

## СВОЙСТВА УДАРНО-СЖАТОГО ЖИДКОГО КРИПТОНА ПРИ ДАВЛЕНИЯХ ДО 90 ГПа

*В. Д. Глухodedов, С. И. Киrшанов, Т. С. Лебедева, М. А. Мочалов\**

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

Поступила в редакцию 10 марта 1999 г.

Измерены за фронтом плоской ударной волны: сжимаемость до плотности  $7 \text{ г/см}^3$ , яркостные температуры  $6000\text{--}24000 \text{ К}$  и электропроводность  $40\text{--}60000 \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$  ударно-сжатого жидкого криптона при давлениях до 90 ГПа. Методом  $X\text{--}t$ -диаграмм выполнены оценки скорости звука до  $5.5 \text{ км/с}$  при давлениях 30–75 ГПа. По нарастанию яркости свечения фронта ударной волны измерен коэффициент поглощения света в фиолетовой и красной областях спектра ( $30\text{--}300 \text{ см}^{-1}$ ) в диапазоне давлений 20–90 ГПа. Впервые измерен коэффициент отражения света от фронта ударной волны ( $\sim 13\%$ ) при давлении 76.1 ГПа.

PACS: 61. 25. Vi

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Сжиженные инертные газы являются удобным объектом исследования свойств плотно-упакованных веществ при экстремальных давлениях и температурах. При высоких начальных плотностях жидкостей нетрудно в физических экспериментах достичь давлений 100–1000 ГПа и плотностей  $10\text{--}20 \text{ г/см}^3$  [1, 2], а оптическая прозрачность жидкостей позволяет регистрировать излучение фронта ударной волны через слой еще несжатого вещества [2, 3]. В работе [1] измерена квазиизэнтропическая сжимаемость жидкого аргона до плотности  $7 \text{ г/см}^3$  при давлениях до 500 ГПа. Квазиизэнтропическая сжимаемость до плотности  $13 \text{ г/см}^3$  при давлении 200 ГПа, а также сжимаемость, яркостные температуры и электропроводность жидкого ксенона при ударном сжатии до 70 ГПа измерены в [2]. Сжимаемость и яркостные температуры при ударном сжатии жидкого аргона до 70 ГПа исследовались в [3], а электропроводность — в [4].

Одновременное измерение сжимаемости и температур дает возможность получить термодинамически полную информацию о состоянии ударно-сжатого вещества, что важно для создания новых теоретических моделей и проверки существующих. Измерение электропроводности позволяет получить дополнительную информацию о поведении запрещенной зоны с ростом температуры и плотности ударно-сжатого вещества.

Экспериментальные исследования ударно-сжатого жидкого криптона в настоящей работе восполняют пробел в изучении свойств инертных газов, так как криптон ранее не исследовался в области высоких давлений и температур.

\*E-mail: root@gdd.vniief.ru

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

**Ударная адиабата.** Как и при исследовании жидких аргона и ксенона [2, 3], в настоящих экспериментах использовалась кювета, позволяющая одновременно регистрировать скорость ударной волны и излучение с ее фронта. Начальное состояние жидкого криптона соответствует температуре  $T_0 = 120$  К и плотности  $\rho_0 = 2.41$  г/см<sup>3</sup>. Для корректного вычисления давлений ударного сжатия учитывались как изэнтропическое расширение экранов из Al, Cu или Fe, через которые ударная волна выходит в жидкий криптон, из-за разницы их динамических импедансов, так и возрастание начальной плотности материалов экрана при их охлаждении до  $T = 120$  К.

Экспериментально измеряемым параметром в настоящей работе является значение скорости  $D$  ударной волны в жидком криптоне со среднеквадратичной ошибкой среднего значения не более  $\pm(1-1.5)\%$ . По этой величине и параметрам ударной волны в экране методом «отражения» [5] определялись параметры ударной волны:  $P$  — давление и  $U$  — массовая скорость движения за фронтом.

Экспериментальные значения скорости  $D$  ударной волны в зависимости от величины массовой скорости  $U$  и наилучшая аппроксимационная кривая, описывающая экспериментальные данные, приведены на рис. 1. Каждое значение получено усреднением скоростей, измеренных с помощью четырех-пяти пар датчиков в четырех-пяти независимых экспериментах. Наибольшая измеренная скорость  $D = 8.49 \pm 0.13$  км/с при  $U = 4.84$  км/с соответствует давлению  $P = 87.6 \pm 1.8$  ГПа и плотности  $\rho = 6.81 \pm 0.38$  г/см<sup>3</sup>. При статистической обработке экспериментальных данных учитывалось значение скорости звука в жидком криптоне при нормальных условиях,  $c_s = 690$  м/с. Аппроксимационная зависимость имеет вид

$$D = (0.700 \pm 0.042) + (1.943 \pm 0.034)U - (0.1125 \pm 0.0064)U^2. \quad (1)$$

Измерение кинематических параметров ударной волны — ее скорости  $D$  и массовой скорости  $U$  частиц за фронтом — до настоящего времени остаются основным источни-

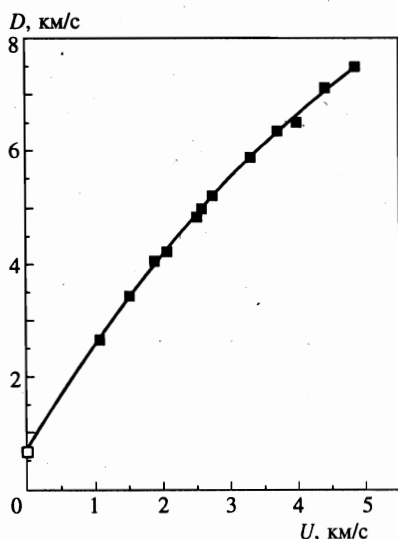


Рис. 1. Ударная адиабата жидкого криптона: ■ — экспериментальные результаты настоящей работы, □ — скорость звука; кривая — аппроксимация

ком информации о свойствах ударно-сжатых веществ. Исследования ударной сжимаемости жидкого криптона до давлений  $\approx 90$  ГПа и плотностей  $\approx 7$  г/см<sup>3</sup> убедительно показали замедление роста скорости ударной волны при увеличении ее амплитуды, что эквивалентно возрастанию сжимаемости.

**Яркостные температуры.** Полуэмпирическое уравнение состояния с параметрами, основанными только на результатах исследования ударной адиабаты, связывающей давление и плотность в сжатом состоянии, не может правильно описать данные экспериментов в широкой области состояний  $P$ - $\rho$ - $T$ . Параметры, калиброванные в одном каком-либо процессе исследований, недостаточно корректно описывают другие физические свойства вещества. Поэтому важное значение приобретает экспериментальное измерение температур, которое дает возможность проверить и уточнить способы описания тепловых составляющих.

В настоящей работе измерение температур связано с регистрацией излучения фронта ударной волны и его сравнения с излучением эталонного источника с известной температурой. Этот метод позволяет измерить яркостную температуру  $T_b$  излучающего слоя вещества, имеющую на выбранной длине волны такую же монохроматическую яркость, что и исследуемое тело с температурой  $T$ , т. е.

$$I_P(\lambda, T_b) = I(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T)I_P(\lambda, T), \quad (2)$$

где  $\varepsilon(\lambda, T)$  — излучательная способность тела, а  $I_P(\lambda, T) = C_1 \lambda^{-5} / [\exp(C_2/\lambda T) - 1]$  — функция Планка. Здесь постоянные  $C_1 = 1.19 \cdot 10^{-16}$  Вт·м<sup>2</sup>·ср<sup>-2</sup> и  $C_2 = 0.0144$  м·К,  $\lambda$  — длина волны излучения,  $T$  — температура.

Основы метода разработаны Моделем [6], а его развитие для исследования температур в ударно-сжатых конденсированных средах, в том числе ионных кристаллах, проведено в работах [7–11]. В этих работах убедительно показана возможность измерения температур прозрачных конденсированных ударно-сжатых веществ по их тепловому излучению и широко исследовались различные оптические характеристики: обнаружено люминесцентное свечение, а при высоких давлениях ( $P > 100$  ГПа) — неравновесное излучение ударно-сжатых ионных кристаллов NaCl, KCl, CsBr, LiF. Кроме того, впервые измерен коэффициент поглощения в NaCl, CsBr и других ионных кристаллах в условиях ударного сжатия.

Первые результаты по измерению яркостных температур на фронте ударных волн в жидких аргоне и азоте приведены в [12]. Данные из работы [3] расширили область исследований из [12] до давлений 70 ГПа в жидком аргоне. Результаты по измерению яркостных температур на фронте ударных волн в жидком ксеноне в красной области спектра приведены в [2]. Эксперименты с жидкими аргонем и ксеноном по излому зависимостей  $T$ - $P$  в области 8000–10000 К выявили эффект, связанный в [2, 3] с кинетикой возбуждения электронов в зону проводимости, впервые обнаруженный при исследовании ионных кристаллов [10, 11]. Среди более поздних отметим работы [13–15], в которых измерены температуры 4000–14000 К в области давлений 18–90 ГПа в жидком азоте и работу [16] по измерению температуры ударно-сжатого жидкого ксенона.

В настоящей работе для регистрации излучения ударных волн в жидком криптоне на длинах волн  $\lambda = 670$  и 430 нм использовался фотографический метод [2, 3]. Для повышения информативности исследований дополнительно измерены яркостные температуры фронта ударных волн в жидком криптоне в зеленой области спектра ( $\lambda = 500$  нм) с помощью быстродействующего ФЭУ с известной спектральной чувствительностью фотокатода.

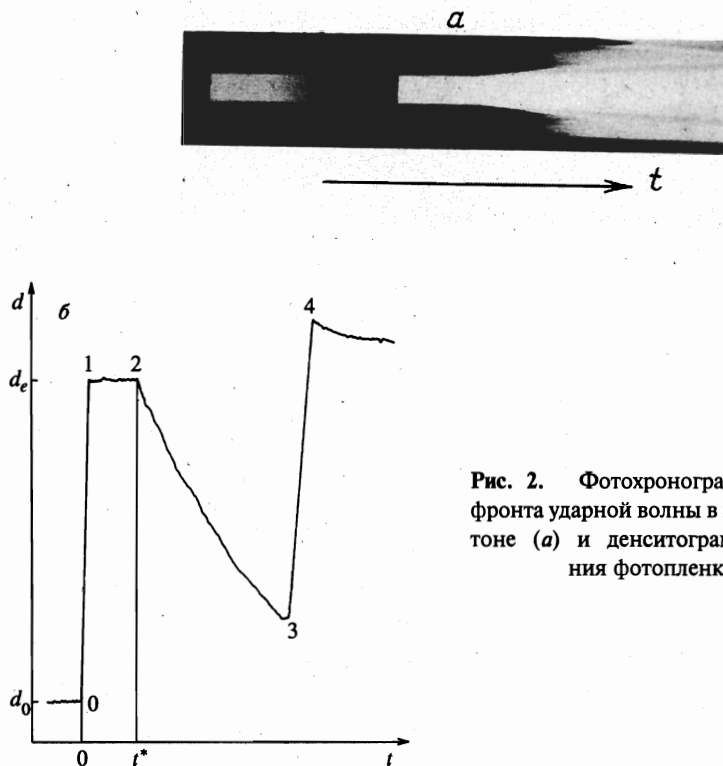


Рис. 2. Фотохронограмма свечения фронта ударной волны в жидком криптоне (а) и денситограмма почернения фотопленки (б)

На рис. 2а приведена фотохронограмма свечения фронта ударной волны в жидком криптоне в красной области спектра при давлении 63.2 ГПа, а на рис. 2б — денситограмма плотности почернения пленки в этом эксперименте. Приведенные фотохронограмма и денситограмма являются типичными для экспериментов с жидким криптоном из настоящей работы. На денситограмме рис. 2б можно выделить четыре характерных участка: 1) на участке 0–1 происходит резкое нарастание яркости свечения до максимальной величины за время 100–200 нс; 2) на участке 1–2 яркость излучения, после достижения оптической толщины излучающего слоя  $\sim 1$  сохраняется постоянной до тех пор, пока ударную волну не достигнет волна разгрузки со стороны ударяющей пластины (ударника) в точке 2; 3) с этого момента на участке 2–3 давление ударного сжатия падает и снижается яркость свечения фронта; 4) после выхода из жидкости ударная волна еще достаточно сильна, для того чтобы вызвать свечение воздуха, что и происходит на участке 3–4. Временное разрешение в данных экспериментах составляет  $\simeq 1.5 \cdot 10^{-7}$  с. Яркостная температура оценивалась по величине плотности почернения пленки на участке постоянной яркости свечения (1–2). Длительность этого участка определяется временем нахождения жидкости в сжатом состоянии и с ростом давления ударного сжатия уменьшается.

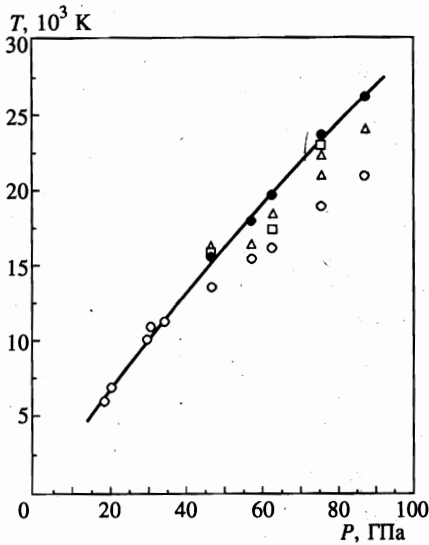


Рис. 3

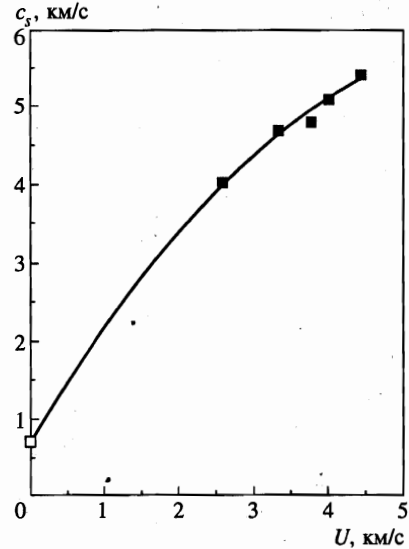


Рис. 4

Рис. 3. Температура ударно-сжатого жидкого криптона:  $\circ$  — в красной ( $\lambda = 670$  нм),  $\square$  — зеленой ( $\lambda = 500$  нм),  $\triangle$  — фиолетовой ( $\lambda = 430$  нм) областях спектра;  $\bullet$  — истинная температура ( $T = 15600$  К при  $\epsilon = 0.9$ ,  $T = 18000$  К при  $\epsilon = 0.9$ ,  $T = 19800$  К при  $\epsilon = 0.85$ ,  $T = 23400$  К при  $\epsilon = 0.87$ ,  $T = 26200$  К при  $\epsilon = 0.85$ ); кривая — аппроксимация

Рис. 4. Скорость звука за фронтом ударной волны:  $\blacksquare$  — экспериментальные результаты, кривая — аппроксимация;  $\square$  — скорость звука при нормальных условиях

Результаты настоящей работы в зависимости от давления показаны на рис. 3. Там же приведены газодинамические температуры с учетом излучательной способности фронта ударной волны в жидком криптоне и их аппроксимация (см. ниже).

Предположение о том, что снижение интенсивности излучения в момент времени  $t^*$  (см. рис. 2б) связано с волной разгрузки, догоняющей фронт ударной волны, позволило получить дополнительную информацию о скорости звука в ударно-сжатом жидком криптоне методом  $X-t$ -диаграмм [5]. Полученные значения в зависимости от массовой скорости частиц приведены с точностью не хуже  $\pm 6\%$  на рис. 4 вместе с аппроксимирующей зависимостью, имеющей в исследованной области следующий вид:

$$C = (0.70 \pm 0.10) + (1.60 \pm 0.10)U - (0.12 \pm 0.02)U^2. \quad (3)$$

При выборе аппроксимации учитывалось значение скорости звука в жидком криптоне при нормальных условиях.

**Поглощательная способность ударно-сжатого жидкого криптона.** При определении истинной температуры по измеренной яркостной должна быть оценена тем или иным способом величина излучательной способности  $\epsilon(\lambda, T)$  (см. формулу (2)). На практике  $\epsilon(\lambda, T)$  определяется экспериментально для направления нормального к поверхности

излучающего тела и (при слабой зависимости от длины волны) находится величина

$$\varepsilon(\lambda, T) = \varepsilon(T) = \text{const.} \quad (4)$$

Оценить  $\varepsilon(T)$  в условиях эксперимента по ударному сжатию часто затруднительно. Поэтому температура фронта ударных волн в жидких азоте [13–15] и ксеноне [16] оценивалась подбором величины  $\varepsilon$  в формуле (2). Анализ результатов, полученных в [13–16], указывает на нерегулярность поведения  $\varepsilon$  при возрастании температур и давлений, которая выступает чисто математической величиной, подбираемой для лучшего описания экспериментальных данных. Таким образом, вопрос о связи подгоночного параметра  $\varepsilon$  и значения поглощательной способности  $\varepsilon^*$ , определяемого из основного соотношения

$$\varepsilon^* + \tau + R = 1, \quad (5)$$

должен быть решен при описании экспериментальных температур.

Поскольку в состоянии термодинамического равновесия величины  $\varepsilon$  и  $\varepsilon^*$  эквивалентны, оценить излучательную способность  $\varepsilon$  можно из соотношения (5), если измерить отражательную способность  $R$  и прозрачность  $\tau$  излучающего тела. Прозрачность вещества при ударном сжатии оценивалась в [6] при исследовании газов и в [9] при изучении NaCl. Пропускание излучения в [6, 9] определялось по формуле Бугера:

$$\tau = e^{-\alpha l}, \quad (6)$$

где  $\alpha$  — линейный коэффициент поглощения излучения слоем толщиной  $l$ .

В настоящей работе также исследовалось пропускание слоя ударно-сжатого жидкого Kг с помощью пирометра, описанного в [9]. Излучение регистрировалось в фиолетовой и красной областях спектра за интерференционными светофильтрами с пропусканием  $\sim 50\%$  на длинах волн  $\lambda_v = 407$  нм и  $\lambda_r = 605$  нм. Типичная осциллограмма нарастания яркости излучения в эксперименте ( $P = 18$  ГПа) приведена на рис. 5а. Нарастание яркости свечения, как и в [6, 9], связывалось с увеличением слоя вещества, сжатого ударной волной и имеющего коэффициент поглощения (усредненный)  $\alpha$ .

Интенсивность излучения плоского слоя в направлении нормали описывается выражением

$$I = I_0 [1 - e^{-\alpha l}] = I_0 [1 - e^{-\alpha(D-U)t}]. \quad (7)$$

Здесь  $I_0$  — интенсивность излучения оптически плотного слоя,  $l = (D - U)t$  — толщина слоя ударно-сжатого нагретого вещества,  $t$  — время движения ударной волны по веществу. Из (7) легко получить выражение для оценки  $\alpha$ :

$$\alpha = -\frac{1}{(D - U)t} \ln \left( 1 - \frac{I}{I_0} \right), \quad (8)$$

где изменение интенсивности  $I/I_0$  со временем определялось из осциллограмм, аналогичных приведенной на рис. 5а, а  $D$  и  $U$  — из экспериментов по сжимаемости. Результаты обработки эксперимента при давлении 18 ГПа показаны на рис. 5б.

Измеренный коэффициент поглощения света в красной и фиолетовой областях спектра в жидком криптоне изменялся от 10 до 300  $\text{см}^{-1}$  при давлениях до 80 ГПа.

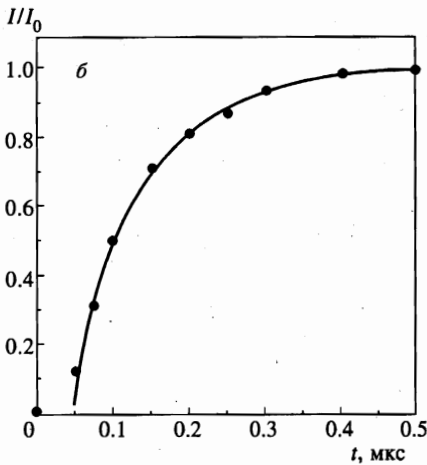
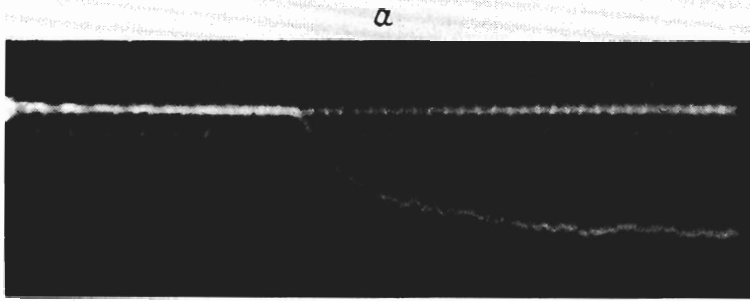


Рис. 5. Зависимость яркости излучения от времени при давлении 18 ГПа: *a* — осциллограмма (метки 40 нс); *б* — результаты обработки: ● — экспериментальные значения; кривая — аппроксимация по формуле (7) для  $\alpha = 61 \text{ см}^{-1}$

Результаты настоящей работы приведены на рис. 6. Там же нанесена зависимость, аппроксимирующая все полученные данные:

$$\ln \alpha = (6.94 \pm 0.18) - (2.116 \pm 0.205) \cdot 10^4 / T. \quad (9)$$

Поглощательную способность ударно-сжатого слоя, пренебрегая отражением, вычисляли из выражения

$$\varepsilon \cong 1 - e^{-\alpha(D-U)t}. \quad (10)$$

Оценки показывают, что при измеренных значениях коэффициента поглощения уже на уровне 70% от максимальной амплитуды импульса свечения поглощательная способность ударно-сжатого жидкого криптона велика и может отличаться от единицы главным образом из-за отражательной способности.

Метод измерения коэффициента отражения  $R$  излучения от фронта ударной волны в прозрачных диэлектриках описан в [8]. С его помощью под руководством Кормера проведены уникальные до настоящего времени исследования  $R$  в ионных кристаллах и жидкостях.

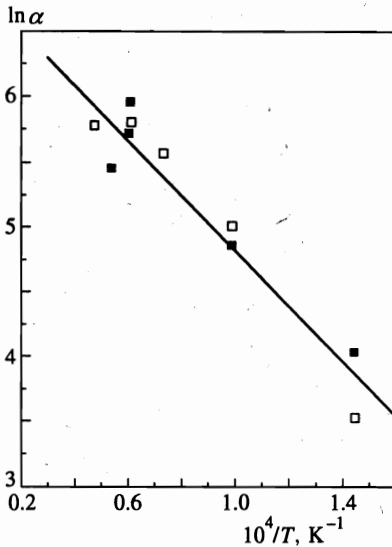


Рис. 6. Коэффициент поглощения света в ударно-сжатом жидком криптоне. Экспериментальные результаты:  $\square$  — в красной ( $\lambda_r = 605 \text{ nm}$ ),  $\blacksquare$  — фиолетовой ( $\lambda_v = 407 \text{ nm}$ ) областях спектра; прямая — аппроксимация

В настоящей работе впервые исследовались отражательные свойства фронта ударных волн в жидком криптоне. Как и в работе [10], для измерения отражения использовалось собственное свечение фронта ударной волны. Схема эксперимента по исследованию отражения света от фронта ударной волны в жидком криптоне приведена на рис. 7а.

Излучение фронта ударной волны 1, отражаясь под углом  $\sim 10^\circ$  от медного зеркала 2, расположенного в объеме жидкости 3, выводилось на внешнее зеркало 4 и далее на входной объектив скоростного фоторегистратора. Одновременно фиксировалось излучение самого фронта ударной волны. Из рисунка видно, что яркость на участке  $k-m$  определяется излучением фронта и светом, отраженным от медного зеркала 2, а на участке  $m-n$  только свечением фронта. Интенсивность суммарного излучения на участке  $k-m$  можно оценить из выражения

$$I = I_0[1 + \xi\eta](1 - R), \quad (11)$$

где  $I_0$  — собственное излучение фронта ударной волны;  $\xi$ ,  $\eta$  и  $R$  — соответственно коэффициенты отражения для медного зеркала, фронта ударной волны и свободной границы жидкость-воздух. По этой схеме был выполнен эксперимент для жидкого криптона на длине волны  $\lambda = 430 \text{ nm}$  при давлении 76.1 ГПа. Фотохронограмма эксперимента приведена на рис. 7б, а денситограмма почернения пленки на рис. 8. Отчетливо зафиксирован скачок интенсивности излучения, связанный с отражением от фронта ударной волны. Фотометрирование изображения, показанного на рис. 7б, проводилось поперек пленки. Обработка экспериментальных данных и оценка по формуле (11) дает для  $\eta$  значение  $\simeq 13\%$ . Коэффициент отражения  $\xi$  для медного зеркала при малых углах падения ( $\simeq 10^\circ$ ) оценивался величиной  $\simeq 70\%$  [17]. На денситограмме контрольного эксперимента при давлении 76.1 ГПа без медного зеркала скачок интенсивности отсутствует. Настоящие оценки показывают, что с учетом отражения поглощательная способность ударно-сжатого жидкого криптона при давлении 76.1 ГПа составляет  $\simeq 0.87$ .



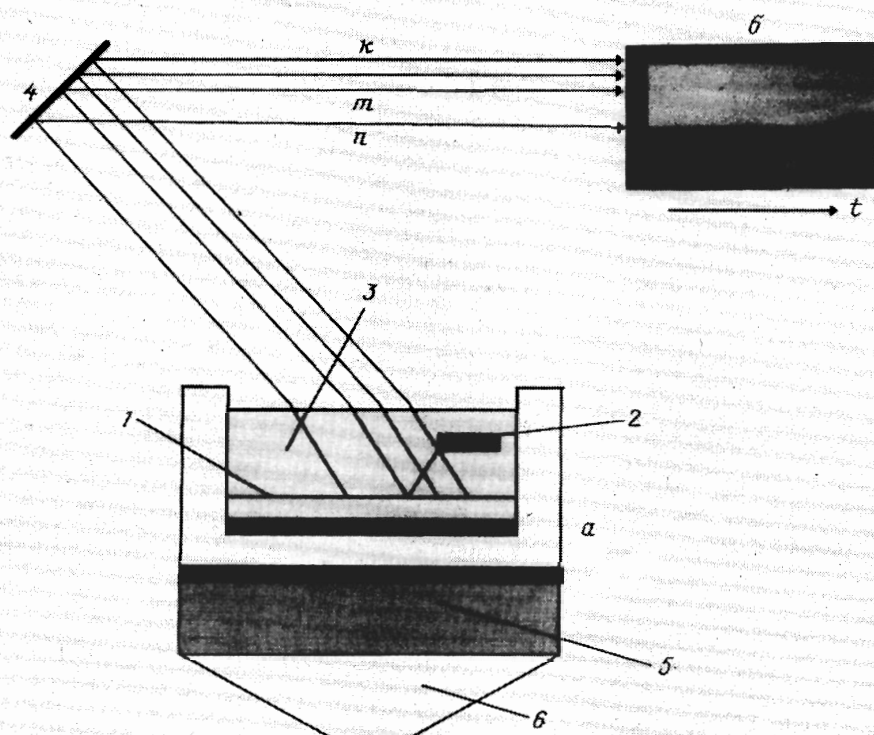


Рис. 7. Схема измерения отражения света от фронта ударной волны в жидком крипто-  
не: *a* — экспериментальное устройство; *b* — фотохронограмма

Измерение трех яркостных температур в настоящей работе позволило оценить истинную температуру фронта ударной волны в жидком криптоне. Считалось, что поглощательная способность излучения не зависит от длины волны, т. е.

$$\epsilon_{\text{viol}} = \epsilon_{\text{green}} = \epsilon_{\text{red}} = \epsilon.$$

Подбором  $\epsilon$  и  $T$  из выражения (2) рассчитывалась спектральная плотность яркости излучения, наилучшим образом описывающая плотность яркости для измеренных яркостных температур. При этом экспериментальное значение поглощательной способности в фиолетовой области спектра,  $\epsilon_{\text{viol}} \approx 0.87$ , измеренное в этой работе, служило контрольной величиной при оценке истинных температур. Для примера на рис. 9 приведена зависимость спектральной плотности яркости излучения при давлении 76.1 ГПа, рассчитанная по формуле Планка для  $\epsilon = 0.87$  и температуры  $T = 23400$  К, которая и была принята за истинную. Аналогичным образом определены истинные температуры и при других давлениях ударного сжатия жидкого криптона, которые приведены выше на рис. 3. Там же нанесена кривая, аппроксимирующая эти данные в зависимости от давления (в ГПа):

$$T = -315 + 366P - 0.7P^2. \quad (12)$$

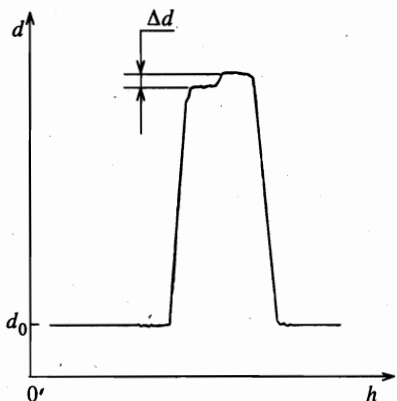


Рис. 8

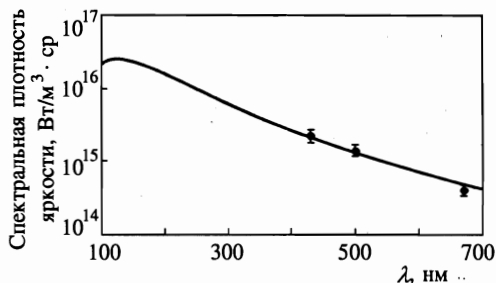


Рис. 9

Рис. 8. Денситограмма почернения пленки:  $d_0$  — фон пленки,  $\Delta d$  — скачок плотности почернения, связанный с отражением света от фронта ударной волны. Фотометрирование проводилось поперек пленки

Рис. 9. Зависимость спектральной плотности яркости излучения при давлении 76.1 ГПа: ● — экспериментальные значения, кривая — расчет по формуле Планка для  $T = 23400$  К и  $\varepsilon = 0.87$

Как видно из рис. 3, различие между яркостными температурами с уменьшением давления исчезает. Поэтому при выборе аппроксимации считалось, что до давлений  $\approx 35$  ГПа и температур  $\approx 12000$  К измеренные температуры и истинные совпадают.

Измерение поглощения и отражения света в настоящей работе позволило экспериментально оценить излучательную способность при определении истинной температуры фронта ударных волн, которая является более чувствительным параметром для проверки различных теоретических моделей, чем ударное давление. Исследование этих параметров имеет важное значение и для оценки структуры (гладкости) фронта ударной волны.

**Электропроводность.** Дополнительная информация о поведении жидкого криптона при высоких давлениях и температурах получена при измерении электропроводности, напрямую связанной с концентрацией свободных электронов и шириной запрещенной зоны.

Для экспериментов использовалась методика измерения электропроводности, разработанная в [18], которая ранее была использована при исследовании ксенона [2] и аргона [4]. Результаты настоящей работы приведены на рис. 10а. На экспериментальной зависимости  $G(1/T)$  можно выделить участок, где электропроводность криптона описывается зависимостью, характерной для аморфных полупроводников:

$$G = G_0 \exp \left[ -E(T, V)/2kT \right]. \quad (13)$$

Здесь  $E(T, V)$  — энергетическая щель между валентной зоной и зоной проводимости,  $V = 1/\rho$ ,  $\rho$  — плотность, а  $G_0$  слабо зависит от температуры. Экспериментальные точки на начальном участке  $\lg G(1/T)$  аппроксимировались по методу наименьших квадратов

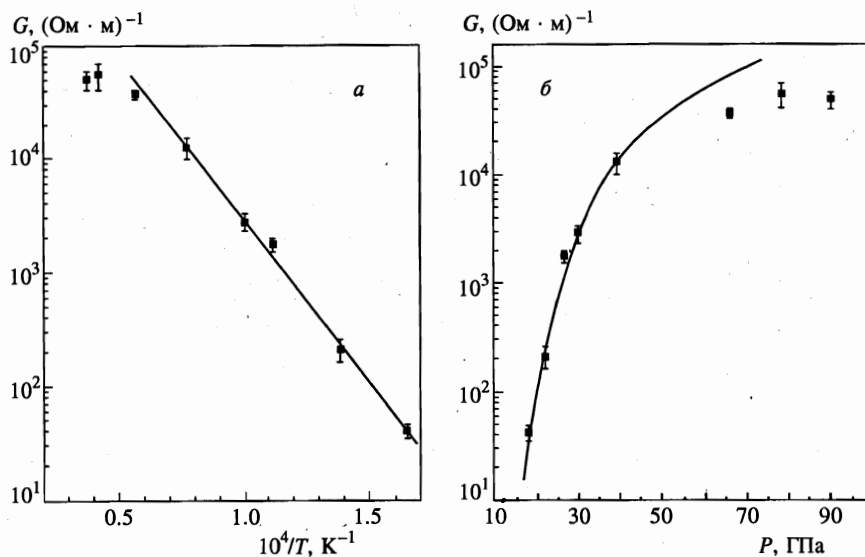


Рис. 10. Электропроводность ударно-сжатого жидкого криптона в зависимости от температуры (а) и давления (б): ■ — экспериментальные результаты, прямая — аппроксимация по четырем нижним точкам

с доверительной вероятностью 90% линейной зависимостью, из которой определена ширина запрещенной зоны в ударно-сжатом жидком криптоне  $E = 11.3 \pm 0.4$  эВ. Как видно из рисунка, экспериментальное значение характерно лишь для начального участка зависимости  $G(1/T)$ , а при возрастании температуры происходит уменьшение ширины запрещенной зоны и, видимо, насыщение зависимости электропроводности по температуре. Ранее аналогичное поведение было зарегистрировано при изучении жидкого ксенона [2]. Для жидкого аргона в исследованной области до  $G \simeq 2 \cdot 10^4$   $(\text{Ohm} \cdot \text{m})^{-1}$  характерна линейная зависимость электропроводности от температуры [4].

Поведение экспериментальных данных в зависимости от амплитуды ударной волны в жидком криптоне приведено на рис. 10б. Из рисунка видно насыщение электропроводности, которая стремится при давлении  $\simeq 70$  ГПа к некоторому предельному значению  $\simeq 6 \cdot 10^4$   $(\text{Ohm} \cdot \text{m})^{-1}$ . В экспериментах с жидким азотом тенденция насыщения электропроводности при давлениях  $\simeq 100$  ГПа в [15] отождествлена с диссоциативным фазовым переходом в жидком азоте в ударной волне. Аналогичное поведение удельной электропроводности зарегистрировано и в экспериментах с жидким водородом [19–21], насыщение которой при давлении  $\simeq 140$  ГПа было связано с металлизацией водорода в ударной волне.

Ударно-волновое сжатие создает уникальные возможности для изучения перехода диэлектриков в металлическое состояние, так как возрастание плотности сопровождается существенным ростом температуры и увеличением числа свободных электронов. Это приводит к размыванию перехода диэлектрик–металл, что создает предпосылки для наблюдения непрерывного перехода диэлектриков в металлическое состояние [22]. Возрастание числа свободных электронов приводит в этом случае к возрастанию коэффициента отражения света от фронта ударной волны, что экспериментально наблюдалось и в настоящей работе при давлении 76.1 ГПа.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе в области давлений до 100 ГПа впервые широко исследовались разнообразные свойства ударно-сжатого жидкого криптона: сжимаемость на адиабате Гюгонио, скорость звука и электропроводность за фронтом ударной волны, коэффициент поглощения света в слое ударно-сжатого вещества, температуры и коэффициент отражения света на фронте ударной волны.

Совокупность экспериментальных данных, представленных в настоящей работе, может быть использована для создания точного уравнения состояния криптона в области высоких давлений и температур.

### Литература

1. В. Д. Урлин, М. А. Мочалов, О. Л. Михайлова, ЖЭТФ 111, 2099 (1997).
2. V. D. Urllin, M. A. Mochalov, and O. L. Mikhailova, High Pressure Research 8, 595 (1992).
3. Ф. В. Григорьев, С. Б. Кормер, О. Л. Михайлова, М. А. Мочалов, В. Д. Урлин, ЖЭТФ 88, 1271 (1985).
4. Л. А. Гатилов, В. Д. Глуходедов, Ф. В. Григорьев, С. Б. Кормер, Л. В. Кулешова, М. А. Мочалов, Прикл. математика и техн. физика 1, 99 (1985).
5. Л. В. Альтшулер, УФН 85, 197 (1965).
6. И. Ш. Модель, ЖЭТФ 32, 714 (1957).
7. С. Б. Кормер, М. В. Сеницын, Г. А. Кириллов, В. Д. Урлин, ЖЭТФ 48, 1033 (1965).
8. С. Б. Кормер, УФН 94, 641 (1968).
9. Г. А. Кириллов, С. Б. Кормер, Л. Т. Попова, М. В. Сеницын, ЖЭТФ 49, 135 (1965).
10. С. Б. Кормер, М. В. Сеницын, А. И. Куряпин, ЖЭТФ 55, 1626 (1968).
11. Я. Б. Зельдович, С. Б. Кормер, В. Д. Урлин, ЖЭТФ 55, 1631, (1968).
12. И. М. Воскобойников, М. Ф. Гоголя, Ю. А. Долгобородов, ДАН СССР 246, 579 (1979).
13. H. V. Radousky, W. J. Nellis, M. Ross, D. C. Hamilton, and A. C. Mitchell, Phys. Rev. Lett. 57, 2419 (1986).
14. H. V. Radousky and M. Ross, High Pressure Research 1, 39 (1988).
15. H. V. Radousky, W. J. Nellis, M. Ross, D. C. Hamilton, and A. C. Mitchell, Phys. Rev. Lett. 57, 2419 (1986).
16. H. Radousky and M. Ross, Phys. Lett. A 129, 43 (1988).
17. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, Наука, Москва (1970).
18. Л. А. Гатилов, Л. В. Кулешова, Прикл. математика и техн. физика 1, 136 (1981).
19. W. J. Nellis, S. T. Weir, and A. C. Holmes, Sciencs 76, 1860 (1996).
20. W. J. Nellis, S. T. Weir, and A. C. Mitchell, Science 273, 936 (1996).
21. S. T. Weir, A. C. Mitchell, and W. J. Nellis, Phys. Rev. Lett. 76, 1860 (1996).
22. Я. Б. Зельдович, Избранные труды, Химическая физика и гидродинамика, Наука, Москва (1984), с. 130.