Запись электрических сигналов, передаваемых вы-

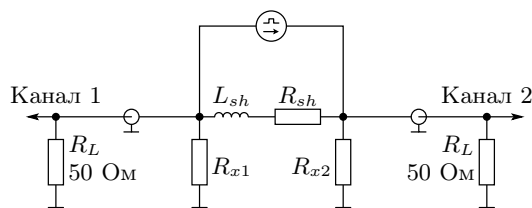


Рис. 4. Эквивалентная схема измерений

сока частотными коаксиальными кабелями 9, производилась на цифровые многоканальные осциллографы с полосой пропускания сигнала 500 МГц. Были использованы двух- и трехэлектродные схемы регистрации сопротивления. Во втором случае, принципиальная электрическая схема которого приведена на рис. 4, удалось избавиться от синфазной помехи и зафиксировать моменты отражения волн не только от оптического окна, но и от экрана.

Моменты t_1, t_3, t_5, t_7, t_9 соответствуют отражению ударных волн от окна, что регистрируется с помощью электрической (линии 1, 2 на рис. 3) и оптической (линии 3, 4 на рис. 3) методик, а моменты t_2, t_4, t_6, t_8 — отражению волн от экрана. С целью ис-

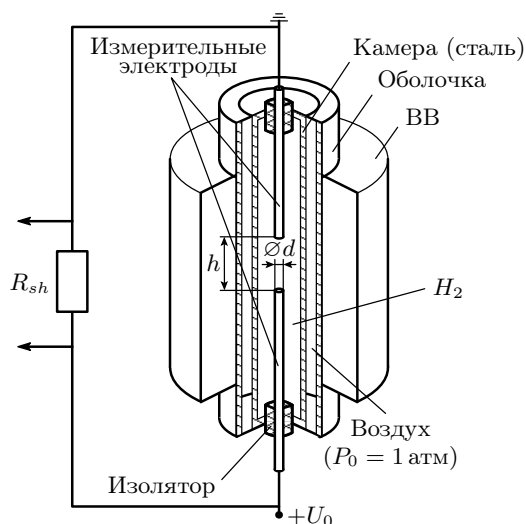


Рис. 5. Схема устройства цилиндрического сжатия

ключения пробойных и дуговых эффектов при пропускании транспортного тока через плазму величина его плотности не превышала 10^4 А/см². Варьирование в специальной серии опытов этой величины в пределах 10^3 – 10^4 А/см² показало линейность вольт-амперной характеристики плазмы. Определение удельной электропроводности плазмы на основе измеренного таким образом сопротивления плазменного промежутка осуществлялось с привлечением численного и электростатического моделирования соответствующей электростатической задачи. В результате точность измерения удельной электропроводности плазмы оценивается в 20–50 %.

Вторая серия экспериментов была выполнена с использованием ударно-волнового сжатия в условиях цилиндрической геометрии [48–50] (рис. 5).

Цилиндрический заряд взрывчатого вещества (сплав тротил/гексоген 40/60) с наружным диаметром 30 см инициировался по внешней поверхности в 640 точках, формирующих на внутренней поверхности заряда сходящуюся детонационную волну с высокой (разновременность выхода — не хуже 100 нс) симметрией. Выход этой волны на внутреннюю поверхность вызывал центростремительное движение стального цилиндрического ударника с начальной скоростью $W \approx 5$ км/с. Торможение этого цилиндрического ударника о металлическую поверхность камеры, наполненную исследуемым газом при начальном давлении до 70 МПа, вызывала сходящуюся ударную волну, интенсивность которой увеличивалась по мере ее схождения к центру в соответ-

ствии с закономерностями геометрической кумуляции [51]. В дальнейшем происходило последовательное отражение ударной волны от центра симметрии и внутренней движущейся поверхности камеры, вызывая многократное ударное сжатие, которое, как и в плоской геометрии, оказывалось близким к изэнтропическому.

Профили термодинамических параметров многократного сжатия в каждый момент времени определялись на основе одномерных и двумерных газодинамических расчетов с использованием широкодиапазонных полуэмпирических уравнений состояния взрывчатого вещества, конструкционных материалов сборки и плазмы мишеней. В ряде специальных опытов процесс цилиндрического взрывного сжатия контролировался путем измерения скоростей движения ударника электроконтактными и световолоконными оптическими базисными методами, а также путем осевого просвечивания двумя источниками жесткого излучения [52] со скрещенными под углом 135° пучками, что позволяло контролировать динамику сжатия, качество газодинамических расчетов и давало дополнительные граничные условия для этих кодов. Полученные таким образом параметры ударно-сжатой плазмы в этом устройстве составили для дейтерия: давление 1.25–1.44 ТПа при температуре 12500–14000 К и плотности 2–2.4 г/см³, а для ксенона: давление 200 ГПа, плотность 13 г/см³, что почти в 5 раз превышает плотность твердого Al.

Для измерения удельной электропроводности использовалась классическая двухточечная схема [53] с применением эталонного сопротивления, включенного параллельно сопротивлению исследуемого образца. Сопротивление водорода регистрировалось с помощью двух электродов из нержавеющей стали диаметром 2 мм, расположенных по оси конструкции, с зазором длиной $h = 6.5$ мм между их торцами. В данной схеме измерения использовался разряд конденсатора большой емкости через сопротивление R_{sh} , шунтирующее образец водорода. Падение сопротивления сжатого водорода R_x приводило к падению общего сопротивления, что сопровождалось изменением напряжения на измерительных электродах, которое регистрировалось осциллографом. Величина R_{sh} в данных опытах составляла 3 Ом. Осциллограмма, зарегистрированная в одном из экспериментов при начальном давлении водорода $P_0 = 70$ МПа, из которой оценено сопротивление $R_x \approx 0.2$ Ом, приведена на рис. 6.

Переход от измеренных значений сопротивления к удельной электропроводности осуществлялся с учетом реальной геометрии растекания тока меж-

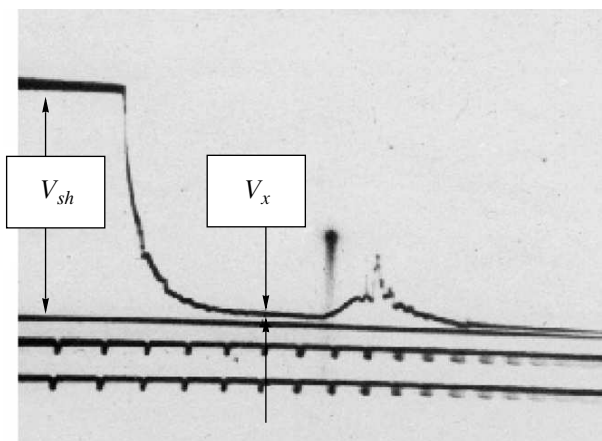


Рис. 6. Осциллограмма эксперимента с начальным давлением водорода 70 МПа (метки времени через 1 мкс)

ду электродами, а также с учетом рассчитанных по гидродинамическим кодам профилей термодинамических параметров водорода и геометрии электродов в каждый момент многократного сжатия. Погрешность найденных таким образом значений электропроводности оценивается в 50 %.

Характерные параметры плазмы, полученные в некоторых экспериментах приведены в табл. 1.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ. МОДЕЛЬ ИОНИЗАЦИИ ДАВЛЕНИЕМ

Эксперименты по многократному ударно-волновому сжатию водорода и инертных газов позволяют получить физическую информацию о новой и неисследованной ранее части фазовой диаграммы, изображенной для водорода на рис. 1. Видно, что в результате динамического сжатия удалось получить давления до 15 Мбар и температуры 3000–7000 К. При этом реализуются плотности, на порядок превосходящие плотность твердого водорода и твердых инертных газов при нормальных условиях, где среднее расстояние между протонами $n^{-1/3} \sim 1 \text{ \AA}$ сопоставимо с характерным размером как молекул (приблизительно 0.74 \AA), так и атомов в основном энергетическом состоянии.

С физической точки зрения эта область состояний интересна тем, что здесь реализуются условия сильного взаимодействия, с одной стороны, межмолекулярного (межмолекулярного) ($\Gamma_a = r_a n_a^{-1/3} \sim 1$, т. е. r_a — размер молекулы или атома соизмерим с

межчастичным расстоянием $n_a^{-1/3}$), а с другой (при значительной ионизации) — сильного кулоновского взаимодействия, когда средняя энергия взаимодействия заряженных частиц

$$E_C = e^2/r_D, \quad r_D = \left(4\pi e^2 \sum_i Z_i^2 n_i / k_B T \right)^{1/2}$$

превосходит среднюю кинетическую энергию теплового движения E_T ($\Gamma_D = E_C/E_T \sim 10$). Дело дополнительно осложняется тем, что в последнем случае по мере сжатия изменяется тип статистики — электроны становятся вырожденными $n_e \lambda_e^3 \approx 200$ ($\lambda_e = (2\pi\hbar^2/m_e k_B T)^{1/2}$ — тепловая длина волны Де-Бройля), масштабом кинетической энергии частиц становится не $E_T \sim k_B T$, а энергия Ферми

$$E_F = \frac{(3\pi^2 n_e)^{2/3}}{2m_e}, \quad E_T \sim E_F.$$

Все эти обстоятельства крайне затрудняют теоретическое описание сильнонеидеальных состояний [2, 3], препятствуя применению теории возмущений, а также беспараметрических машинных методов Монте-Карло и молекулярной динамики в их классической постановке [54], разработанной для статистики Больцмана.

Результаты измерений электропроводности ударно-сжатого водорода и инертных газов приведены на рис. 7–11, где эти данные сопоставляются с рядом теоретических моделей [1–3, 22, 37, 24, 55, 56] и другими измерениями [29, 30, 35, 36, 41, 42, 57–65].

Отметим прежде всего ряд общих особенностей поведения электропроводности сильнонеидеальной плазмы. Прежде всего видно, что на финальных степенях сжатия в узком диапазоне «конденсированных» плотностей ($\rho \approx 0.3\text{--}1 \text{ г/см}^3$ для водорода, $\rho \sim 8\text{--}10 \text{ г/см}^3$ для ксенона) и при мегабарных давлениях удельная электропроводность плазмы в процессе сжатия резко (на 3–5 порядков) возрастает, достигая величин порядка $10^2\text{--}10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, характерных для щелочных металлов. Измерения демонстрируют ярко выраженный пороговый по плотности эффект и находятся в качественном противоречии с моделями слабонеидеальной плазмы [1], согласно которым электропроводность плазмы должна монотонно убывать при ее изотермическом сжатии [1].

Действительно, при малых степенях ионизации плазмы,

$$\alpha_i = \frac{n_e}{n_a + n_e} \ll 1,$$

ее электропроводность определяется рассеянием электронов на нейтралах и качественно описывается

Таблица 1.

Вещество	Начальное состояние	Конечное состояние	P , ГПа	ρ , г/см ³	T , 10 ³ К	σ , Ом ⁻¹ · см ⁻¹
Плоское сжатие						
H ₂	$P_0 = 25.6$ МПа, $T_0 = 77.4$ К	Макс. сжатие	227	0.94	5.3	1600
He	$P_0 = 28$ МПа, $T_0 = 77.4$ К	Макс. сжатие	126	1.37	15	1080
Xe	$P_0 = 0.1$ МПа, $T_0 = 160$ К	Макс. сжатие	126	10	25	500
Цилиндрическое сжатие						
H ₂	$P_0 = 50$ МПа, $T_0 = 293$ К	Макс. сжатие	1440	2.4	14	550
	$P_0 = 70$ МПа, $T_0 = 293$ К	Макс. сжатие	1250	2	12.5	1100

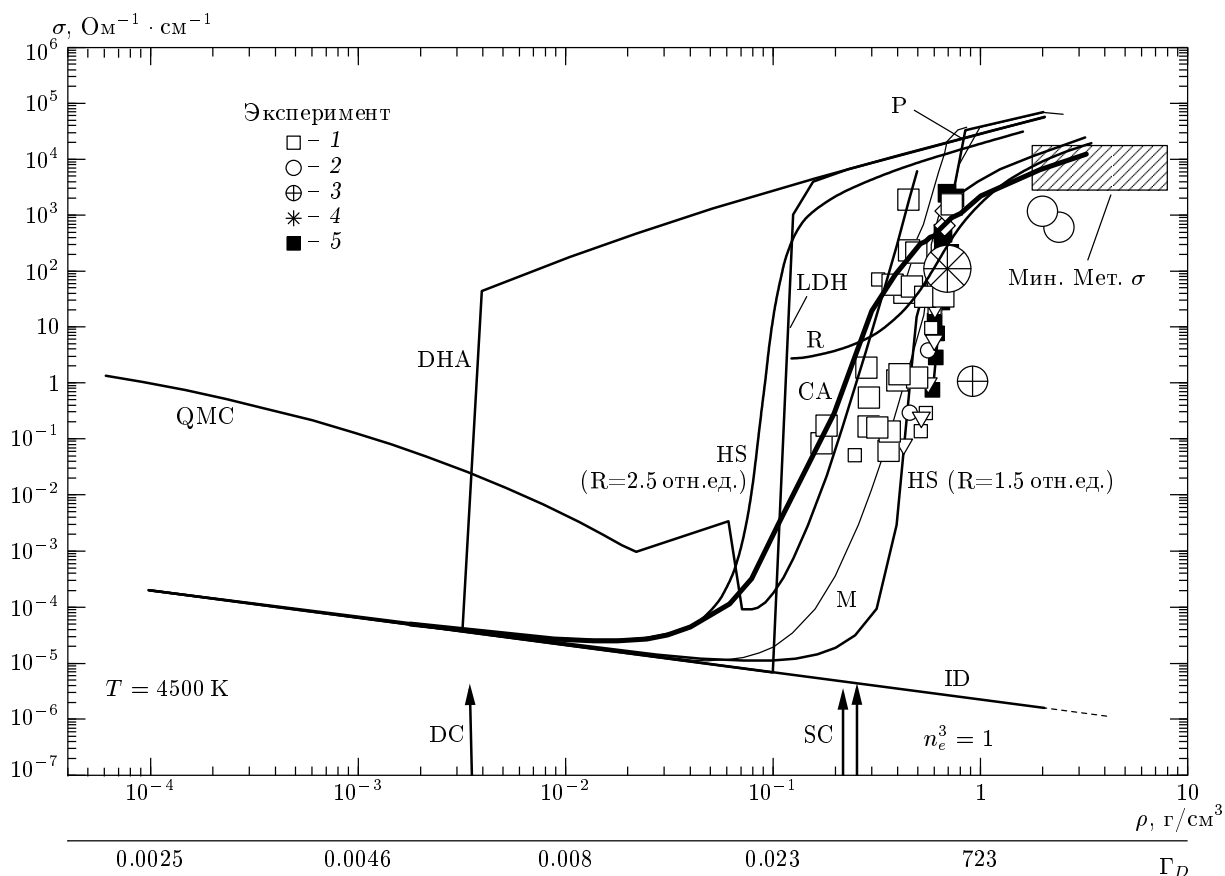


Рис. 7. Электропроводность водорода в зависимости от плотности. Экспериментальные данные: настоящая работа: 1 — плоские системы, 2 — цилиндрические системы; магнитное сжатие: 3 — [29], 4 — [30]; 5 — легкогазовые пушки [35]

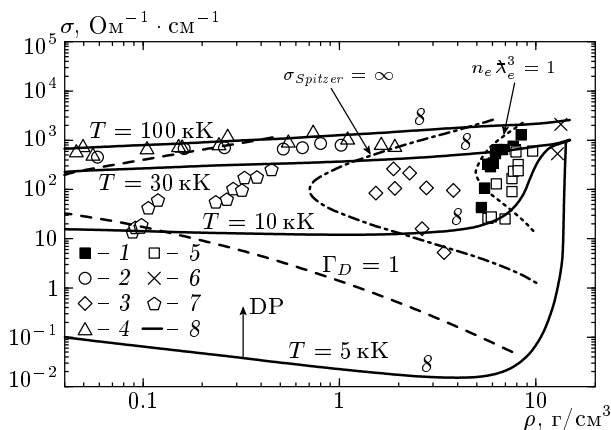


Рис. 8. Электропроводность ксенона в зависимости от плотности. Экспериментальные данные: 1 — [49], 2 — [57], 3 — [58], 4 — [59], 5 — [41], 6 — [60], 7 — [61]. Нанесены также линия вырождения электронов ($n_e \lambda_e^3 = 1$), линия постоянного значения параметра кулоновской неидеальности ($\Gamma_D = 1$), линия, где обращается в бесконечность проводимость, вычисленная по формуле Спитцера ($\sigma_{Spitzer} = \infty$). Сплошные линии 8 — коэффициент электропроводности, вычисленный в рамках модели, изложенной в настоящей работе

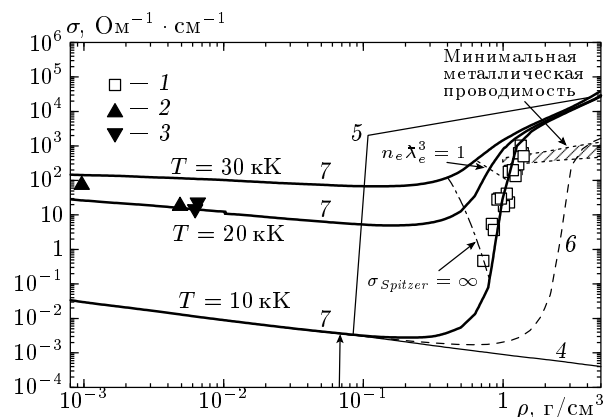


Рис. 9. Электропроводность гелия в зависимости от плотности. Экспериментальные данные: 1 — [42], 2 — [57], 3 — [61]; 4 — электропроводность, вычисленная по составу, соответствующему приближению идеальной плазмы, 5 — состав вычислен по модели Дебая-Хюккеля [1], 6 — состав вычислен по модели «ограниченного атома» [2, 22], с фиксированным ($r_a = 1.3a_0$) радиусом атома гелия, 7 — настоящая работа

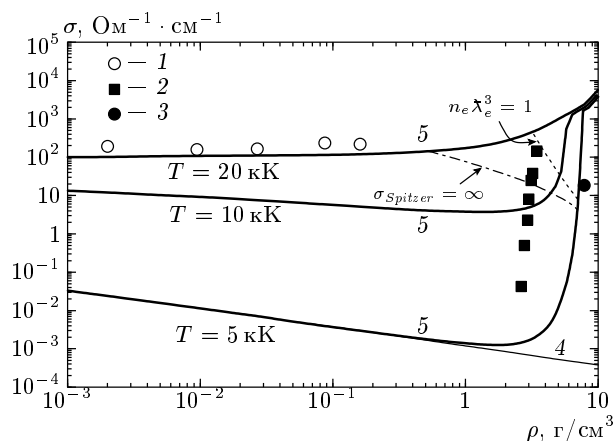


Рис. 10. Электропроводность аргона в зависимости от плотности. Экспериментальные данные: 1 — [57], 2 — [62], 3 — [63]; 4 — электропроводность, вычисленная по составу, соответствующему приближению идеальной плазмы, 5 — настоящая работа

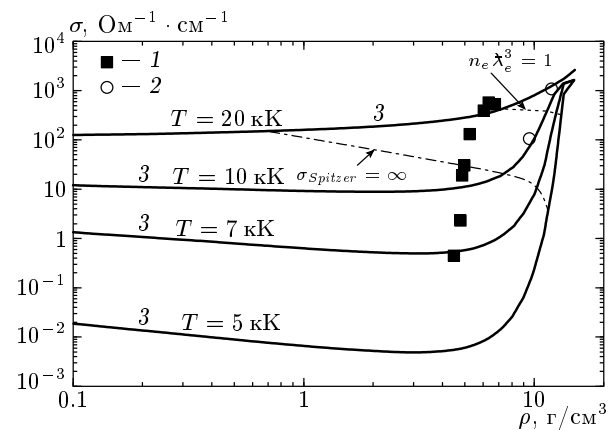


Рис. 11. Электропроводность криптона в зависимости от плотности. Экспериментальные данные: 1 — [64], 2 — [65]; 3 — настоящая работа

формулой Лоренца [3], дающей линейную зависимость проводимости от концентрации свободных электронов:

$$\sigma_{ea} = \frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{\pi}} \frac{e^2}{m_e^{1/2} (k_B T)^{1/2}} \frac{n_e}{n_a} \frac{1}{q_{ea}^*(T)}, \quad (3.1)$$

где q_{ea}^* — усредненное сечение рассеяния электронов на атомах:

$$\frac{1}{q_{ea}^*(T)} = \frac{1}{(k_B T)^2} \int \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \frac{dE}{q_{ea}(E)}.$$

В свою очередь состав плазмы описывается уравнением ионизационного равновесия Саха [2]:

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = \frac{2Q_i}{Q_a} \lambda_e^{-3} \exp \left[-\frac{I - \Delta I(n_e, n_0, T)}{k_B T} \right], \quad (3.2)$$

где Q_a, Q_i — статистические суммы атомов и ионов, I — потенциал ионизации, а ΔI — снижение потенциала ионизации, вызванное межчастичным взаимодействием — неидеальностью. Таким образом, при $\alpha_i \ll 1$ из (3.1) и (3.2) следует в случае отсутствия взаимодействия ($\Delta I = 0$ и $Q_i, Q_a = \text{const}$) при изотермическом сжатии

$$\sigma \sim \alpha_i \sim 1/\rho,$$

что соответствует кривым идеальной плазмы на рис. 7, 9, 10.

Необходимый в наших условиях учет неидеальности для определения состава осуществляется введением зависящих от плотности величин ΔI и менее существенных зависимостей Q_i, Q_a , что приводит к нетермическому росту степени ионизации и соответствующему (3.1) росту проводимости плазмы при ее изотермическом сжатии. На кривой зависимости электропроводности от плотности при $T = \text{const}$ появляется минимум, величина которого тем глубже, чем ниже температура плазмы. Этот минимум при увеличении температуры сглаживается, когда эффекты термической ионизации (при $k_B T \sim I$) превалирует над эффектом ионизации давлением, существенным при $k_B T \ll I$.

При дальнейшем росте плотности при заданной температуре описываемые соотношением (3.2) процессы ионизации завершаются, и для сильноионизованной ($\alpha_i \sim 1$) слабонеидеальной плазмы вместо (3.1) справедливо приближение Спитцера (невыврожденная плазма) [3]

$$\sigma_{ei} = \gamma(Z) \frac{4\sqrt{2}}{\pi^{3/2}} \frac{(k_B T)^{3/2}}{Z e^2 m_e} \frac{1}{\Lambda}, \quad (3.3)$$

либо в случае статистики Ферми

$$\sigma \sim \frac{n_e}{\Lambda}, \quad (3.4)$$

где Λ — кулоновский логарифм. То есть при высоких температурах экспоненциальная зависимость (3.1), (3.2) сменяется более слабой (логарифмической (3.3) или линейной (3.4)) зависимостью от концентрации носителей. В этом случае в качестве оценки проводимости можно принять так называемую «минимальную металлическую» проводимость Регеля–Иоффе [5], широко применяемую в теории простых металлов и полупроводников

$$\sigma \sim \frac{n_e R_S}{v_T}, \quad (3.5)$$

где R_S — радиус ячейки Вигнера–Зейтца, v_T — средняя тепловая скорость электрона.

Мы видим, что основным эффектом, приводящим к зафиксированному в опытах резкому возрастанию электропроводности, является экспоненциальный рост числа носителей, вызванный снижением потенциала ионизации из-за сильного межчастичного взаимодействия в плазме конденсированных плотностей.

Подчеркнем, что обсуждаемая здесь плазменная модель ионизации давлением на основе уравнений (3.1), (3.2) демонстрирует экспоненциальное изменение электропроводности с температурой:

$$\sigma \sim \sigma_0 \exp(-\Delta(\rho)/k_B T),$$

подобно тому, что дает полупроводниковая модель (см., например, [66]) термического возбуждения с величиной щели $\Delta(\rho)$, уменьшающейся с ростом плотности. Эта модель была использована в работе [35] для анализа экспериментов на легкогазовых пушках.

Таким образом, полученные здесь данные по электропроводности при $k_B T \ll I$ дают уникальную возможность адекватного выбора термодинамических моделей снижения потенциала ионизации. Так, анализ данных на рис. 7–11 показывает, что стандартная модель Дебая–Хюккеля (кривая ДНА на рис. 7 и кривая 5 на рис. 9) сильно переоценивает эффекты кулоновского взаимодействия, приводя к ионизации давлением при плотностях на два порядка меньших, чем это дает эксперимент.

Теперь после качественного анализа проведем количественные расчеты физических параметров плотной плазмы и сравним полученные результаты с экспериментальными.

4. ТЕРМОДИНАМИКА ПЛАЗМЫ МЕГАБАРНОГО ДИАПАЗОНА

В качестве теоретической модели для описания экспериментов по ударному и квазиэнтропическому сжатию плазмы мы рассмотрим модель «ограниченного атома» [67], явно учитывающую ограничение фазового объема, отведенного для реализации связанных состояний атомов и ионов, и использованную ранее в работах [2, 3, 67] для описания термодинамики ударно-сжатых инертных газов и цезия. По существу эта модель является обобщением твердотельной модели Вигнера–Зейтца [1, 3] на область плазмы конденсированных плотностей путем учета эффектов термической и плотностной ионизации. В

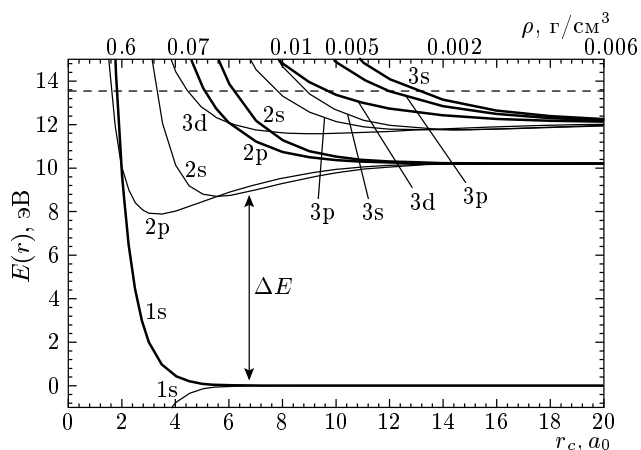


Рис. 12. Энергетический спектр атома водорода; $f_{nl}(r_c) = 0$ (толстые кривые), $f'_{nl}(r_c) = 0$ (тонкие кривые)

рамках этой модели атомы и ионы рассматриваются как жесткие сферы, термодинамические функции которых строятся на основе расчетов методами молекулярной динамики или Монте-Карло, а вклад их связанных электронов описывается квантовомеханическим приближением Хартри–Фока. На рис. 12 приведен энергетический спектр сжатого атома водорода.

При этом при расчете спектра использовались следующие граничные условия для радиальной части волновой функции:

$$f_{nl}(r) \Big|_{r=r_c} = 0, \quad \frac{\partial f_{nl}(r)}{\partial r} \Big|_{r=r_c} = 0,$$

что в рамках твердотельной модели [68] соответствует верхней и нижней границам энергетической зоны, в которую по мере сжатия (уменьшения r_c) переходит в соответствующий энергетический уровень изолированного ($r_c \rightarrow \infty$) атома. В рамках такого подхода за величину запрещенной зоны ΔE можно принять разность между энергиями верхней зоны основного состояния (кривая 1s) и нижней зоной первого возбужденного (кривая 2p), которая уменьшается с ростом плотности (см. рис. 13). Видно, что эта величина находится в соответствии с опытными данными [44, 69], полученными путем прямой обработки экспериментов по многократному сжатию водорода и дейтерия. Варианты этой модели были успешно использованы для описания термодинамики плазмы металлов в области высоких и сверхвысоких (до 4 Гбар) давлений [70–72].

Исследованная в экспериментах область параметров характеризуется чрезвычайно сложными и

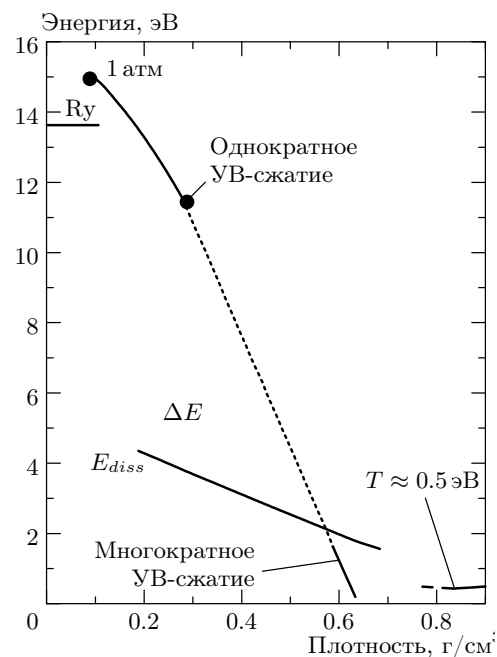


Рис. 13. Ширина запрещенной зоны дейтерия

разнообразными процессами, которые должны быть отражены в соответствующих физических моделях. В первую очередь по мере сжатия вещества может резко меняться термодинамический состав плазмы, что сопровождается появлением сильных межчастичных взаимодействий: кулоновского (между электронами и ионами), поляризационного (между заряженными и нейтральными частицами), а также короткодействующего (между нейтральными частицами). Поскольку характерное межчастичное расстояние в рассматриваемой нами плазме сравнимо с характерным размером атомов и ионов, занимаемая ими часть фазового объема становится недоступной для других частиц, что приводит к росту их кинетической энергии и соответствующим вкладам в свободную энергию таких сильносжатых неупорядоченных структур. Кроме того, сильное сжатие вызывает изменение энергетического спектра связанных состояний атомов и молекул. По мере сжатия следует учитывать также изменение статистики электронов непрерывного спектра (от статистики Больцмана к статистике Ферми), так как параметр вырождения $n_e \lambda_e^3$ в наших условиях меняется от значений 0.001 до 200.

В настоящей работе для расчетов термодинамических параметров плазмы в мегабарном диапазоне давлений были использованы следующие положения полного термодинамического приближения.

Свободная энергия квазинейтральной смеси электронов, ионов, атомов и молекул может быть записана в виде вклада идеально-газовой компоненты и члена, ответственного за межчастичное взаимодействие:

$$F \equiv F_i^0 + F_e^0 + F_{ii,ie,ee,\dots}^{int} \quad (4.1)$$

Предполагается, что тяжелые частицы (атомы, ионы и молекулы) подчиняются бoльцмановской статистике, а их вклад имеет стандартный вид:

$$F_i^0 = \sum_j N_j k_B T \left(\ln \frac{n_j \lambda_j^3}{Q_j} - 1 \right) \quad (4.2)$$

где Q_j — статсуммы атомов и ионов.

А) **Электронное вырождение.** Электроны рассматриваются как частично вырожденный идеальный ферми-газ:

$$F_e^0 = 2V k_B T \pi^{-1/2} \lambda_e^{-3} \left[(\mu_e/k_B T) I_{1/2}(\mu_e/k_B T) - \frac{2}{3} I_{3/2}(\mu_e/k_B T) \right], \quad (4.3)$$

$$\frac{P_e^0}{n_e k_B T} = \frac{2}{3} \frac{I_{3/2}(\mu_e/k_B T)}{I_{1/2}(\mu_e/k_B T)}. \quad (4.4)$$

Здесь электронная плотность n_e и химический потенциал μ_e связаны соотношением

$$n_e \lambda_e^3 = 2\pi^{-1/2} I_{1/2}(\mu_e/k_B T), \quad (4.5)$$

$$I_t(x) = \int_0^\infty \frac{y^t dy}{1 + \exp(y - t)}.$$

Учет эффектов электронного вырождения очень важен в обсуждаемой здесь области фазовой диаграммы, так как параметр вырождения $n_e \lambda_e^3$ может быть значительно больше единицы.

Б) **Кулоновское взаимодействие.** Применялся вариант псевдопотенциальной модели для многократной ионизации [73, 74]. Центральным положением этой модели является явный учет «некулоновости» взаимодействия свободных зарядов на близких расстояниях, приводящей в условиях сильной неидеальности к заметному положительному сдвигу не только потенциальной, но и средней кинетической энергии свободных зарядов. При этом глубина электрон-ионного псевдопотенциала $\Phi_{ie}^*(0)$ связана с границей ε , разделяющей свободные состояния каждой электрон-ионной пары и связанные состояния в

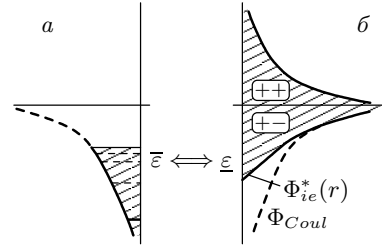


Рис. 14. Электро-ионный псевдопотенциал Глаубермана–Юхновского: а — связанные состояния, б — непрерывный спектр

статсумме (4.2). Электрон-ионный псевдопотенциал (Глаубермана–Юхновского) имеет вид (рис. 14)

$$\Phi_{ie}^*(r) = -\frac{Z_i e^2}{r} (1 - e^{-r/\sigma_{ie}}), \quad \sigma_{ie} \equiv \sigma_{ie}(n, T), \quad (4.6)$$

$$\Phi_{\alpha\alpha}^*(r) = \frac{Z_\alpha Z_\alpha e^2}{r}, \quad \alpha = i, e.$$

Параметры корреляционных функций с потенциалом (4.6) определялись из следующих достаточных общих условий, справедливых при произвольных значениях кулоновского параметра неидеальности

$$\Gamma_D = \left[4\pi(e^2/k_B T) \sum n_\alpha z_\alpha^2 \right]^{-1/2}.$$

1) Условие локальной электронейтральности

$$\int \left\{ n_{ei} [F_{ei}(r) - 1] + \sum_j n_{ij} Z_j [F_{ij}(r) - 1] \right\} d\mathbf{r} = -Z_i. \quad (4.7)$$

2) Условие дипольного экранирования

$$\int \left\{ n_{ei} [F_{ei}(r) - 1] + \sum_j n_{ij} Z_j [F_{ij}(r) - 1] \right\} \times \left(\frac{r}{r_D} \right)^2 d\mathbf{r} = -3Z_i. \quad (4.8)$$

3) Неотрицательность корреляционных функций

$$F_{ik}(r) \geq 0. \quad (4.9)$$

4) Связь амплитуды экранирующего облака с глубиной электрон-ионного псевдопотенциала

$$F_{ei}(0) \equiv 1 + \Psi_{ei}(0) \approx \beta \Phi_{ei}^*(0), \quad F_{ii}(0) \approx 0. \quad (4.10)$$

Поправки на взаимодействие зарядов, полученные из условий (4.6)–(4.10), при $\Gamma_D \ll 1$ близки к

дебаевским, а при $\Gamma_D \gg 1$ они имеют меньшие значения.

В) Короткодействующее отталкивание. Вклад короткодействующего отталкивания молекул, атомов и ионов описывался феноменологически в рамках приближения мягких сфер [75], обобщенного на случай многокомпонентной смеси:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta F_{SS}}{Nk_B T} &= C_s y^{s/3} (\varepsilon_{SS}/k_B T) + \\ &+ \frac{s+4}{6} Q y^{s/9} (\varepsilon_{SS}/k_B T)^{1/3}, \\ y &= \frac{3Y\sqrt{2}}{\pi}, \quad Y = \frac{4\pi r_c^3}{3} = \frac{\pi\sigma_c^3}{6}, \\ r_c &= \left[\frac{\sum n_j r_j^3}{\sum n_j} \right]^{1/3}, \end{aligned} \quad (4.11)$$

где

$$C_s = 6 + \frac{6.669}{s-3} - 1.043(s-4)^{0.389} \exp[0.156(4-s)]$$

— константа Маделунга для потенциала $V(r) = \varepsilon(r/\sigma)^{-s}$.

Заметим, что поправки на короткодействующее отталкивание для химического потенциала

$$\frac{\Delta\mu_{jSS}}{k_B T} = \frac{\Delta F_{SS}}{Nk_B T} + \frac{\Delta P_{SS}}{nk_B T} \left[\frac{r_j}{r_c} \right]^3 \quad (4.12)$$

различны для частиц с различными радиусами, что определяет уменьшение энергий ионизации (диссоциации) с ростом плотности вещества.

Описанная выше термодинамическая модель имеет правильную асимптотику при низких плотностях плазмы, совпадая с хорошо известными теориями разреженной плазмы. В области экстремально высоких плотностей ее применимость проверялась путем сравнения с известными экспериментальными данными по термодинамике плазмы щелочных металлов [2], инертных газов [55–57] и ударно-сжатых сильнопористых металлов [72, 74]. Рассмотрим особенности расчета для каждого интересующего нас элемента отдельно.

4.1. Водород

На фазовой диаграмме водорода (рис. 1) переход в металлическое состояние при низких температурах показан в соответствии с оценками работы [22] при давлении приблизительно 300 ГПа. Положение тройной точки сосуществования металлической фазы, конденсированного молекулярного водорода и молекулярной жидкости предсказывается [22] при

$P = 100$ ГПа и $T = 1500$ К. Две критические точки расположены в фазе молекулярной жидкости. Положение первой из них Kp_1 , а также кривой сосуществования молекулярного газообразного водорода и жидкости хорошо известны и лежат в области низких температур. Положение второй, наиболее интересной для нас критической точки (Kp_2) и кривой сосуществования (кривая 12), связанной с резким изменением степени диссоциации и ионизации водорода, точно неизвестно. Согласно оценкам [22] $T[Kp_2] = 16500$ К, $P[Kp_2] = 22.8$ ГПа, $\rho[Kp_2] = 0.13$ г/см³. На рис. 1 приведены также оценки для кривой сосуществования и критической точки этого плазменного фазового перехода, проведенные другими авторами [23, 24, 37–39] — кривые 12–16.

Видно, что область параметров, реализующаяся путем многократного ударного сжатия в плоских системах [36] (область 9) и на легкогазовых (ЛГ) пушках [34, 35] (кривые 7, 8), а также на цилиндрических системах [26, 27] (кривые 4, 5) частично перекрывают эту достаточно обширную область возможного существования плазменного фазового перехода. Ударные адиабаты однократного сжатия жидкого водорода (дейтерия), полученные в экспериментах с мощными лазерами [31, 32] (кривые 10, 11), в сильноточном Z-пинче [33] (кривая 3) и взрывных сферических системах [28] (звездочка 6), находятся также в интересующей нас области, но при более высоких температурах. Температуры около 700 К реализованы в экспериментах по изэнтропическому сжатию водорода сильными магнитными полями во взрывных МК-системах [29, 30] (квадратики 1, 2). При изотермическом сжатии водорода ($T \approx 300$ К) в алмазных наковальнях (АН) получены давления до 300 ГПа [11] (кривая 17). Области, где существенно сильное кулоновское взаимодействие и существенно вырождение электронной компоненты, лежат выше соответствующих кривых $\Gamma_D = 1$ и $n_e \lambda_e^3 = 1$. Кривая 19 характеризует поведение ударной адиабаты жидкого водорода, а кривая 18 — параметры, реализующиеся в атмосфере Юпитера [40]. На рис. 1 приведены также области типичных параметров, достижимых с помощью обычных [76] и взрывных ударных труб [77], в разрядах и обычных слаботочных пинчах [3].

Как видно, особенностью водорода является существование обширной «мономолекулярной» области ($\rho \leq 0.3$ г/см³, $-\mu_H \geq D(H_2) \approx 4.5$ эВ), где термодинамика водорода почти полностью определяется взаимодействием H_2-H_2 . В рамках используемой модели мягких сфер [75] параметры взаимо-

действия H_2-H_2 в данной работе выбирались максимально близкими к рекомендациям строгого «неэмпирического» атом-атомного приближения [78]. При этом пренебрегалось нецентральностью взаимодействия H_2-H_2 . Расчеты показали, что при использовании «мягкого» отталкивания $V(r) \propto 1/r^6$ могут быть вполне удовлетворительно описаны как молекулярная часть изотермы $T = 0$ («холодная кривая») и значительная часть ударно-волновых экспериментов, так и результаты точных расчетов термодинамики смеси $H_2 + H_2$ методом Монте-Карло [78].

Главной проблемой химической модели при описании неидеальности, включая случай плотного водорода, является проблема корректного определения всей совокупности эффективных потенциалов взаимодействия между всеми компонентами смеси. Это относится к взаимодействиям с участием как заряженных, так и нейтральных частиц, и прежде всего пар H_2-H и $H-H$. Существенно, что фигурирующее в химической модели эффективное взаимодействие свободных атомов радикально отличается от получаемых с помощью строгой теории синглетной (притягивательной) и триплетной (отталкивательной) ветвей полного потенциала взаимодействия $H-H$, поскольку вклад пар $H-H$, взаимодействующих по синглетной ветви, уже учтен в разряде внутримолекулярного движения. Сказанное тем более справедливо в отношении эффективного взаимодействия с участием (свободных) заряженных частиц, так как в химической модели вклады свободных и связанных состояний должны быть взаимосогласованы (см. приближение (4.6)–(4.10)). В настоящее время существует серьезное противоречие в получаемых с помощью различных подходов результатов относительно вида и параметров этих эффективных потенциалов. При этом главным объектом противоречивых результатов вне мономолекулярной области являются параметры короткодействующего отталкивания $H-H$ и $H-H_2$. Заметим, что согласно расчетам настоящей работы не менее важным являются параметры эффективных потенциалов взаимодействия H_2-A^\pm (где A^\pm — все заряженные компоненты). Один из вариантов — результаты неэмпирического атом-атомного приближения [78], приводящие к относительно большим «собственным объемам» атома водорода. В терминах используемой модификации модели мягких сфер [75] результаты [78] почти точно соответствуют приближению «аддитивных объемов»

$$[d(H_2)]^3 \approx 2 [d(H)]^3.$$

Такой выбор при $\rho \leq \rho^* \approx 0.3 \text{ г/см}^3$ приводит к

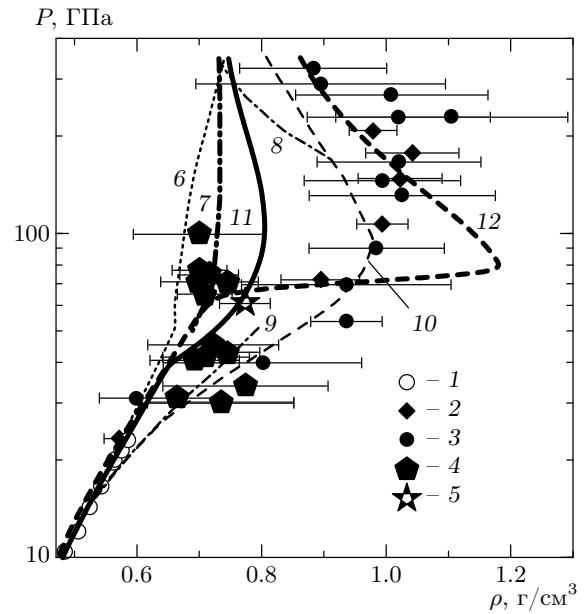


Рис. 15. Ударная адиабата дейтерия. Эксперимент: 1 — [34], 2 — [31], 3 — [32], 4 — [33], 5 — [28]. Расчет: 6 — [82], 7 — [79], 8 — [22], 9 — [37], 10 — [83], 11 и 12 — настоящая работа

результатам, при $T \leq 10 \text{ кК}$ совпадающим с точными расчетами методом Монте-Карло [78], а при $T \geq 10 \text{ кК}$ совпадающим и с неаномальной частью результатов, полученных с помощью квантового метода Монте-Карло (PIMC [79]). При таких температурах данные также удовлетворительно согласуются и с результатами остальных вариантов первопринципных подходов: метода квантовой молекулярной динамики (ТВМД [80]) и метода «волновых пакетов» (WPMD [81]).

На рис. 15 приведены все имеющиеся в настоящее время данные по экспериментальному исследованию однократного ударного сжатия жидкого дейтерия.

В проведенных в прямой ударной волне экспериментах с легкогазовыми пушками [34] реализованы давления до 25 ГПа (точки 1 на рис 15). В исследованиях по генерации ударных волн с помощью мощных лазеров [31, 32] (точки 2, 3) достигнуты давления до 300 ГПа и обнаружена аномально высокая сжимаемость дейтерия при давлениях $P > 40 \text{ ГПа}$. Проведенные в последнее время эксперименты на Z-пинче [33] (точки 4) и на сферических взрывных системах [28] (точки 5) не подтверждают наличия этой аномалии вплоть до $P \approx 70 \text{ ГПа}$.

Расчетные ударные адиабаты, полученные при использовании уравнения состояния SESAME [82]

(кривая 6), не предсказывают такой аномалии поведения ударной сжимаемости, так же как и использование полуэмпирических уравнений состояния [27]. Появления этой аномалии не ожидается и при использовании «первопринципных» подходов: квантового метода Монте-Карло [79] (кривая 7) и метода молекулярной динамики [80]. В работе [83] (кривая 10) представлено интерполяционное уравнение состояния дейтерия, качественно описывающее экспериментальные результаты, полученные с помощью лазеров.

Рассмотренный в настоящей работе подход также не воспроизводит этот «провал» в сторону неожиданно высоких степеней сжатия ($\sigma_{max} \equiv \rho_{max}/\rho_0 \approx 6.5$ против ожидаемого $\sigma_{max} \approx 4$) в положении ударной адиабаты дейтерия в области $P \approx 0.5\text{--}2$ Мбар (кривая 11), а также не содержит аномалий типа фазовых переходов при $\rho \geq 1$ г/см³.

Совершенно иначе выглядит термодинамика сжатого водорода (дейтерия), если для описания взаимодействий Н–Н (D–D) воспользоваться широко принятым в приближенных расчетах потенциалом Н–Н из работы [84], а для взаимодействия Н–Н₂ — стандартными правилами комбинирования. В терминах модификации модели мягких сфер, принятой в данной работе, это соответствует заметно меньшему отношению «собственных» объемов Н и Н₂:

$$\frac{d(\text{H})}{d(\text{H}_2)} \approx 0.4 \rightarrow \frac{2v(\text{H})}{v(\text{H}_2)} \approx 0.13.$$

Такой выбор «собственного» размера атома при $\rho \geq 0.3$ моль/см³ немедленно приводит к «диссоциации давлением», сопровождаемой провалом в ударной адиабате дейтерия (кривая 12).

4.2. Инертные газы

Фазовая диаграмма ксенона представлена на рис. 16. В экспериментах по измерению электропроводности ксенона в условиях многократного ударно-волнового нагружения реализованы плотности до 9.5 г/см³, давления до 120 ГПа, температуры $(5\text{--}20) \cdot 10^3$ К, при этом электронная концентрация достигала значений около $3 \cdot 10^{22}$ см⁻³, а степень ионизации была меньше или равна 0.5. В области максимальных параметров плазма вырождена ($n_e \lambda_e^3 \sim 50$) и сильнонеидеальна по отношению к кулоновскому ($\Gamma_D \sim 10$) и межатомному ($\Gamma_a \sim 1$) взаимодействиям.

Фазовые границы состояний ксенона нанесены на рис. 16 в соответствии с работой [22]. Экспериментально металлизация ксенона при статиче-

Таблица 2.

	<i>s</i>	ε_{SS} , эВ	r_{atom}	<i>Q</i>
He	12	0.01354	$2.82a_0$	1
Ar	12	0.0125	$3.2a_0$	1
Kr	12	0.0171	$3.54a_0$	1
Xe	10.5	0.0221	$3.83a_0$	1

ском сжатии в алмазных наковальнях наблюдалась в [60, 88, 89] при плотностях около 12.3 г/см³ и давлениях 130–150 ГПа, что находится в согласии с проведенными ранее расчетами [17]. В соответствии с оценками [22] фазовая граница перехода металл–диэлектрик пересекает линию плавления ксенона в тройной точке (Тр₂) при $P \approx 50$ ГПа и $T \approx 6000$ К и оканчивается критической точкой С₂ в плазменной области при $P \approx 10$ ГПа и $T \approx 10000$ К. При высоких температурах фазовый переход сопровождается резким изменением концентрации свободных электронов в узком интервале плотностей плазмы, что отмечено на рис. 16 кривыми постоянной степени ионизации плазмы ксенона. Обширный экспериментальный материал, полученный в ударно-волновых экспериментах при измерении уравнения состояния плазмы ксенона [3, 49, 67, 85, 86, 90, 91], ее оптических свойств [3, 49, 90, 87] и электропроводности [3, 41, 49, 57–59], не позволяет говорить о каких-либо необычных особенностях поведения ксенона в этой области параметров. Обнаруженный в наших экспериментах [41] резкий рост электропроводности происходит несколько выше при плотностях $\rho \approx 8\text{--}10$ г/см³ и давлениях около 100 ГПа.

Для ударносжатой плазмы сжиженных инертных газов выбор радиусов атомов осуществлялся из условия наилучшего в рамках модели (4.11), (4.12) описания расчетных данных с холодной кривой ($T = 0$ К) для плотностей экспериментального диапазона (см. табл. 2).

Соотношения радиусов атомов и ионов различной кратности определялись из расчета их электронной структуры в приближении ограниченного атома методом Хартри–Фока в рамках применяемой ранее процедуры [74].

Отметим, что при формальной интерполяции кривой плавления в интересующую нас область параметров часть экспериментальных точек оказывается в области твердой фазы.

Применимость рассмотренной выше термодинамической модели проверялась путем сравнения по-

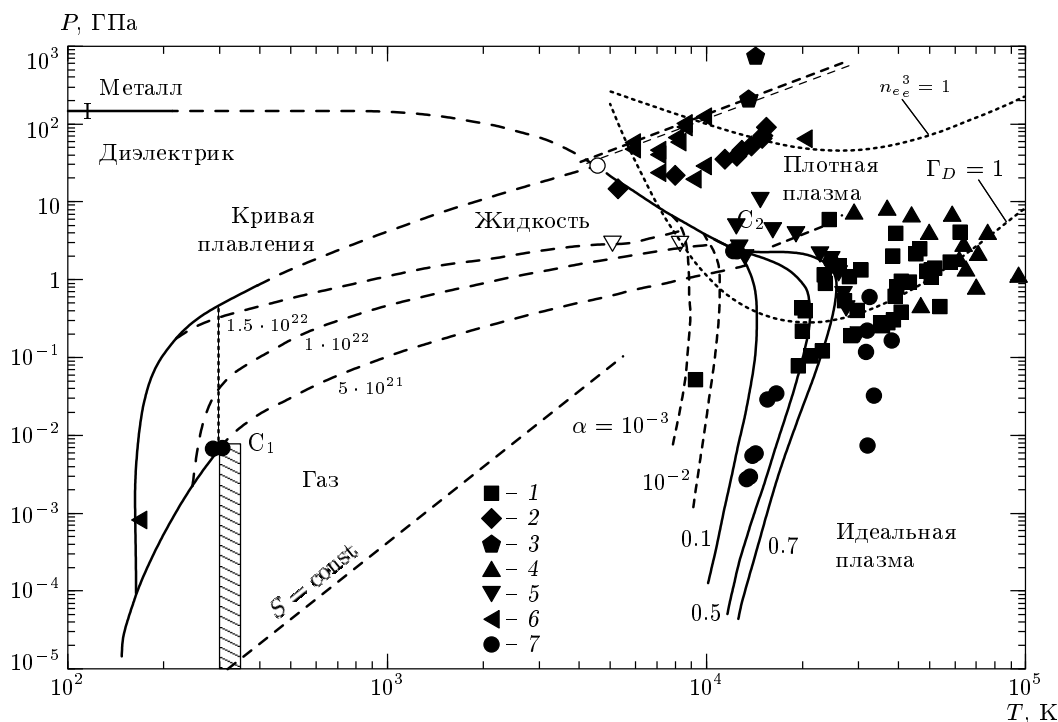


Рис. 16. Фазовая диаграмма ксенона. Экспериментальные данные. Измерения уравнения состояния ксенона: 1 — ударное сжатие газов [67], 2 — ударное сжатие жидкости [49, 85, 86], 3 — квазиизэнтропическое сжатие [49]. Измерения электропроводности: 4 — [57, 58], 5 — [59], 6 — [41]. Измерения оптических свойств: 7 — [87]

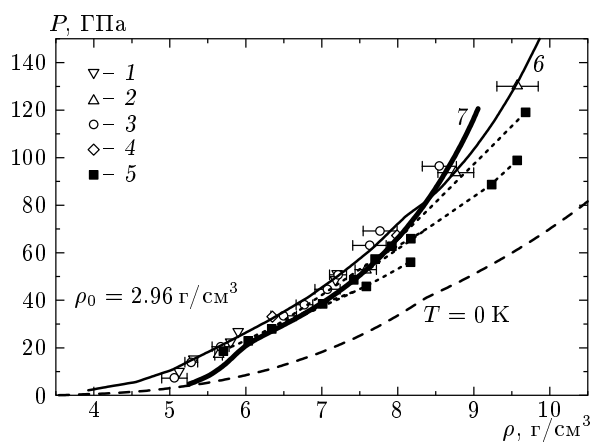


Рис. 17. Ударная адиабата ксенона. Экспериментальные данные: 1 — [85], 2 — [86], 3 — [49], 4 — [90], 5 — [41]. Расчет: 6 — [49], 7 — настоящая работа (на ударной адиабате при $P = 86.8$ ГПа характерные параметры: $T = 29100$ К, $\Gamma_D = 11.9$, $n_e \lambda_e^3 = 2.19$, $n_e = 2.63 \cdot 10^{22}$ см $^{-3}$); штриховая линия — «холодная кривая» [49]

лученных с ее помощью результатов с имеющимися экспериментальными данными по ударному сжа-

тию жидкого ксенона, полученными на легкогазовых пушках [85, 86, 90] и во взрывных экспериментах [49] (рис. 17). Также на рис. 17 представлены результаты экспериментов по многократному ударному сжатию [41]. Видно, что в целом модель удовлетворительно описывает экспериментальные результаты. Имеющееся различие при низких давлениях и температурах можно объяснить недостаточной точностью аппроксимации состояний ксенона в жидкой фазе. Использование настоящей модели позволяет также хорошо описать ударные адиабаты жидких аргона и криптона (см. рис. 18 и 19). Здесь экспериментальные данные взяты из работ [64, 92].

Отметим, что хорошего согласия удается достичь и для измеренных значений яркостной температуры и скорости звука в этих веществах.

Несколько более сложной оказывается ситуация при термодинамическом описании состояний гелия, что обусловлено наличием значительно меньшего количества экспериментальных данных и необычностью его фазовой диаграммы, приведенной на рис. 20 [22]. Металлизация гелия при низких температурах ожидается при чрезвычайно высоких давлениях $P \approx 1.1$ ТПа. Однако плазменные фазовые

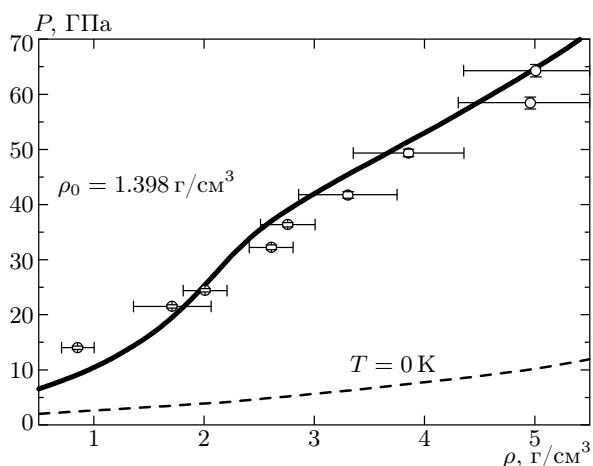


Рис. 18. Ударная адиабата аргона. Экспериментальные данные: точки — [92]. Расчет: сплошная кривая — настоящая работа (на ударной адиабате при $P = 54.6$ ГПа характерные параметры: $T = 17900$ К, $\Gamma_D = 8.8$, $n_e \lambda_e^3 = 0.66$, $n_e = 3.78 \cdot 10^{21}$ см $^{-3}$); штриховая линия — «холодная кривая»

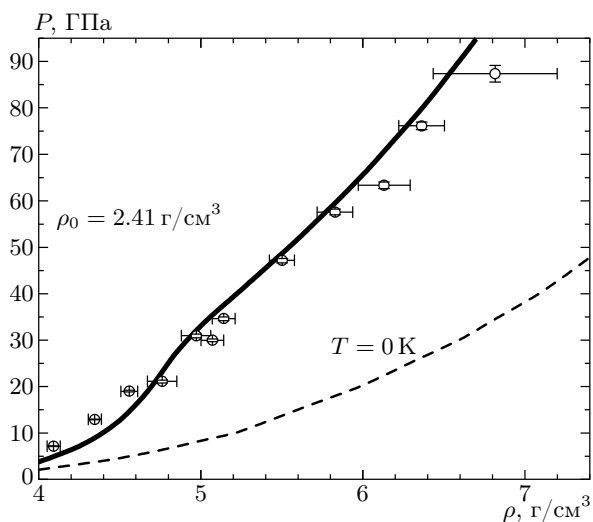


Рис. 19. Ударная адиабата криптона. Экспериментальные данные: точки — [64]. Расчет: сплошная кривая — настоящая работа (на ударной адиабате при $P = 65.8$ ГПа характерные параметры: $T = 20100$ К, $\Gamma_D = 8.06$, $n_e \lambda_e^3 = 0.66$, $n_e = 4.53 \cdot 10^{21}$ см $^{-3}$); штриховая линия — «холодная кривая»

переходы, связанные с резким изменением ионизационного состава гелия, должны происходить при гораздо меньших давлениях. Действительно, оценки [22] показывают, что с ростом температуры плавление твердого гелия будет сопровождаться его пря-

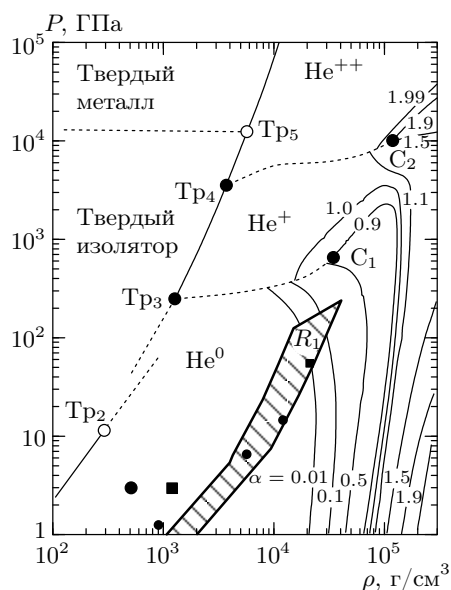


Рис. 20. Фазовая диаграмма гелия. Тройные точки (для однократной и двукратной ионизации) Tr_3 , Tr_4 . Критические точки плазменных фазовых переходов (для однократной и двукратной ионизации) — C_1 , C_2 . Заштрихованная область — состояния гелия, реализованные в экспериментах по многократному ударно-волновому сжатию [42]

мым переходом сначала в состояние плазмы с однократной ионизацией (тройная точка Tr_3), а затем и в состояние с двукратной ионизацией (тройная точка Tr_4). Кривые плазменных фазовых переходов оканчиваются критическими точками C_1 и C_2 , причем параметры первой точки ($P \approx 660$ ГПа, $T \approx 35000$ К) лежат близко к экспериментально достижимой области. На рис. 20 черные кружки соответствуют параметрам гелия, реализованным в работе [93] в падающей ударной волне, а квадратик — в отраженной. Заштрихованная область — состояния гелия, реализованные в экспериментах по многократному ударно-волновому сжатию [42]. Отметим, что используемая нами термодинамическая модель удовлетворительно описывает данные [93] по ударному сжатию гелия в прямой и отраженной ударных волнах.

5. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

Для описания электропроводности в широком диапазоне параметров, где электроны могут подчиняться как статистике Больцмана, так и статистике Ферми, выражения (3.1)–(3.4) были объ-

единены интерполяционным выражением в рамках τ -приближения [94]:

$$\sigma = \frac{4e^2(k_B T)^{-3/2}}{3\sqrt{\pi} m_e} \frac{2}{\lambda_e^3} \int_0^\infty \varepsilon^{3/2} \tau(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon, \quad (5.1)$$

где f_0 — электронная функция распределения, τ — время релаксации:

$$\tau^{-1}(\varepsilon) = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_e}} \left[\sum_j \gamma_j n_j Q_{ej}(\varepsilon) + n_a Q_{ea}(\varepsilon) \right],$$

Q_{ea} , Q_{ei} — транспортные сечения рассеяния на атомах и ионах, γ_j — поправка на электрон-электронное рассеяние, которая интерполировалась для случая смены статистики следующим образом [22]:

$$\gamma_j = \gamma_j^B - (\gamma_j^B - 1) \frac{T_F}{\sqrt{T_F^2 + T^2}}$$

(T_F — температура Ферми, γ_j^B — поправка для бoльцмановской плазмы).

Для сечений рассеяния электронов на кулоновском потенциале в борновском приближении имеем

$$Q_{ej} = \frac{Z_j^2 \pi e^4}{\varepsilon^2} \Lambda_j, \quad \Lambda_j = \frac{1}{2} \left[\ln(1 + \chi_j) - \frac{\chi_j}{1 + \chi_j} - \frac{Z_j b \chi_j^2}{(1 + \chi_j)^2} \right], \quad (5.2)$$

$$b = \frac{\sum_k Z_k n_k}{\sum_k Z_k^2 n_k + n_e}, \quad \chi_j = \left(\frac{r_{maxj}}{r_{minj}} \right)^2,$$

где

$$r_{maxj} = \left[4\pi \frac{e^2}{k_B T} \sum_{i=2}^L Z_i^2 n_i + e^2 \left(\frac{\partial n_e}{\partial \mu_e} \right)_T^{id} \right]^{-1/2} \quad (5.3)$$

— дебаевский радиус экранирования с учетом электронного вырождения,

$$r_{minj} = \max \{ Z_j e^2 / 4\varepsilon, \lambda_e \}$$

— минимальное прицельное расстояние.

В случае бoльцмановской статистики в пределе слабонеидеальной плазмы ($\chi_j \gg 1$) выражение для Λ_j переходит в обычный кулоновский логарифм $\Lambda_j = \ln \chi_j$. Для сильнонеидеальной плазмы ($\chi_j \sim 1$) оно оказывается конечным и не приводит к нефизическому расхождению выражения для электропроводности, что позволяет использовать его для ориентировочных расчетов.

Выражение для электропроводности (5.1) учитывает тот факт, что в области высоких сжатий свободные электроны являются частично или полностью вырожденными. В этом случае электронная функция распределения Больцмана заменяется на функцию распределения Ферми-Дирака, а радиус экранирования рассчитывается с учетом электронного вырождения (формула (5.3)). В результате приближение (5.1) дает асимптотику Спитцера для полностью ионизованной бoльцмановской плазмы. Для полного вырождения электронов $\gamma = 1$ и электропроводность стремится к выражению (3.4), а для частично ионизованной плазмы справедлива оценка (3.1).

Обсуждаемый эффект ионизации давлением наиболее сильно выражен в случае водорода (см. рис. 7). На этом рисунке полученные нами данные по квазиэнтропическому сжатию жидкого и газообразного водорода в плоской (точки 1) и цилиндрической (точки 2) геометриях сопоставляются с результатами его сжатия на легкогазовой пушке (точки 5) [35], а также взрывного цилиндрического сжатия с использованием осевого магнитного поля (3) [29] и (4) [30]. Ввиду малого молекулярного веса многократное ударное сжатие водорода сопровождается относительно слабым его разогревом — характерные значения температуры даже при максимальных давлениях 1–10 Мбар не превосходят $T = 10^4$ К, что благоприятствует режиму «холодной» ($k_B T \ll I$) ионизации. В опытах реализован широкий спектр плазменных состояний водорода, сжатого до плотностей $\rho \approx 0.01$ – 1.2 г/см³ и разогретого до $T \sim 10^4$ К при давлениях $P < 15$ Мбар с развитой ионизацией $\alpha = 1$ и высокой концентрацией электронов $n_e \approx 2 \cdot 10^{23}$ см⁻³. При максимальных сжатиях плазма является вырожденной $n_e \lambda_e^3 \approx 200$ и сильнонеидеальной по отношению к кулоновскому $\Gamma_D \approx 10$ и межатомному $\Gamma_a \approx 1$ взаимодействиям.

Интересно, что экстраполяция в эту сильнонеидеальную область простейших моделей плазмы приводит к термодинамической неустойчивости моделей Дебая-Хюккеля — стрелка DC на рис. 7 — «кулоновский коллапс» и расходимости формулы Спитцера — стрелка SC. Первое из этих приближений обозначено кривой ДНА на рис. 7 и предсказывает «ионизацию давлением» при плотности примерно на два порядка меньшей, чем экспериментальная.

Ударно-волновое сжатие вещества приводит к перекрытию волновых функций соседних атомов и, как следствие, к перколяционному механизму проводимости [55], который описывается зависящим от плотности снижением потенциала ионизации (кри-

вая P)

$$\frac{\Delta I}{k_B T} = e^2 \left(\frac{4\pi n}{\zeta} \right)^{1/3}.$$

К плотностному снижению потенциала ионизации приводит также модель Мотта [5], которая использовалась в [22] для построения полуэмпирической широкодиапазонной модели ионизационного равновесия и транспортных свойств (кривая M на рис. 7) сжатого и разогретого вещества

$$\frac{\Delta I}{k_B T} = -I \ln \left(1 + \exp \left(-2 \frac{R - a(I)}{\Delta(I)} \right) \right).$$

Здесь параметры a , R и Δ выбирались так, чтобы воспроизвести данные экспериментов по ионизации давлением щелочных металлов. Видно, что предложенные приближения качественно хорошо описывают экспериментальные результаты.

Использование кольцевого (дебаевского) приближения в большом каноническом ансамбле статистической механики (LDH) для описания кулоновской неидеальности позволяет добиться того, что разница между теоретическими и экспериментальными результатами составляет всего один порядок. Оставшееся расхождение можно ликвидировать, если ввести для описания короткодействующего отталкивания атомов и ионов модель твердых сфер (кривая HS), а также учесть вызванное сжатием изменение энергетического спектра атомов и ионов в рамках упрощенного варианта модели, рассмотренной в начале разд. 4 (кривая SA). Учет «прыжкового» характера электропроводности неидеальной плазмы был предпринят авторами работы [56]. Соответствующие расчеты — кривая R на рис. 7. Расчеты электропроводности квантовым методом Монте-Карло [24] — кривая QMC.

На рис. 8–11 приведены результаты изучения электропроводности ударносжатых Xe, Ag, Kг и He. Как и в водороде, при «низких» температурах ($k_B T \ll I$) наблюдается эффект ионизации давлением, который происходит при более высоких плотностях плазмы $\rho \approx 1\text{--}10$ г/см³. Кроме того, для многоэлектронных атомов по мере сжатия после первой ионизации давлением следует ожидать дальнейшей ионизации с дополнительными границами фазовых переходов, соответствующих второй и последующим стадиям ионизации (см. рис. 20). К сожалению, экспериментальное исследование этих режимов многократной ионизации находится пока за пределами возможностей доступных нам взрывных экспериментальных устройств.

На рис. 8–11 наряду с результатами многократного («холодного») сжатия представлены получен-

ные ранее [57–59] данные по фиксации электропроводности однократно и двукратно сжатой плазмы. В экспериментах с инертными газами реализуются почти на порядок более высокие температуры, чем в водороде. При этом определяющими становятся эффекты термической ионизации. Роль этих эффектов возрастает по мере роста молекулярного веса исследуемых веществ, особенно это заметно для ксенона (см. рис. 8). Видно, что в результате термической ($T \approx (2\text{--}10) \cdot 10^4$ К) ионизации достигается высокий (порядка 10^3 Ом⁻¹·см⁻¹) уровень электропроводности уже при низких плотностях $\rho < 1$ г/см³, в то время как ионизация давлением обеспечивает тот же уровень электропроводности в холодном ($T \sim 10^4$ К) веществе лишь при чрезвычайно высоких сжатиях до плотностей $\rho \sim 10$ г/см³. Видно также, что по мере увеличения молекулярного веса элементов скачок проводимости из-за ионизации давлением уменьшается, достигая в ксеноне лишь двух порядков. Отметим, что значения электропроводности плазмы ксенона, измеренные при ее многократном ударноволновом сжатии, близки к значениям, полученным в статических условиях методом алмазных наковален (крестик на рис. 8).

Важно отметить, что ряд обсуждаемых нами моделей в области проведенных экспериментов теряет термодинамическую устойчивость, что с известными оговорками может служить свидетельством «плазменного» фазового перехода первого рода — расслоения сильнонеидеальной плазмы на фазы различной степени ионизации и сжимаемости [1–4]. Зафиксированный нами резкий рост электропроводности плотной плазмы может служить экспериментальным указанием на наличие такого фазового перехода.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нам представляется необходимым провести эксперименты по прямым измерениям концентрации свободных электронов в области возможного фазового перехода. Первые работы, посвященные такого рода измерениям в плазме, уже выполнены авторами.

Химическая модель плазмы, применяемая для описания уравнения состояния в области сверхвысоких плотностей и дающая удовлетворительные результаты в такой нетрадиционной для этой модели области плотностей, требует, тем не менее, дальнейших усовершенствований, связанных с учетом перестройки внутренней структуры частиц

плазмы в условиях сверхплотных плазменных состояний.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 00-15-96738, 00-02-17550), Минпромнауки России (государственный контракт № 40.009.1.1.1192), Президиума РАН (комплексная программа научных исследований «Физика и химия экстремальных состояний вещества»).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, под ред. В. Е. Фортова, Наука, Москва (2000).
2. В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, Ю. Г. Красников, Н. И. Кузнецова, В. И. Кучеренко, Г. Б. Лаппо, Б. Н. Ломакин, Г. А. Павлов, Э. Е. Сон, В. Е. Фортов, *Теплофизические свойства рабочих сред газозофазного ядерного реактора*, Атомиздат, Москва (1980).
3. В. Е. Фортов, И. Т. Якубов, *Неидеальная плазма*, Энергоатомиздат, Москва (1994).
4. Л. Д. Ландау, Ю. Б. Зельдович, *ЖЭТФ* **14**, 32 (1944).
5. N. F. Mott and E. A. Davis, *Electron Processes in Non-Crystalline Materials*, Clarendon Press, Oxford (1979).
6. F. Hensel and E. U. Frank, *Rev. Mod. Phys.* **40**, 697 (1968).
7. A. G. Barsukov, P. E. Kovrov, V. M. Kuligin et al., *Proc. 8th IAEA Conf.* (1989), Vol. 1, p. 83.
8. В. А. Алексеев, А. А. Веденов, *УФН* **102**, 665 (1970).
9. A. W. DeSilva and J. D. Katsouros, *Phys. Rev. E* **57**, 5945 (1998).
10. А. В. Бушман, Б. Л. Глушак, В. К. Грязнов, М. В. Жерноклетов, И. К. Красюк, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, А. С. Филимонов, В. Е. Фортов, В. Я. Терновой, *Письма в ЖЭТФ* **44**, 375 (1986).
11. Е. Г. Максимов, *УФН* **169**, 1223 (1999).
12. E. Wigner and H. B. Huntington, *J. Chem. Phys.* **3**, 764 (1935).
13. А. А. Абрикосов, *Астрон. Ж.* **31**, 112 (1954).
14. N. W. Ashcroft, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1748 (1968).
15. Е. Г. Бровман, Ю. Коган, А. Холас, *ЖЭТФ* **61**, 2429 (1971).
16. В. П. Трубицын, *ФТТ* **8**, 862 (1966).
17. M. Ross and A. K. McMahan, *Phys. Rev. B* **21**, 1658 (1980).
18. D. A. Young, A. K. McMahan, and M. Ross, *Phys. Rev. B* **24**, 5119 (1981).
19. J. C. Boettger, *Phys. Rev. B* **33**, 6788 (1986).
20. K. A. Goettel, J. H. Eggert, I. F. Silvera, and W. C. Moss, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 665 (1989).
21. Е. Н. Аврорин, Б. К. Водолага, Б. А. Симоненко, В. Е. Фортов, *УФН* **164**, 1 (1993).
22. W. Ebeling, A. Förster, V. Fortov, V. Gryaznov, and A. Polishchuk, *Thermophysical Properties of Hot Dense Plasmas*, Teubner, Stuttgart-Leipzig (1991).
23. D. Saumon and G. Chabrier, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2397 (1989); D. Saumon and G. Chabrier, *Phys. Rev. A* **46**, 2084 (1992).
24. I. A. Mulencko, E. N. Olejnikova, A. L. Khomkin et al., *Phys. Lett. A* **289**, 141 (2001).
25. Г. Э. Норман, А. Н. Старостин, *ТВТ* **8**, 413 (1970).
26. М. А. Мочалов, О. Н. Кузнецов, в сб. *Тезисы докладов III Харитоновских тематических чтений*, Саров (2001), с. 108.
27. Ф. В. Григорьев, С. В. Кормер, О. Л. Михайлова, А. П. Толочко, В. Д. Урлин, *ЖЭТФ* **75**, 1683 (1978).
28. С. И. Белов, Г. В. Борисков, А. И. Быков и др., *Письма в ЖЭТФ* **76**, 508 (2002).
29. R. S. Hawke, T. J. Burgers et al., *Phys. Rev. Lett.* **41**, 994 (1978).
30. A. I. Pavlovskii, G. V. Boriskov et al., in *Megagauss Technology and Pulsed Power Applications*, ed. by C. M. Fowler, Plenum Press, New York and London (1987).
31. L. B. Da Silva, P. Celliers, G. W. Collins et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 483 (1997).
32. A. N. Mostovych, Y. Chan, T. Lehecha, A. Schmitt, J. D. Sethian, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3870 (2000).
33. M. D. Knudsen, D. L. Hanson, J. B. Bailey et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 035505 (2003).
34. N. S. Holmes, M. Ross, and W. J. Nellis, *Phys. Rev. B* **52**, 15835 (1995).
35. W. J. Nellis, S. T. Weir, A. C. Mitchell, *Rev. High Pressure Sci. Technol.* **7**, 870 (1998); S. T. Weir, A. C. Mitchell, and W. J. Nellis, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1860 (1996).

36. В. Е. Фортгов, В. Я. Терновой, С. В. Квитов и др., Письма ЖЭТФ **69**, 874 (1999); V. Ya. Ternovoi, A. S. Filimonov, V. E. Fortov et al., *Physica B* **265**, 6 (1999).
37. D. Beule, W. Ebeling, A. Förster et al., *Phys. Rev. B* **59**, 14177 (1999).
38. M. Robnic and W. Kundt, *Astronom. Astrophys.* **120**, 227 (1983).
39. P. Haronska, D. Krempt et al., *Wiss. Z. W.-Pieck-Univ. Rostock, N-Reihe* **36**, 98 (1987).
40. W. J. Nellis, *Planetary and Space Science* **48**, 671 (2000).
41. V. B. Mintsev, V. Ya. Ternovoi et al., in *Shock Compression of Condensed Matter-1999*, ed. by S. C. Shmidt, D. P. Dandekar, and J. W. Forbes, Woolbury, New York (2000), p. 987.
42. V. Ya. Ternovoi, A. S. Filimonov, A. A. Pyalling, V. B. Mintsev, and V. E. Fortov, *Shock Compression of Condensed Matter-2001*, ed. by M. D. Furnish, N. N. Thadhani, and Y. Horie, AIP Press, New York (2002), p. 107.
43. В. Я. Терновой, в сб. *Нестационарные проблемы гидродинамики*, ИГ СО АН СССР (1980), Вып. 48, стр. 141.
44. S. T. Weir, A. C. Mitchell, and W. J. Nellis, *J. Appl. Phys.* **80**, 1522 (1996).
45. L. M. Barker, T. G. Trucano, J. L. Wize, and J. R. Asay, in *Proc. of Conf. Shock Waves in Condensed Matter-85*, Plenum Press, New York (1986), p. 455.
46. H. Juranek, R. Redmer, G. Röpke, V. E. Fortov, and A. A. Pyalling, *Plasma Physics* **39**, 251 (1999).
47. А. В. Бушман, И. В. Ломоносов, В. Е. Фортгов, *Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии*, Изд-во ИПХФ, Черноголовка (1992).
48. И. А. Адамская, Ф. В. Григорьев, О. Л. Михайлова, М. А. Мочалов, А. И. Соколова, В. Д. Урлин, ЖЭТФ **93**, 647 (1987).
49. V. D. Urlyn, M. A. Mochalov, and O. L. Mikhailova, *High Pressure Res.* **8**, 595 (1992).
50. В. Д. Урлин, М. А. Мочалов, О. Л. Михайлова, ЖЭТФ **111**, 2099 (1997).
51. Е. И. Забабахин, *Механика в СССР за 50 лет*, Наука, Москва (1979).
52. А. И. Павловский, Г. Д. Кулешов, Г. В. Склизков, Ю. А. Зысин, А. И. Герасимов, *ДАН СССР* **160**, 68 (1965).
53. А. А. Бриш, М. С. Тарасов, В. А. Цукерман, ЖЭТФ **38**, 22 (1960).
54. В. М. Замалин, Г. Э. Норман, В. С. Филинов, *Метод Монте-Карло в статистической термодинамике*, Наука, Москва (1977).
55. А. А. Ликальтер, ЖЭТФ **113**, 1094 (1998).
56. R. Redmer, G. Röpke, S. Kuhlbrodt, and H. Reinholz, *Contrib. Plasma Phys.* **41**, 163 (2001).
57. Ю. В. Иванов, В. Е. Фортгов, В. Б. Минцев, А. Н. Дремин, ЖЭТФ **81**, 216 (1976).
58. В. Б. Минцев, В. Е. Фортгов, Письма в ЖЭТФ **30**, 401 (1979).
59. В. Б. Минцев, В. Е. Фортгов, В. К. Грязнов, ЖЭТФ **79**, 116 (1980).
60. M. I. Eremets, E. A. Gregoryanz et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2797 (2000).
61. S. V. Dudin, V. E. Fortov et al., in *Shock Compression of Condensed Matter-1997*, ed. by S. C. Schmidt et al., AIP Press, New York (1998), p. 793.
62. Л. А. Гатилов, В. Д. Глуходедов, Ф. В. Григорьев, С. В. Кормер, Л. В. Кулешова, М. А. Мочалов, ПМТФ № 1, 99 (1985).
63. M. I. Dolotenko, A. I. Bykov et al., in *Megagauss and Megaampere Pulsed Power and Related Topics*, ed. by V. Chernishev, V. Selimir, and L. Plyashkevitch, VNIIEF, Sarov (1997), p. 805.
64. В. Д. Глуходедов, С. И. Киришинов, Т. С. Лебедева, М. А. Мочалов, ЖЭТФ **116**, 551 (1999).
65. L. I. Veeger, C. A. Ekdah, H. Oona et al., *Proc. VIII Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, Abstracts*, Tallahassee (1998), p. 239.
66. К. Зеегер, *Физика полупроводников*, Мир, Москва (1977).
67. В. К. Грязнов, М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев, И. Л. Иосилевский, В. Е. Фортгов, ЖЭТФ **78**, 573 (1980).
68. J. M. Zaiman, *Principles of Theory of Solids*, Cambridge University Press, London (1972).
69. W. J. Nellis, S. T. Weir, N. C. Holmes, M. Ross, and A. C. Mitchell, UCRL-125039, LLNL (1996).
70. В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, В. Е. Фортгов, Письма ЖТФ **8**, 1378 (1982).
71. В. К. Грязнов, В. Е. Фортгов, ТВТ **25**, 1208 (1987).

72. В. К. Грязнов, М. В. Жерноклетов, И. Л. Иосилевский, Г. В. Симаков, Р. Ф. Трунин, Л. И. Трусов, В. Е. Фортов, ЖЭТФ **114**, 1242 (1998).
73. И. Л. Иосилевский, ТВТ **18**, 355 (1980).
74. 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, Москва (2000).
75. D. A. Young, UCRL-52352, LLNL (1977).
76. А. Гейдон, И. Герл, *Ударная труба в химической физике высоких температур*, Мир, Москва (1966).
77. В. Б. Минцев, В. Е. Фортов, ТВТ **20**, 745 (1982).
78. Е. С. Якуб, ТВТ **28**, 664 (1990); Physica B **265**, 31 (1999).
79. С. Pierleoni, D. M. Ceperley, B. Bernu, and W. R. Magro, Phys. Rev. Lett. **73**, 2145 (1994).
80. L. Collins, I. Kwon, J. Kress, N. Troullier, and D. Lynch, Phys. Rev. E **52**, 6202 (1995); S. Günter and A. Kötnies, Phys. Rev. E **55**, 907 (1997).
81. М. Кнаур, Р. Reinhard, and С. Topffer, Contrib. Plasma Phys. **39**, 57 (1999).
82. G. I. Kerley, in *Theoretical Equation of State for Deuterium*, National Technical Information Service, Springfield, VA, NTIS Document № LA-47766 (1972).
83. М. Ross, Phys. Rev. B **58**, 669 (1998).
84. F. Ree, M. Ross, and D. Young, J. Chem. Phys. **79**, 1487 (1983).
85. R. Keeler, M. Van Thiel, and B. Alder, Physica **31**, 1437 (1965).
86. W. Nellis, M. Van Thiel, and A. Mitchel, Phys. Rev. Lett. **48**, 816 (1982).
87. М. И. Кулиш, В. К. Грязнов, В. Б. Минцев и др., ТВТ **33**, 967 (1995).
88. К. А. Goettel, J. H. Eggert, I. F. Silvera, and W. C. Moss, Phys. Rev. Lett. **62**, 665 (1989).
89. R. Reichlin, K. E. Brister, A. K. McMahan, M. Ross, S. Martin, Y. K. Vohra, and A. L. Ruoff, Phys. Rev. Lett. **62**, 669 (1989).
90. H. B. Radousky and M. Ross. Phys. Lett. A **129**, 43 (1988).
91. V. E. Fortov, V. K. Gryaznov, V. B. Mintsev, V. Ya. Ternovoi, I. L. Iosilevski, M. V. Zhernokletov, and M. A. Mochalov, Contrib. Plasma Phys. **41**, 215 (2001).
92. Ф. В. Григорьев, С. Б. Кормер, О. Л. Михайлова, М. А. Мочалов, В. Д. Урлин, ЖЭТФ **88**, 1271 (1985).
93. W. J. Nellis, N. C. Holmes, A. C. Mitchell, R. J. Trainor, G. K. Governo, M. Ross, and D. A. Young, Phys. Rev. Lett. **53**, 1248 (1984).
94. В. К. Грязнов, Ю. В. Иванов, А. Н. Старостин, В. Е. Фортов, ТВТ **14**, 643 (1976).