

УДК 539.4

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ЗВУКА ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ОЛОВЕ

М. В. Жерноклетов¹, А. Е. Ковалёв¹, В. В. Комиссаров¹, М. Г. Новиков¹,
М. Э. Зохер², Ф. Дж. Черне²

¹РФЯЦ, ВНИИ экспериментальной физики, 607188 Саров, root@gdd.vniief.ru

²Лос-Аламосская национальная лаборатория, 87545 Лос-Аламос, США, zocher@lanl.gov, cherne@lanl.gov

Приведены результаты измерения двумя методами скорости звука в ударно-сжатых образцах олова с начальной плотностью 7.28 г/см^3 и содержанием примесей не более 0.085 %. В диапазоне давлений $30 \div 150 \text{ ГПа}$ скорость звука определена методом догоняющей разгрузки с использованием индикаторных жидкостей. Для регистрации свечения жидких индикаторов использовались оптические датчики на основе фотодиода. При давлениях ударного сжатия $5 \div 18 \text{ ГПа}$ скорость звука в олове измерена методом встречной разгрузки с применением манганиновых датчиков. Проведено сравнение экспериментальных данных с расчетами и результатами других авторов. Выявлены границы области плавления олова на ударной адиабате.

Ключевые слова: олово, ударная адиабата, скорость звука, индикаторная жидкость, манганиновый датчик, фазовые переходы, плавление.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время отмечается значительный интерес к исследованию динамических свойств олова как теоретическими [1–5], так и экспериментальными методами [6–11]. По мере увеличения давления в олове происходит несколько структурных фазовых переходов, учет которых усложняет его фазовую диаграмму [1–5]. В статических экспериментах на алмазных наковальнях обнаружено, что при комнатной температуре олово трансформируется из β -фазы в объемно-центрированную тетрагональную (ОЦТ) структуру при давлении $p \approx 9.4 \text{ ГПа}$ [1], а при $p \approx 45 \text{ ГПа}$ оно переходит в фазу с объемно-центрированной кубической (ОЦК) структурой [6]. В первом случае объемные изменения составляют 2.6 %, во втором — около 0.8 %.

Значительно более широкий спектр высокотемпературных (p, V, T) состояний вещества и условий для протекания различных фазовых превращений получен с помощью ударных волн. Зарегистрированный в [8] двухволновый профиль ударного фронта в олове свидетельствует об осуществлении в нем полиморфного превращения при $p = 8.9 \text{ ГПа}$ [8]. По данным работ [6, 9–11] в диапазоне $p = 35 \div 44 \text{ ГПа}$ про-

исходит переход олова из ОЦТ- в ОЦК-фазу.

Согласно экспериментальным данным [10] плавление олова на ударной адиабате начинается при $p \approx 45 \text{ ГПа}$, согласно [11] — при $p \approx 49 \text{ ГПа}$. Примерно те же давления начала плавления определены в [12] путем сопоставления в координатах $D-u$ ударных адиабат олова в исходных жидком состоянии при $T = 400 \text{ }^\circ\text{C}$ и твердом состоянии при нормальной температуре ($T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$). В [10] начало плавления на ударной адиабате получено по измерениям продольных и объемных скоростей звука методом обратного удара с применением системы VISAR для регистрации профилей массовой скорости границы раздела между приемником из LiF и ударником из олова. В [11] давление начала плавления определено по полученным с помощью системы VISAR зависимостям от времени скоростей движения контактных границ между ударно-нагруженными образцами олова и окнами из LiF. В данной работе задача решена с привлечением итерационных численных расчетов для определения давления, температуры, удельного объема и энергии в сжатых и разгруженных состояниях. Для твердых β - и ОЦТ-фаз и жидкости использовались уравнения состояния в форме Ми — Грюнайзена.

В настоящее время наиболее точным методом регистрации плавления при ударно-волновом нагружении считается [13] измере-

М. А. Zocher, F. J. Cherne.

Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico 87545, USA

ние продольной упругой (c_l) и объемной (c_b) скоростей звука за фронтом ударной волны в зависимости от ее амплитуды, поскольку скорость звука характеризуется большой чувствительностью к изменению сжимаемости вещества. Излом на зависимости скорости звука от давления связан со структурными переходами в ударно-сжатом веществе. После плавления вещество теряет свои анизотропные свойства, к числу которых относится упругость. Таким образом, если в эксперименте регистрировать различие (или его отсутствие) скоростей c_l и c_b в области давлений, охватывающей предполагаемую зону плавления вещества в ударной волне, то можно определить давление нижней и верхней границ плавления. Уменьшение различия между c_l и c_b , соответствующее приближению коэффициента Пуассона к значению 0.5, отвечает началу плавления.

Цель проведенных исследований заключалась в измерении скоростей звука в ударно-сжатых образцах олова и определении на ударной адиабате границ области его плавления.

В отличие от [10], измерение скоростей звука в образцах олова, сжатых до $p > 30$ ГПа, проведено методом догоняющей разгрузки с использованием индикаторных жидкостей для оптической регистрации интенсивности теплового излучения, вызванного сжатием вещества в ударной волне. При меньших давлениях в образцах для регистрации скоростей звука использован метод встречной разгрузки с применением пьезорезистивных датчиков на основе манганина.

Первые результаты измерения скорости звука в ударно-сжатом олове оптическим методом с использованием фотодиодных преобразователей и методом регистрации профилей давления с помощью манганиновых датчиков были опубликованы авторами в [14]. В настоящей работе результаты прежних исследований олова уточнены и дополнены новыми данными.

ИНДИКАТОРНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ЗВУКА

Постановка экспериментов для оптического измерения скоростей звука методом догоняющей разгрузки с использованием индикаторных жидкостей принципиально не отличалась от схемы, реализованной и подробно описанной в [15]. Конструкция ячейки с исследуемыми образцами, применяемая в наших экспериментах, приведена на рис. 1. Четыре образца

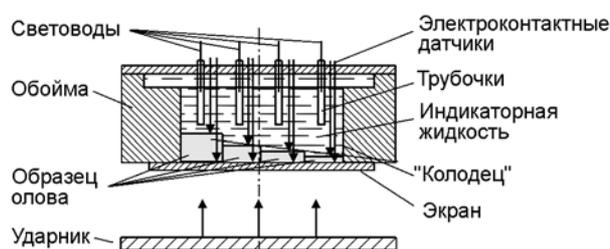


Рис. 1. Конструкция ячейки для измерения оптическим методом скорости звука в олове

олова толщиной $1.5 \div 6$ мм размещались в четырех сквозных отверстиях — «колодцах» в толстом диске из алюминия (АД 1) или стали (Ст. 3) толщиной $10 \div 15$ мм, к которому крепился экран из алюминия или из стали тех же марок.

«Колодец» заполнялся индикаторной жидкостью. После удара быстролетящей тонкой пластины по экрану, на котором располагаются образцы олова, в ударнике и экране образуются ударные волны, распространяющиеся в противоположные стороны. При выходе ударной волны на тыльную сторону ударника формируется волна разрежения, которая последовательно проходит через слой ударника, экрана, исследуемого образца и далее входит в индикаторную жидкость. Задача состоит в определении толщины образца x_{\max} , на которой волна разрежения догоняет бегущий впереди фронт ударной волны. Если на образец толщиной $x < x_{\max}$ поместить индикатор, то до момента прихода на ударный фронт первой характеристики волны разрежения в индикаторе (координата и время догона) будет фиксироваться постоянная или нарастающая интенсивность излучения, которая затем начнет спадать.

Для создания ударных волн в образцах олова применялись генераторы, принцип действия которых основан на разгоне тонких ударников продуктами взрыва цилиндрических зарядов взрывчатого вещества различной мощности.

Конкретная геометрия экспериментальных ячеек для каждого генератора ударных волн выбиралась путем численного моделирования волновых процессов, распространяющихся по элементам конструкций. Моделирование выполнялось по одномерной и двумерной газодинамическим программам [16]. В расче-

тах для олова применялось уравнение состояния Ми — Грюнайзена с предельной плотностью, в котором при определении подгоночных коэффициентов использовалась ударная адиабата олова в виде [17]

$$D = 2.437 + 1.688u - 0.047u^2, \quad (1)$$

где u — массовая скорость. Для материалов ударников и экранов применялось уравнение состояния Ми — Грюнайзена с зависимостью коэффициента Грюнайзена Γ от плотности ρ .

В качестве индикаторов использовались жидкости с известными ударными адиабатами: тетрахлорметан ($\rho_0 = 1.585 \text{ г/см}^3$), бромформ ($\rho_0 = 2.886 \text{ г/см}^3$) и менее известная жидкость карбогал (перфтор-1,3-диметилциклогексан, $\rho_0 = 1.856 \text{ г/см}^3$), сведения о динамических и термодинамических свойствах которой приведены в [18].

Процесс свечения индикаторной жидкости при прохождении по ней фронта ударной волны регистрировался с помощью преобразователей оптических сигналов на основе фотодиода ФД256 и кварцевых световодов диаметром 400 мкм, расположенных над каждой ступенькой образца. Для исключения боковой засветки свечением от соседних ступенек образца световоды помещали в металлические трубки. Сигналы регистрировались осциллографами типа «Agilent» и «Tektronix». Точность временных измерений движения фронта ударной волны в индикаторе не хуже 2 нс. Кроме того, в каждом опыте при помощи электроконтактных датчиков регистрировалось время движения ударной волны по образцу олова.

Скорость звука в олове вычислялась по формуле

$$c = \frac{x_{\max}}{\sigma(t_{\text{УВ}} - t_{\text{ВР}} + x_{\max}/D)}, \quad (2)$$

где σ — сжатие, $t_{\text{УВ}}$ — время входа ударной волны в образец, $t_{\text{ВР}}$ — время входа волны разрежения в образец (времена определяются по $x-t$ -диаграмме), D — скорость ударной волны в олове, x_{\max} — толщина ступеньки, при которой «догон» происходит на границе раздела олово — индикатор.

Типичные осциллограммы опытов по измерению скорости звука в четырехступенчатом образце олова приведены на рис. 2 и 3. Стрелками отмечены моменты входа ударной волны в индикаторную жидкость (t_1), в качестве которой использовался карбогал, и «догон» (t_2)

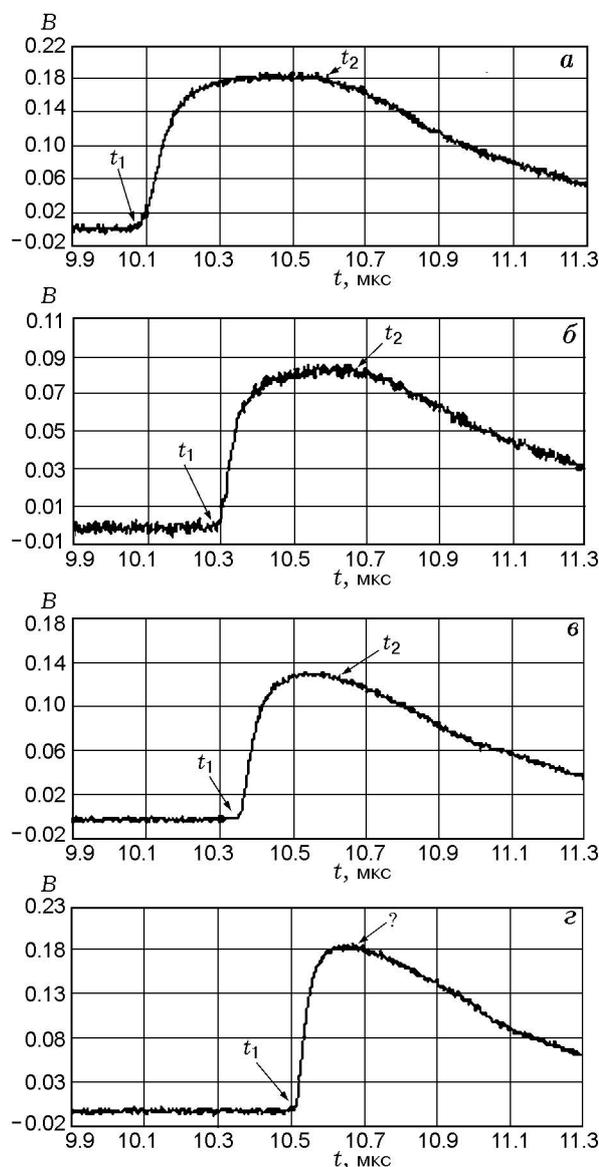


Рис. 2. Излучение фронта ударной волны в СНВГ₃ при $p = 72 \text{ ГПа}$ за ступеньками олова толщиной 2.95 (а), 3.77 (б), 4.55 (в), 5.36 мм (г)

волной разрежения фронта ударной волны в жидкости. С целью уточнения момента «догона» t_2 для некоторых осциллограмм (начала спада яркости свечения индикаторной жидкости) выполнялось сглаживание сигнала в компьютерной программе «Origin».

На рис. 4 представлена линейная зависимость длительности постоянной интенсивности излучения от толщины образца олова, построенная по осциллограммам, приведенным на рис. 2. Путем экстраполяции этой зависимости к нулевому времени получаем толщину

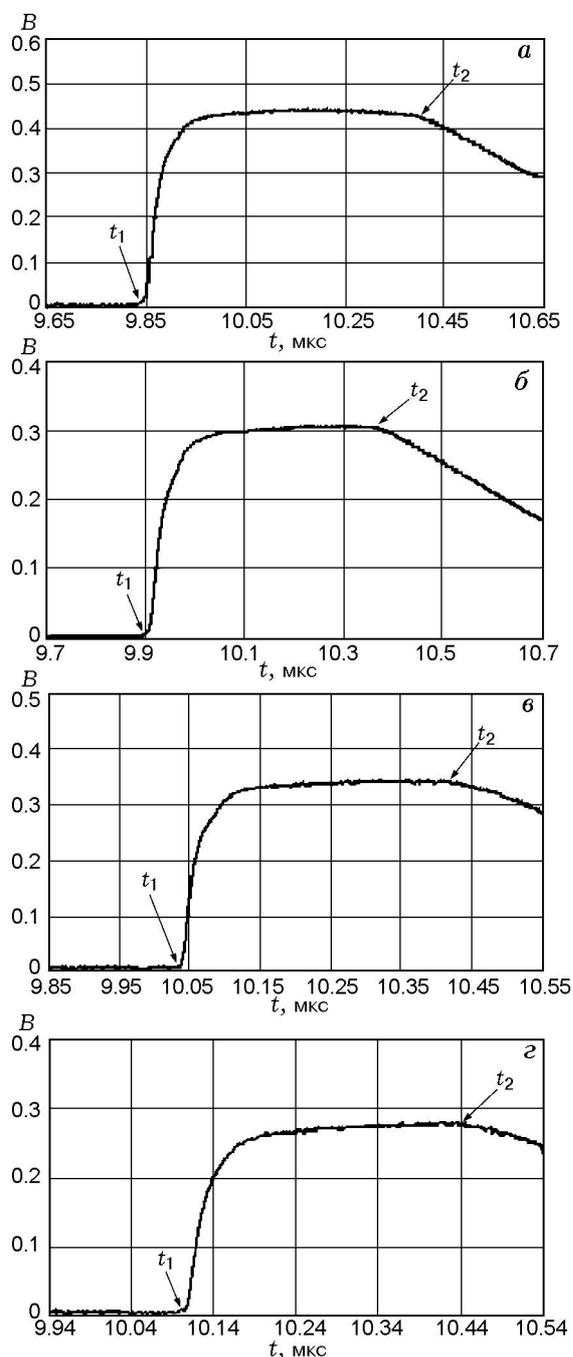


Рис. 3. Излучение фронта ударной волны в C_8F_{16} при $p = 145$ ГПа за ступеньками олова толщиной 2.00 (а), 2.50 (б), 3.00 (в), 3.50 мм (г)

x_{\max} , при которой волна разрежения догоняет ударную волну внутри образца.

При давлениях в олове менее 30 ГПа температура свечения ударно-сжатого жидкого индикатора близка к пределу чувствительности регистрирующих фотодиодов ФД256

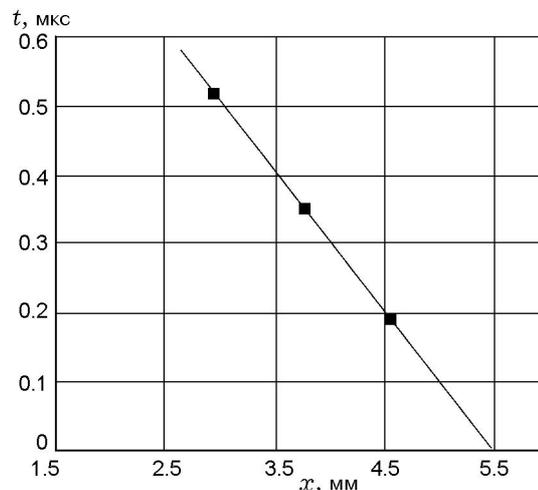


Рис. 4. Зависимость времени свечения ударной волны в C_8F_{16} от толщины образцов олова и ее линейная аппроксимация

(≈ 1500 K). При таких давлениях время формирования оптически плотного излучающего слоя индикатора по порядку величины сравнимо с временем свечения индикатора при прохождении по нему фронта ударной волны до момента «догона» волной разрежения. В связи с этим для определения скоростей звука в олове в области низких давлений ($p \leq 30$ ГПа) выполнены эксперименты с применением манганинового датчика.

МЕТОД МАНГАНИНОВОГО ДАТЧИКА

Детальная структура ударного фронта нагружения и волны разрежения в образцах олова определялась при помощи методики манганинового датчика давления [8, 19]. Схема постановки опытов с оловом представлена на рис. 5.

Заряд взрывчатого вещества формирует в экране квазистационарный профиль ударной волны с несимметричностью фронта не более 0.05 мкс на площади диаметром ≈ 70 мм. На рис. 6 приведен профиль волн нагружения и встречной разгрузки в олове. Профиль давления рассчитывался с использованием калибровочной зависимости электросопротивления манганина от напряжения ударного сжатия по амплитуде отклонения луча на экране. На осциллограмме рис. 6 наблюдается разделение волны разрежения на упругую (c_1) и пластическую (c_2), что свидетельствует о нерасплавленном (не полностью расплавленном) состоянии олова. Первоначальное уменьшение ам-

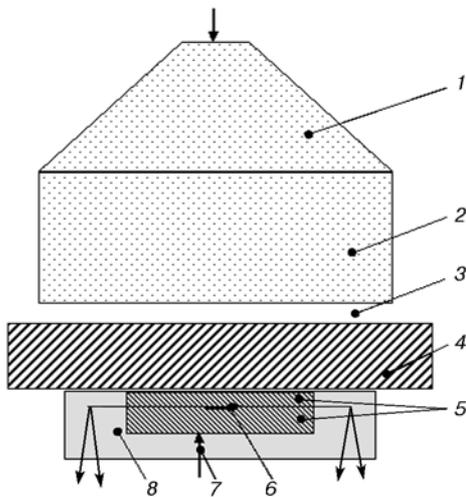


Рис. 5. Схема опыта по регистрации скорости звука манганиновыми датчиками:

1 — генератор ударной волны, 2 — основной заряд взрывчатого вещества, 3 — воздушный зазор, 4 — экран, 5 — составной образец, 6 — манганиновый датчик давления, 7 — электроконтактный датчик, 8 — эпоксидная смола

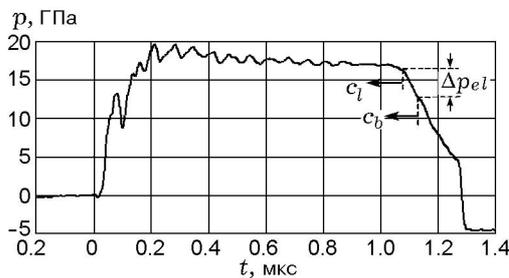


Рис. 6. Профиль волн нагружения и разгрузки в олове:

c_l — упругая, c_b — пластическая волны разрежения; Δp_{el} — давление упругой волны разрежения

плитуды сигнала перед упругой волной разрежения является, по-видимому, «откликом» на толщину изоляции манганинового датчика. Кроме того, это уменьшение может быть связано с так называемым в литературе эффектом «отражения» упругого предвестника [20].

Совместная обработка осциллограмм, зарегистрированных датчиками давления и электроконтактным датчиком, установленным на исследуемый образец, позволяет определить упругую продольную и объемную скорости звука. При выполнении вычислений вносились небольшие поправки для учета толщины датчика и его изоляции. Точность измерений давления составляет $\approx 6\%$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Параметры состояний и значения скоростей звука в ударно-сжатом олове, полученные оптическим методом и методом манганинового датчика, сведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1
Результаты измерения скорости звука оптическим методом

Параметры состояний в олове			
D , км/с	u , км/с	p , ГПа	c , км/с
4.05	0.98	29 ± 3	4.49 ± 0.17
4.12	1.02	31 ± 3	4.15 ± 0.31
4.38	1.19	38 ± 2	4.59 ± 0.18
4.43	1.22	39 ± 2	4.82 ± 0.34
4.71	1.40	48 ± 4	4.89 ± 0.20
5.05	1.62	60 ± 4	5.26 ± 0.18
5.13	1.67	63 ± 3	5.39 ± 0.29
5.38	1.84	72 ± 6	5.27 ± 0.20
5.44	1.87	74 ± 5	5.24 ± 0.20
5.50	1.92	77 ± 5	5.47 ± 0.30
5.57	1.95	79 ± 4	5.40 ± 0.20
5.75	2.08	87 ± 3	5.38 ± 0.35
5.79	2.11	89 ± 3	5.31 ± 0.22
6.02	2.26	99 ± 3	5.52 ± 0.14
6.19	2.38	108 ± 4	5.85 ± 0.26
6.55	2.63	125 ± 3	5.92 ± 0.30
6.78	2.79	138 ± 3	6.04 ± 0.18
6.90	2.88	145 ± 3	6.17 ± 0.20
7.06	2.99	154 ± 3	6.25 ± 0.50

Таблица 2
Результаты измерения скорости звука манганиновыми датчиками

D , км/с	u , км/с	p , ГПа	c_l , км/с	c_b , км/с
2.85	0.25	5.1 ± 0.2	3.82 ± 0.19	3.30 ± 0.17
2.94	0.30	6.5 ± 0.2	3.79 ± 0.19	3.47 ± 0.17
3.18	0.45	10.4 ± 0.3	3.65 ± 0.18	—
3.58	0.69	18.0 ± 0.5	4.00 ± 0.20	3.68 ± 0.18

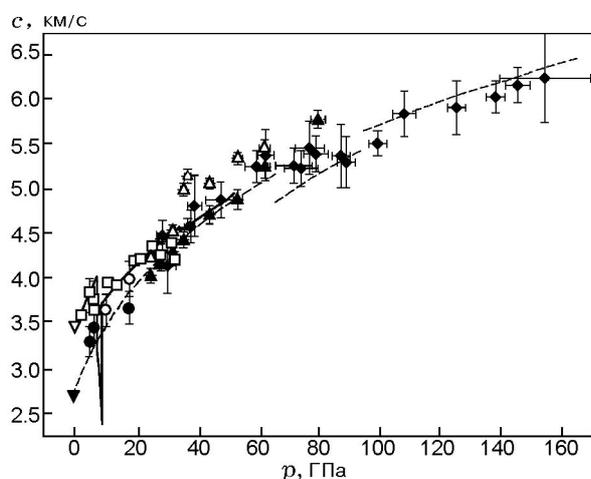


Рис. 7. Зависимость продольной и объемной скорости звука в олове от давления ударного сжатия:

----- — расчет по уравнению состояния [3],
 ———— — расчет по уравнению состояния [4], □ —
 скорость звука из [9], Δ, ▲ — скорость звука
 из [10], ▼, ▽ — скорость звука, измеренная во
 ВНИИЭФ ультразвуковым методом, ○, ● — на-
 стоящая работа (манганин), ◆ — настоящая рабо-
 та (оптический метод); светлые знаки относятся
 к продольной скорости звука, темные — к объем-
 ной скорости (за исключением данных, получен-
 ных оптическим методом)

На рис. 7 представлены экспериментальные и расчетные значения скоростей звука в зависимости от давления. Значения продольной скорости звука $c_l = 3.49$ км/с и изэнтропической скорости звука $c_b = 2.71$ км/с при атмосферном давлении измерены во ВНИИЭФ ультразвуковым методом. Кроме наших данных, на рис. 7 приведены результаты [9] измерения скорости звука в олове в диапазоне $p = 2.4 \div 33$ ГПа с использованием доплеровского лазерного интерферометра и данные измерений [10] в диапазоне $p \approx 25 \div 80$ ГПа с помощью интерферометра VISAR. Представленные расчетные зависимости построены в [3, 4] по полуэмпирическим уравнениям состояния олова с учетом полиморфных фазовых превращений и плавления.

Как видно из рис. 7, данные измерений с использованием манганинового датчика в пределах ошибки хорошо согласуются с результатами работы [9] и расчетами [3, 4]. При $p \approx 10$ ГПа наблюдается заметный спад упругих продольных скоростей звука от давления, полученных с помощью манганинового датчика. Этот спад связан с $\beta \rightarrow \gamma$ (ОЦТ) фазовым пре-

вращением олова в ударной волне, о котором говорится в работах [1, 5–7]. Он воспроизводится расчетами по уравнению состояния Кокса [4].

Отметим, что скорости звука, полученные оптическим методом, имеют заметный разброс значений в области $p \approx 31 \div 48$ ГПа, что может свидетельствовать о проявлении здесь $\gamma \rightarrow$ ОЦК фазового превращения. Вполне вероятно, что причину разброса можно объяснить тем фактом, что оптический метод с применением индикаторной жидкости не позволяет четко регистрировать двухволновую структуру волны разрежения. В [10] вплоть до давления ≈ 62 ГПа зарегистрировано расщепление волны разрежения в олове на упругую и пластическую составляющие. Это свидетельствует о том, что при этом давлении олово еще обладает прочностью твердого тела. При najwyżшем давлении ≈ 80 ГПа в [10] зарегистрирована одноволновая структура волны разрежения, которая движется по олову, по мнению авторов, с объемной скоростью звука. Однако по нашим данным (см. рис. 7) при $p > 48$ ГПа скорость звука в олове растет вплоть до давления ≈ 63 ГПа. В области $p \approx 60 \div 90$ ГПа наблюдается заметное плато на графике зависимости скорости звука от давления. При $p > 90$ ГПа рост скорости возобновляется вплоть до максимально достигнутого в экспериментах давления в олове 154 ГПа. Качественный анализ осциллограмм оптических экспериментов показал, что при $p \gtrsim 89$ ГПа в олове начало спада амплитуды сигналов свечения индикаторов (момент догона волной разгрузки фронта ударной волны) проявляется более четко, чем у сигналов при меньших давлениях, и этот спад практически линейный (см. рис. 2 и 3). Полученные результаты согласуются с одним из вариантов расчета по уравнению состояния [3], согласно которому область плавления γ -Sn на ударной адиабате соответствует диапазону давлений $p = 64 \div 93$ ГПа, но противоречит выводам авторов [10, 11]. Обнаруженные скачки в скоростях звука при давлениях ≈ 60 и ≈ 90 ГПа мы связываем с началом и завершением плавления олова на ударной адиабате.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тонков Е. Ю. Фазовые диаграммы элементов при высоком давлении. — М.: Наука, 1979.
2. Хищенко К. В. Фазовые превращения олова при высоких давлениях // Тр. междунар. конф.

- «IX Харитоновские тематические научные чтения». — Саров: РФЯЦ ВНИИЭФ, 2007. — С. 316.
3. **Fortov V. E., Khishchenko K. V., Levashov P. R., Lomonosov I. V.** Wide-range multi-phase equations of state for metals // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. — 1998. — V. 415, N 3. — P. 604–608.
 4. **Cox G. A.** A multi-phase equation of state and strength model for tin // Shock Compression of Condensed Matter-2005 / M. D. Furnish, M. Elert, T. P. Russel, C. T. White (Eds). — New York: AIP, 2006. — P. 208–211.
 5. **Signor L., Dragon A., De Resseguier T., Roy G., Llorca F.** Modelling of cavitation in melted tin upon intense shock-wave loading // Intern. Conf. New Models and Hydrocodes for Shock Wave Processes in Condensed Matter. — Dijon, 2006. — P. 34–35.
 6. **Liu M., Liu L.** Compression and phase transitions of tin to half a megabar // High. Temp. — High. Press. — 1986. — V. 18. — P. 79–85.
 7. **Vohra Y. K., Ruoff A. L.** Tin of high pressures: the energy — dispersive x -ray diffraction study to 120 GPa // Phys. Rev. Ser. B. — 1989. — V. 39. — P. 10359–10361.
 8. **Павловский М. Н., Комиссаров В. В.** Полиморфные превращения олова в ударных волнах сжатия и разгрузки // ЖЭТФ. — 1990. — Т. 98, вып. 5 (11). — С. 1748–1751.
 9. **Martinez E., Servas J. M.** Sound velocity Doppler laser interferometry measurements on tin // Shock Compression of Condensed Matter-2001 / M. D. Furnish, N. N. Thadhani, Y. Horie (Eds). — New York: AIP, 2002. — P. 1200–1203.
 10. **Jianbo Hu, Xianming Zhou, et al.** Successive phase transitions of tin under shock compression // Appl. Phys. Lett. — 2008. — V. 92. — P. 111905.
 11. **Mabire C., Hereil P.** Shock induced polymorphic transition and melting of tin // Shock Compression of Condensed Matter-1999 / M. D. Furnish, L. C. Chabildas, R. S. Hixson (Eds). — New York: AIP, 2000. — P. 93–96.
 12. **Трунин Р. Ф., Жерноклетов М. В., Кузнецов Н. Ф., Шутов В. В.** Динамическая сжимаемость расплавленных и охлажденных металлов // Теплофизика высоких температур. — 1995. — Т. 33, № 2. — С. 222–226.
 13. **Ударные** волны и экстремальные состояния вещества / под ред. В. Е. Фортова, Л. В. Альтшулера, Р. Ф. Трунина, А. И. Фунтикова. — М.: Наука, 2000.
 14. **Zhernokletov M. V., Kovalev A. E., Komissarov V. V., et al.** Measurement of sound velocities in shock-compressed tin under pressures up to 150 GPa // Shock Compression of Condensed Matter-2009 / M. L. Elert, W. T. Buttler, M. D. Furnish, W. W. Anderson, W. G. Proud (Eds). — New York: AIP, 2009. — P. 1217–1220.
 15. **McQueen R., Hixson J., Fritz L.** Optical technique for determining rarefaction wave velocities at very high pressures // Rev. Sci. Instrum. — 1982. — V. 53, N 2. — P. 245–250.
 16. **Гаврилов Н. Ф., Иванова Г. Г., Селин В. И., Софронов В. Н.** Программа УПОК для решения одномерных задач механики сплошной среды в одномерном комплексе // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. — 1982. — Вып. 3/11. — С. 11–14.
 17. **Экспериментальные** данные по ударноволновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ / под ред. Р. Ф. Трунина. — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2001.
 18. **Гударенко Л. Ф., Жерноклетов М. В., Киришанов С. И., Ковалев А. Е., Куделькин В. Г., Лебедева Т. С., Ломайкин А. И., Мочалов М. А., Симаков Г. В., Шуйкин А. Н., Воскобойников И. М.** Экспериментальные исследования свойств ударно-сжатого карбогала. Уравнения состояния карбогала и оргстекла // Физика горения и взрыва. — 2004. — Т. 40, № 3. — С. 104–116.
 19. **Павловский М. Н., Комиссаров В. В.** Особенности фазового превращения висмута в волне разрежения // ЖЭТФ. — 1982. — Т. 83, вып. 6 (12). — С. 2146–2151.
 20. **Rosenberg Z., Partom Y., Yaziv D.** The use of in-material stress gauges for estimating the dynamic yield strength of shock-loaded solids // J. Appl. Phys. — 1984. — V. 56, N 1. — P. 143–146.

Поступила в редакцию 26/X 2010 г.