

УДК 533.6.011.72

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ТИТАНЕ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ В ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЯ ДО 150 ГПа

В. А. Борисёнок¹, М. В. Жерноклетов^{1,2}, А. Е. Ковалёв², А. М. Подурец^{1,2},
В. Г. Симаков^{1,2}, М. И. Ткаченко²

¹Саровский физико-технический институт — филиал Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ», 607186 Саров

²РФЯЦ, ВНИИ экспериментальной физики, Институт физики взрыва, 607188 Саров
postmaster@ifv.vniief.ru

Проведены исследования фазовых превращений в титане ВТ1-0. ПВДФ-датчиками зарегистрированы профили ударной волны в диапазоне давления $10 \div 26$ ГПа. По двум методикам измерены скорости звука в ударно-сжатых образцах титана. При давлении менее 30 ГПа скорость звука в титане определена методом встречной разгрузки с помощью манганиновых датчиков, при давлении в диапазоне $30 \div 150$ ГПа — методом догоняющей разгрузки с использованием индикаторных жидкостей. При давлении 20 \div 40 и 60 \div 90 ГПа на зависимости скорости звука от давления обнаружены изломы, первый из которых связан, по-видимому, с превращением $\alpha \rightarrow \omega$, а второй — с плавлением. Рентгеноструктурный анализ выявил наличие ω -фазы в образцах, сохраненных после нагружения давлением в стальных ампулах в интервале $9 \div 23$ ГПа. Зависимость выхода ω -фазы от давления нагружения имеет вид кривой с максимумом при $p \approx 15$ ГПа.

Ключевые слова: титан, ударная адиабата, фазовый переход, плавление, скорость звука.

ВВЕДЕНИЕ

Переход при статическом повышении давления в титане из гексагональной плотноупакованной фазы α в гексагональную фазу ω был открыт в 1963 г. [1]. С тех пор разными исследователями получены довольно отличающиеся друг от друга значения давления начала фазового превращения $\alpha \rightarrow \omega$: от 2 до 11 ГПа [2, 3]. При этом было замечено, что на давление перехода влияет негидростатичность приложенной нагрузки; давление равновесия было определено при приложении сдвигового напряжения и равняется 2.0 ГПа [4]. Изменение объема при переходе незначительно — 1.2 %.

Фазовое превращение происходит и при ударном нагружении. Впервые излом на ударной адиабате титана был обнаружен при давлении $p = 17.5$ ГПа [5]. Какому превращению этот излом соответствует, не ясно. В то же время в работе [6] излом на адиабате титана зафиксирован не был. В более поздних экспериментах со сплошным и пористым титаном, выполненных в аналогичной работе [6] постановке, излом зафиксирован только на адиабате сплошного титана, но не на адиабатах

пористых образцов [7]. Поэтому было высказано предположение, что отсутствие излома на адиабате в [6] вызвано небольшой непроконтролируемой пористостью образцов. Область фазового превращения, согласно [7], составила $12 \div 22$ ГПа.

В работе [8] выводы, сделанные в [5], трактуются как ошибочные. Весь комплекс экспериментальных данных, полученных в [5, 7], авторы [8] интерпретируют как фазовый переход, протекающий в интервале $p = 10.7 \div 14.3$ ГПа, причем до 12 ГПа адиабата, по их представлениям, лежит на метастабильной α -ветви, а выше начинается переход.

Манганиновым датчиком фазовый переход $\alpha \rightarrow \omega$ зафиксирован при $p = 11.9$ ГПа [9]. При этом профиль ударной волны, полученный в [9], можно рассматривать как безударный, т. е. влияние кинетики на процесс велико [8]. О влиянии кинетики превращения свидетельствует и зависимость давления перехода от времени пробега ударной волны (УВ) по образцу (толщины образца) [10, 11].

Экспериментально обнаружено влияние химической чистоты титана на величину порога ударно-волнового превращения $\alpha \rightarrow \omega$. Так, в работе [12] при добавлении кислорода в количестве 0.37 ат. % фазовый переход не фиксиро-

вался, но в чистом титане он зафиксирован при $p = 10.4$ ГПа.

Для экспериментов по определению давления фазового превращения в титане характерны, как мы видим, большие расхождения в результатах, полученных в статике и динамике по разным методикам. В работе [13] эти различия объясняют зависимостью гистерезиса фазового превращения от времени приложения нагрузки. Гистерезис превращения $\alpha \leftrightarrow \omega$ в титане настолько велик, что фаза высокого давления сохраняется после снятия нагрузки, как статической, так и динамической. В динамике ω -фаза обнаружена рентгенографически в образцах, нагруженных давлением выше 10 ГПа в стальных ампулах [14]. Электронно-микроскопическое исследование обжатых образцов [15] выявило в них наличие ориентационных соотношений α - и ω -фаз, аналогичных полученным в статике. Это позволило авторам сделать вывод о мартенситном характере превращения $\alpha \rightarrow \omega$. Помимо ориентационных соотношений, в пользу мартенситного (бездиффузионного, атермического) превращения в статике свидетельствует и сильная зависимость его от пластической деформации [4, 16]. С другой стороны, превращение $\alpha \rightarrow \omega$ идет легче при повышении температуры как в статике [1], так и в динамике [11], этот факт авторы [11] объясняют тем, что нагрев облегчает образование зародышей. Следует признать правоту авторов [17], утверждающих, что «относительно природы образования ω -фазы (...) существуют различные точки зрения, однако до сих пор нет достаточно надежных экспериментальных доказательств, подтверждающих справедливость одной из них».

Сохранность ω -фазы после снятия давления, наблюдаемая как в статических, так и в динамических условиях, делает ее доступной для исследования лабораторными методами структурного анализа. В [15] проводились количественные оценки содержания ω -фазы в образцах после ударно-волнового нагружения при начальной температуре 120 и 293 К. Было замечено, что при одном и том же давлении в случае более низкой температуры концентрация ω -фазы в образце выше. Зависимость концентрации от давления нагружения имеет вид кривой с максимумом, при давлении выше которого содержание ω -фазы понижается. Этот эффект вызван воздействием на ω -фазу остаточного разогрева после разгрузки, так как из-

вестно, что при атмосферном давлении ω -фаза нестабильна и при нагревании распадается, превращаясь в стабильную α -модификацию [18]. Аналогичное прохождение через максимум зависимости концентрации ω -фазы титана в ударно-нагруженных образцах от давления зафиксировано в [19]. В нагруженных ударной волной стальных ампулах, охлажденных до -180 °С, ω -фаза Ti регистрировалась в интервале $p \approx 9 \div 30$ ГПа, а выше и ниже его после нагружения сохранялась только α -фаза [20].

МАТЕРИАЛ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Образцы для исследования изготавливались из промышленного, технически чистого титана марки ВТ1-0 (99.3 % Ti (по массе)). Металлографический анализ показал, что структура исходного титана неравномерная, есть области с мелким зерном (размером от 20 мкм) и крупным (размером до 600 мкм).

Ударно-волновое сжатие во всех экспериментах осуществлялось с помощью контактных и разгонных нагружающих систем, основанных на взрыве химических взрывчатых веществ разной мощности. При выборе генератора ударных волн предварительно были выполнены оценки ударно-сжатых состояний титана, создаваемые этими устройствами. Для регистрации профилей давления в интервале $10.5 \div 25$ ГПа использовались ПВДФ-датчики [21]. В зависимости от цели опытов толщина образцов изменялась от 1.4 до 20 мм при диаметрах 40 или 70 мм.

В опытах на сохранение использовались стальные ампулы сохранения $\varnothing 33 \times 18$ мм, размер образцов составлял $\varnothing 16 \times 2$ мм. Геометрия опытов исключала влияние боковых разгрузок во время ударного нагружения и минимизировала остаточную деформацию. После вскрытия контейнеров образцы подвергали металлографическому анализу на оптическом микроскопе Axiovert 40 MAT и рентгеноструктурному анализу на дифрактометре Shimadzu XRD-7000. Перед съемкой на дифрактометре стравливался наружный деформированный слой образца толщиной ≈ 0.1 мм.

Скорость звука при давлении ударного сжатия менее 30 ГПа измерялась методом встречной разгрузки пьезорезистивными датчиками на основе манганина, при более высоком давлении вплоть до 150 ГПа — методом догоняющей разгрузки с использованием оптически прозрачных индикаторных жидкостей [22].

РЕГИСТРАЦИЯ ПРОФИЛЯ ДАВЛЕНИЯ УВ С ПОМОЩЬЮ ПВДФ-ДАТЧИКОВ

Опыты по регистрации профиля давления при ударном сжатии титана проведены в диапазоне $p = 10 \div 26$ ГПа. Зависимости $p(t)$, полученные при давлении нагружения ≈ 10 ГПа, не содержат каких-либо особенностей, указывающих на фазовое превращение. В качестве примера на рис. 1, *а* приведена осциллограмма тока, зарегистрированная для образца толщиной 15 мм при $p = 10.5$ ГПа, на рис. 1, *б* — рассчитанная по ней зависимость давления от времени. Двухволновая структура тока датчика характерна для всех опытов и соответствует двухволновой конфигурации регистрируемого отклика титана на ударное воздействие — упругому предвестнику и пластической волне.

Иной характер имеют кривые, полученные при максимальном давлении $15 \div 21.5$ ГПа. На рис. 2 приведены профили, полученные при $p_{\max} = 10.5, 20$ и 26 ГПа.

Можно предположить, что слабая аномалия на профилях давления (завал фронта от 11.5 до 20 ГПа) является следствием фазового превращения $\alpha \rightarrow \omega$. В этом случае полученный результат — давление фазового перехода $\alpha \rightarrow \omega$ около 11.5 ГПа — согласуется с данными работ [8, 9, 12]. Аномалия оказалась

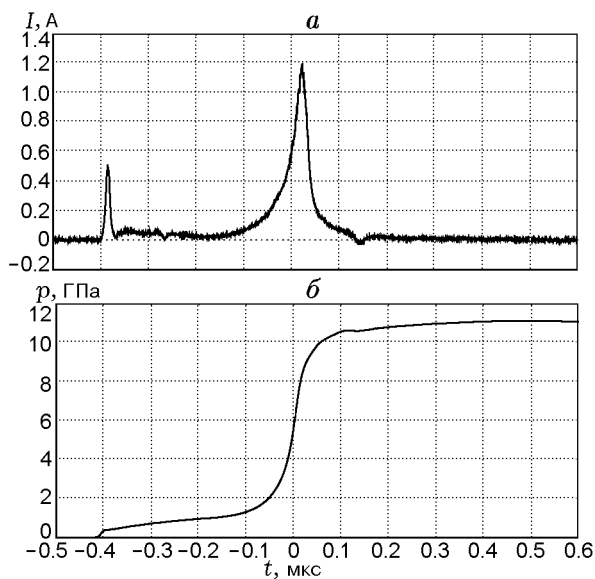


Рис. 1. Результаты опыта с образцом толщиной 15 мм при давлении нагружения ≈ 10.5 ГПа: осциллограмма тока (*а*) и рассчитанная по ней зависимость давления от времени (*б*)

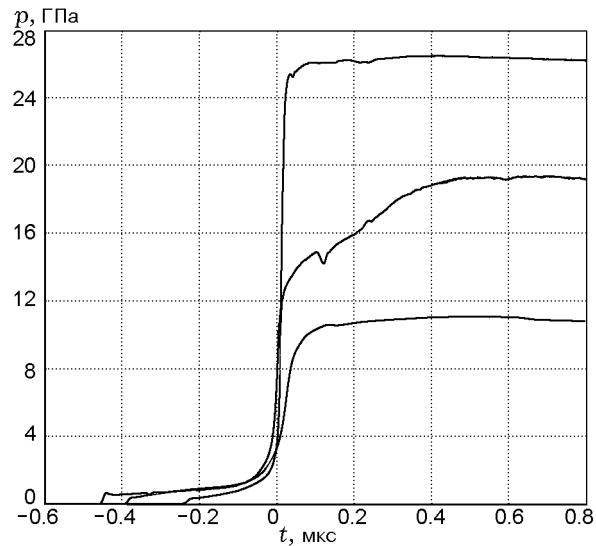


Рис. 2. Экспериментальные зависимости давления от времени в опытах с ПВДФ-датчиком при $p = 10.5, 20$ и 26 ГПа

слабой по той причине, что фазовый переход $\alpha \rightarrow \omega$ в титане сопровождается незначительным уменьшением объема. Поэтому скорости распространения волн в фазе низкого давления и в области смешанных фаз различаются мало, и, следовательно, двухволновая структура УВ проявляется слабо. Так же, как и в [9], фронт второй волны имеет практически безударный характер, что свидетельствует о заметной роли кинетики превращения.

АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ СОХРАНЕННЫХ ОБРАЗЦОВ

При $p = 8 \div 23$ ГПа нагружение титановых образцов, помещенных в стальные ампулы сохранения, осуществлялось взрывчатым веществом через воздушный зазор (рис. 3, *а*). Из-за различия в положении ударных адиабат титана и стали нагружение образцов в ампулах происходит ступенчато, и для анализа экспериментов мы будем оперировать значениями максимального давления, достигнутого в образце. Пример зависимости давления от времени в титановом образце приведен на рис. 3, *б*.

В структуре образцов после ударно-волнового нагружения наблюдаются внутризеренные полосы, возникшие в результате высокоскоростной деформации (рис. 4, *а*). Образцы, нагруженные выше давления начала перехода $\alpha \rightarrow \omega$, имеют в структуре пакеты пла-

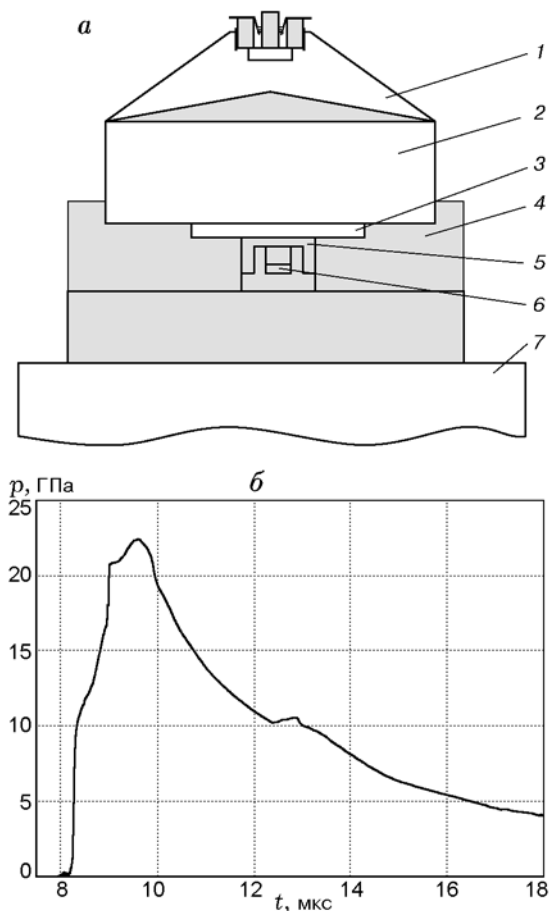


Рис. 3. Схема постановки эксперимента на сохранение образцов (*а*) и пример зависимости давления от времени на передней поверхности титанового образца в ампуле сохранения (*б*):

а: 1 — линза, 2 — шашка ВВ, 3 — воздушный зазор, 4 — стальная обойма, 5 — стальной контейнер, 6 — образец, 7 — подложка; *б* — расчет без учета фазового перехода, отсчет времени от начала детонации заряда ВВ

стин (рис. 4, *б*), появление которых может свидетельствовать о бездиффузионном характере превращения.

Рентгеноструктурный анализ показал, что в образцах помимо исходной α -фазы содержится и фаза высокого давления ω . Для определения количественного состава съемка проводилась в диапазоне углов $36 \div 42^\circ$ при $\text{CuK}\alpha$ -излучении с напряжением на трубке 40 кВ и током 30 мА. Результаты измерений представлены на рис. 5 в сравнении с данными, полученными при аналогичном нагружении образцов чистого иодидного титана с размером зерна ≈ 12 мкм при $T = -180^\circ\text{C}$ [20]. Обе кривые имеют колоколообразную форму. Это

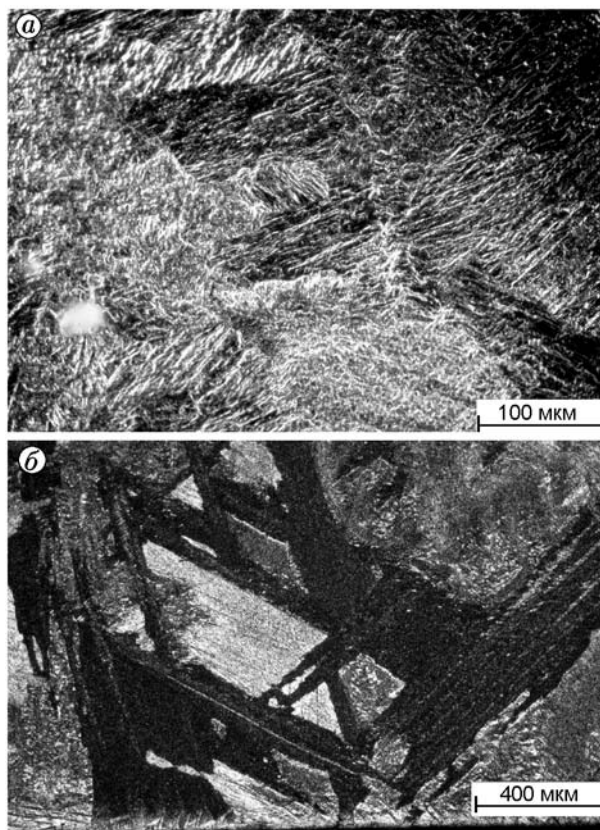


Рис. 4. Микроструктура нагруженных образцов:

а — $p = 9$ ГПа, *б* — $p = 22.5$ ГПа

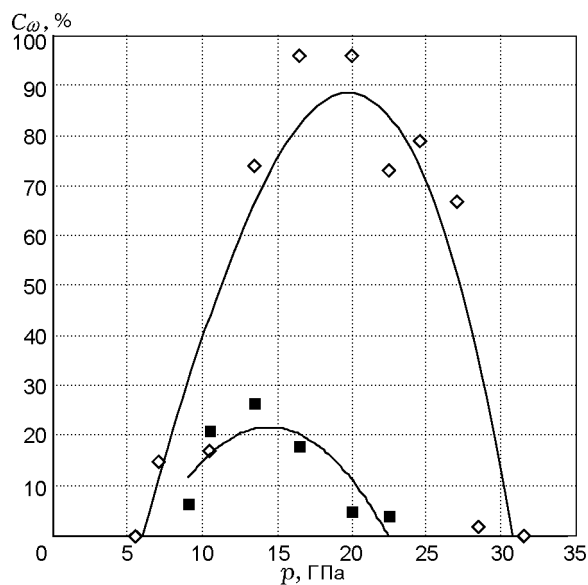


Рис. 5. Зависимость содержания ω -фазы в нагруженных образцах от давления нагружения: ■ — температура опыта 20°C (ВТ1-0), ◇ — температура -180°C (иодидный титан)

согласуется с p - T -условиями ударного сжатия и разгрузки, p - T -диаграммой T_1 и данными по температурной стабильности ω -фазы при атмосферном давлении. Снижение концентрации ω -фазы после достижения максимума, очевидно, обусловлено разогревом образца в УВ: ω -фаза после разгрузки метастабильна и распадается под действием остаточного разогрева. Появление ω -фазы начиная с давления $5 \div 7$ ГПа согласуется с данными [9, 11] по измерению профилей УВ и может служить прямым подтверждением того, что зарегистрированное в этих работах расщепление волн действительно связано с переходом $\alpha \rightarrow \omega$. Предварительное охлаждение ампул сохранения до -180 °С и соответствующее снижение остаточной температуры приводят к увеличению интервала давления, в котором сохраняется ω -фаза в титане. Значительная разница в концентрации ω -фазы на обеих кривых на рис. 5 может быть вызвана не только различием температур в опытах, но и тем, что иодидный титан чище химически, имеет более изотропную структуру и мелкое зерно.

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА

Изломы на зависимости скорости звука от давления могут быть связаны со структурными и аллотропическими переходами в ударно-сжатом веществе. В частности, после плавления вещество теряет свои анизотропные свойства. Таким образом, по измерению продольной упругой (c_l) и объемной (c_b) скоростей звука могут быть обнаружены фазовые превращения вещества на ударной адиабате, в том числе и его плавление. Наиболее информативным при измерении скорости звука в металлах, сжатых давлением $p > 30$ ГПа, является метод догоняющей разгрузки с использованием индикаторных жидкостей для оптической регистрации интенсивности теплового излучения, вызванного сжатием вещества в УВ. При меньшем давлении в образцах большей чувствительностью к скорости звука обладает метод встречной разгрузки с применением пьезорезистивных датчиков на основе манганина.

На рис. 6 представлены конструкция экспериментальной ячейки, примененная в данной работе, и осциллограммы одного из опытов по измерению оптическим методом скорости звука в четырехступенчатом образце ВТ1-0 (толщина ступенек 2.04, 2.64, 3.25 и 3.85 мм).

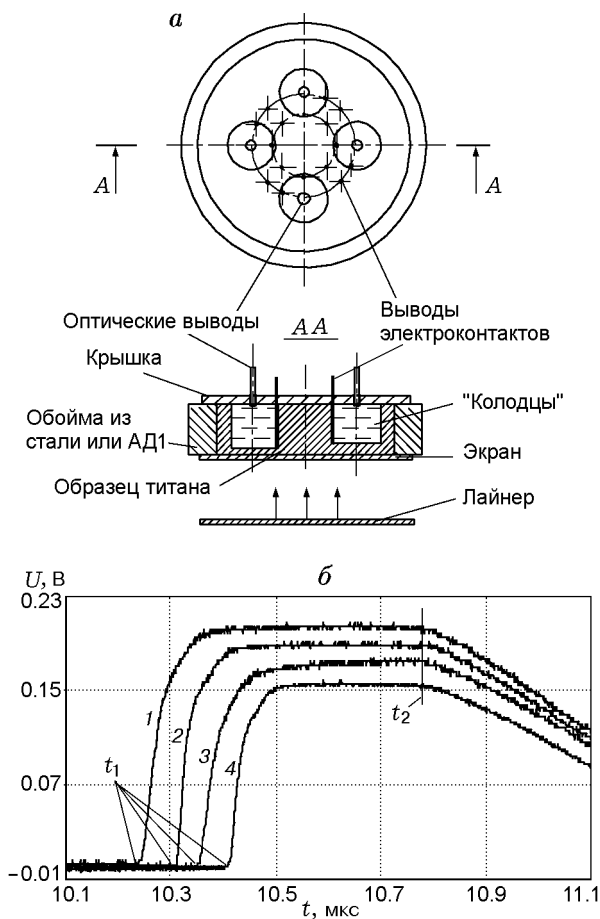


Рис. 6. Конструкция ячейки для измерения скорости звука (а) и излучение фронта ударной волны в C_8F_{16} за ступенчатым образцом ВТ1-0 (б)

Конструкция состояла из стальной обоймы (Ст3) $\varnothing 120 \times 10$ мм и размещенного внутри ее образца титана $\varnothing 60 \times 10$ мм с четырьмя «колодцами» $\varnothing 18$ мм различной глубины, расположенными равномерно на диаметре 32 мм. Таким образом, титановый образец имел ступеньки разной толщины. К стальной обойме герметично крепился экран из стали Ст3 или алюминия АД1, и «колодцы» заполнялись индикаторной жидкостью. Такая конструкция с «колодцами» позволяет исключить боковую засветку в жидкости свечением от соседних ступенек образца. Стрелками на рис. 6, б отмечены моменты выхода УВ в индикаторную жидкость (t_1) и «догон» волной разрежения фронта УВ. Свечение индикаторной жидкости за фронтом УВ регистрировалось с помощью преобразователей оптических сигналов через четыре кварц-полимерных световода, расположен-

ных над каждым образцом. Преобразователи изготавливались на базе скоростных широкополосных фотодиодов ФД 256, работающих в области спектра $400 \div 1100$ нм. Для измерения скорости фронта УВ в титановом образце имелись сквозные отверстия, через которые на экран устанавливалась часть электроконтактных датчиков. Другая их часть устанавливалась на образцы титана через специальные направляющие трубочки в крышке экспериментального узла (рис. 6,а). Электрические сигналы регистрировались осциллографами типа Agilent и Tektronix. Точность измерения движения фронта УВ в жидких индикаторах не хуже 2 нс. Нагружение образца в данном опыте осуществлено лайнером из стали Ст3 толщиной 2.20 мм, летящим со скоростью ≈ 4.9 км/с через экран толщиной 2.47 мм.

Методика измерения скорости звука с применением индикаторных жидкостей и способ обработки осциллограмм, подобных представленным на рис. 6,б, подробно изложены в [22], поэтому здесь мы приведем только выражение для скорости звука из этой работы:

$$c_l = \frac{X_{\max}}{\sigma(t_{sw} - t_{rw} + X_{\max}/D)},$$

где σ — сжатие, t_{sw} — время входа УВ в образец, t_{rw} — время входа волны разрежения, D — скорость УВ в титане, X_{\max} — толщина ступеньки, при которой «догон» происходит на границе раздела титан — индикатор.

Ударная адиабата титана ВГ1-0 взята из [11]: $D(u) = 4.842 + 1.135u + 0.001u^2$. Относительная ошибка измерения скорости звука данным методом не превышала 6 %.

Для выявления детальной структуры ударного фронта нагружения и волны разрежения в образцах титана при $p < 30$ ГПа и для определения скорости звука использовалась методика манганинового датчика давления, подробно изложенная в работах [9, 23].

На рис. 7 приведена схема опыта по измерению скорости звука с помощью манганиновых датчиков, а на рис. 8 — профиль волны нагружения и встречной разгрузки в титане, зарегистрированный манганиновым датчиком. Толщина манганиновых датчиков составляла ≈ 0.03 мм, их изолировали друг от друга пластинками из слюды толщиной ≈ 0.02 мм. На рис. 8 четкого разделения профиля волны разрежения в титане на упругую и пластическую составляющие не наблюдается. Завал передне-

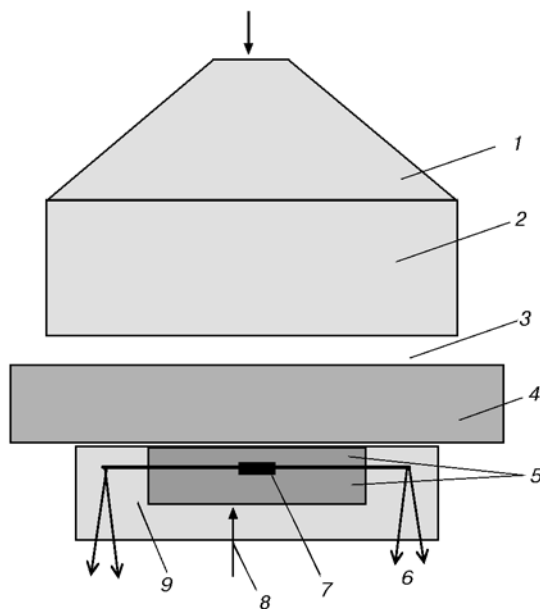


Рис. 7. Схема измерения скорости звука:

1 — генератор ударной волны, 2 — основной заряд ВВ, 3 — воздушный зазор, 4 — экран, 5 — составной образец, 6 — выходы манганинового датчика давления, 7 — манганиновый датчик, 8 — электроконтактный датчик, 9 — эпоксидная смола

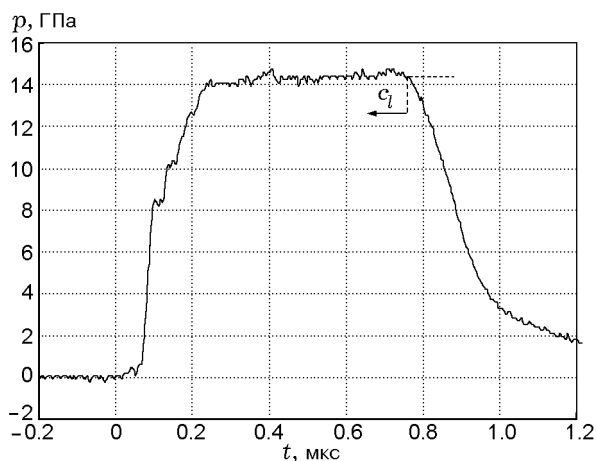


Рис. 8. Профиль волны нагружения и разгрузки в титане (c_l — скорость упругой волны разрежения)

го фронта сигнала датчика отчасти связан с реверберациями УВ в изоляции манганина. Но основная причина завала, по нашему мнению, заключается в фазовом превращении титана $\alpha \rightarrow \omega$ в УВ при $p = 11.9$ ГПа, зарегистрированном в [9].

Параметры состояния в ударно-сжатом титане, полученные в экспериментах, пред-

Таблица 1

Параметры нагружающих устройств и состояний титана (оптическая методика)

Ударник			Экран		Параметры УВ в экране			Параметры УВ в титане			
материал	толщина, мм	скорость, км/с	материал	толщина, мм	D , км/с	u , км/с	p , ГПа	D , км/с	u , км/с	p , ГПа	$c_{зв}$, км/с
Fe*	2.00	2.30	Ст3	2.47	5.75	1.19	54	6.27	1.26	35 ± 2	7.54 ± 0.15
Ст3	2.24	3.00	Ст3	2.47	6.27	1.50	74	6.83	1.75	54 ± 5	7.94 ± 0.23
Al	4.01	5.40	Cu	5.96	6.53	1.75	102	7.02	1.92	61 ± 9	7.83 ± 0.39
Ст3	2.26	3.40	Ст3	2.47	6.61	1.70	88	7.12	2.01	64 ± 5	7.75 ± 0.29
Al	2.07	5.50	Cu	3.08	6.58	1.78	105	7.26	2.13	70 ± 5	7.66 ± 0.34
Al	1.99	5.50	Al	2.00	9.06	2.75	68	7.54	2.37	81 ± 2	7.53 ± 0.23
Ст3	2.26	4.94	Cu	2.75	7.50	2.39	160	7.85	2.65	94 ± 3	7.26 ± 0.22
Ст3	1.51	5.58	Al	2.50	10.33	3.69	103	8.12	2.88	105 ± 2	8.10 ± 0.23
Ст3	1.54	5.58	Ст3	2.47	8.40	2.79	184	8.15	2.91	107 ± 6	7.53 ± 0.29
Ст3	1.51	6.10	Ст3	2.47	8.81	3.05	211	8.41	3.14	119 ± 3	7.49 ± 0.29
Ст3	1.53	6.10	Ст3	2.47	8.81	3.05	211	8.76	3.44	136 ± 8	7.92 ± 0.44

Примечание. *Сталь 12X18H10T — углерод (0.12 %), хром (18 %), никель (10 %), титан (≈1 %).

Таблица 2

Параметры состояний титана (манганиновая методика)

p_1 , ГПа	$\Delta p_{упр}$, ГПа	u_1 , км/с	D , км/с	c_l , км/с	c_b , км/с	Коэффициент Пуассона ν
12.9	—	0.53	5.44	7.19	—	—
23.2	7.30	0.88	5.85	7.49	5.66	0.26

ставлены в табл. 1 и 2.

Экспериментальные значения скорости звука в ударно-сжатом титане приведены на рис. 9. Можно выделить излом при $p = 20 \div 40$ ГПа и гораздо более ярко выраженный излом при $p = 60 \div 90$ ГПа. Причина первого излома, возможно, в ($\alpha \rightarrow \omega$)-фазовом превращении титана и его завершении. Впервые зафиксированный излом зависимости при $p \approx 60 \div 90$ ГПа также отвечает фазовому превращению, но, скорее всего, требует дополнительного исследования. С другой стороны, если обратиться к экспериментальным данным для титана в координатах $D-u$ (рис. 10), то отчетливо видна «полочка» при скоростях $u = 0.55 \div 0.8$ км/с, соответствующих области давления $\approx 14 \div 21$ ГПа, а также видны два менее явно выраженных излома при $u = 2.0 \div 2.7$ км/с, что соответствует давлению

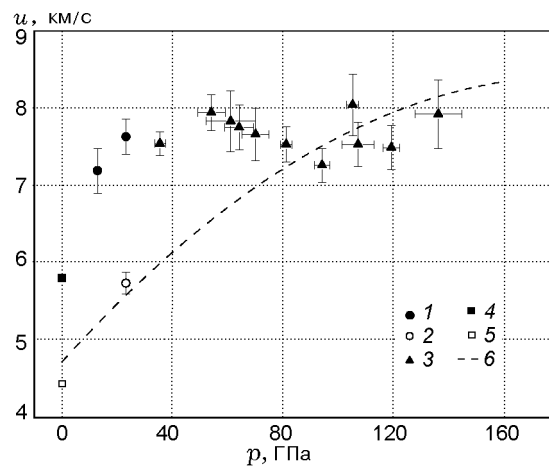


Рис. 9. Зависимость скорости звука в титане от давления:

1 — упругая (продольная) скорость звука (манганин), 2 — объемная скорость звука (манганин), 3 — скорость звука (оптический метод), 4 — продольная скорость звука (ультразвуковой метод), 5 — объемная скорость звука (ультразвуковой метод), 6 — расчет для VT1-0 (программа УП)

≈63 и 90 ГПа.

Совокупность данных по скорости звука и кинематическим параметрам на ударной адиабате позволяет предположить, что в интервале $p = 60 \div 90$ ГПа происходит плавление ти-

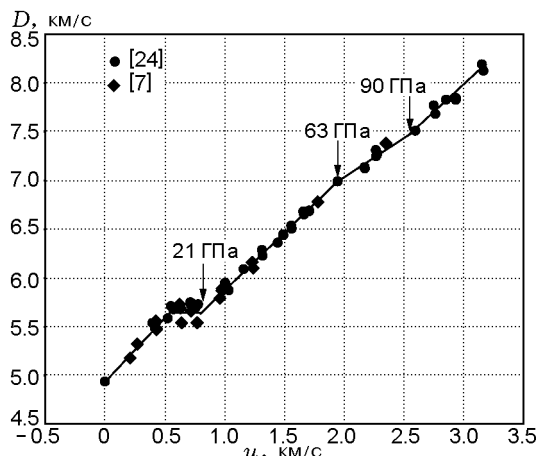


Рис. 10. Ударная адиабата титана [24, 7]

тана в УВ. Вместе с тем следует отметить, что теоретические оценки дают заметно более высокие значения для плавления на адиабате: $p > 100$ ГПа [25] и $p = 168 \div 183$ ГПа [7]. Нельзя отрицать и возможность того, что эти изломы вызваны переходом в следующие фазы высокого давления титана, наблюдавшиеся в статике: γ -фазу (при 116 ГПа [26]) и δ -фазу (при $140 \div 220$ ГПа [27]).

ВЫВОДЫ

В ходе исследования фазовых превращений в титане ВТ1-0:

- ПВДФ-датчиками зарегистрированы профили ударной волны в интервале давления $10 \div 26$ ГПа;
- проведен металлографический и рентгеноструктурный анализ сохраненных образцов после нагружения давлением $8 \div 23$ ГПа;
- измерены скорости звука при $p = 12 \div 150$ ГПа.

ПВДФ-датчиками зафиксирован затянутый профиль волнового фронта в интервале давления $11.5 \div 20$ ГПа, что свидетельствует о фазовом превращении $\alpha \rightarrow \omega$, проходящем при этих давлениях.

Рентгеноструктурный анализ выявил присутствие ω -фазы в образцах, сохраненных после нагружения давлением $9 \div 23$ ГПа. Зависимость выхода ω -фазы от давления нагружения имеет вид кривой с максимумом при $p \approx 15$ ГПа. Уменьшение количества ω -фазы выше $p \approx 15$ ГПа объяснено обратным превращением $\omega \rightarrow \alpha$ вследствие нагрева образца и ампулы после разгрузки.

На зависимости скорости звука от давления выявлено два излома: при $p \approx 20$ и $60 \div 90$ ГПа. Первый излом, по-видимому, также связан с переходом $\alpha \rightarrow \omega$. Излом при $p = 60 \div 90$ ГПа, вероятнее всего, объясняется плавлением титана, хотя теоретические оценки других авторов дают более высокое давление плавления на ударной адиабате. Нельзя исключать и возможность существования за фронтом УВ фаз высокого давления γ и δ , обнаруженных в условиях статического сжатия в области $p > 100$ ГПа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jamieson J. C. Crystal structures of titanium, zirconium, and hafnium at high pressures // Science. — 1963. — V. 140, N 3562. — P. 72.
2. Sikka S. K., Vohra Y. K., Chidambaram R. Omega phase in materials // Progr. Mater. Sci. — 1982. — V. 27, N 3-4. — P. 245–310.
3. Errandonea D., Meng Y., Somayazulu M., et al. Pressure-induced $\alpha \rightarrow \omega$ transition in titanium metal: a systematic study of the effects of uniaxial stress // Physica B. — 2005. — V. 355. — P. 116–125.
4. Зильберштейн В. А., Чистотина Н. П., Жаров А. А. и др. Альфа-омега превращение в титане и цирконии при сдвиговой деформации под давлением // Физика металлов и металловедение. — 1975. — Т. 39, № 2. — С. 445–447.
5. Маккуин Р., Марш С., Тейлор Дж. и др. Уравнение состояния твердых тел по результатам исследований ударных волн // Высокоскоростные ударные явления. — М., 1973.
6. Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Дудолов И. П. и др. Ударные адиабаты металлов. Новые данные, статистический анализ и общие закономерности // ПМТФ. — 1981. — № 2. — С. 3–34.
7. Трунин Р. Ф., Симаков Г. В., Медведев А. Б. Сжатие титана в ударных волнах // Теплофизика высоких температур. — 1999. — Т. 37, № 6. — С. 881–886.
8. Greeff C. W., Trinkle D. R., Albers R. C. Shock-induced $\alpha - \omega$ transition in titanium // J. Appl. Phys. — 2001. — V. 90, N 5. — P. 2221–2226.
9. Кутсар А. Р., Павловский М. Н., Комиссаров В. В. Наблюдение двухволновой конфигурации ударной волны в титане // Письма в ЖЭТФ. — 1982. — Т. 35, № 3. — С. 91–94.
10. Киселев А. Н., Фальков А. А. Фазовое превращение в титане в ударных волнах // Физика горения и взрыва. — 1982. — Т. 18, № 1. — С. 115–129.

11. **Bezruchko G. S., Razorenov S. V., Kanel G. I., Fortov V. E.** Influence of temperature upon the $\alpha \rightarrow \omega$ transition in titanium // *Shock Compression of Condensed Matter* — 2005 / M. Furnish (Ed.). — Mellville; New York, 2006. — P. 92–195.
12. **Cerreta E., Gray III G. T., Lawson A. C., et al.** The influence of oxygen content on the α to ω phase transformation and shock hardening of titanium // *J. Appl. Phys.* — 2006. — V. 100. — 013530.
13. **Бреусов О. Н.** Гистерезис фазовых превращений при ударном сжатии // *Физика горения и взрыва*. — 1989. — Т. 25, № 1. — С. 108–113.
14. **Кутсар А. Р., Герман В. Н., Носова Г. И.** ($\alpha \rightarrow \omega$)-превращение в титане и цирконии в ударных волнах // *Докл. АН СССР*. — 1973. — Т. 213, № 1. — С. 81–84.
15. **Кутсар А. Р., Герман В. Н.** Изучение структуры титана после обработки ударными волнами // *Титан. Металловедение и технология*. — 1978. — Т. 2. — С. 629–635.
16. **Аксененков В. В., Бланк В. Д., Коняев Ю. С. и др.** Исследование фазовых равновесий в алмазной камере для сдвига под давлением до 25.0 ГПа // *Физика металлов и металловедение*. — 1984. — Т. 57, № 2. — С. 394–396.
17. **Добромыслов А. В., Талуц Н. И.** Структура циркония и его сплавов. — Екатеринбург: УрО РАН, 1997.
18. **Бычков Ю. Ф., Лиханин Ю. Н., Мальцев В. А.** О стабильности ω -модификаций титана и циркония // *Физика металлов и металловедение*. — 1974. — Т. 38, № 6. — С. 1294–1296.
19. **Гурьев Д. Л., Копанева Л. И., Бацанов С. С.** $\alpha - \omega$ превращение титана в ударной волне // *Письма в ЖТФ*. — 1988. — Т. 14, № 5. — С. 420.
20. **Podurets A. M., Kutsar A. R.** Measurement of shock residual temperature in steel with the help of phase transitions in zirconium and titanium // *J. Phys. IV, Colloque*. — 1997. — V. 7, N C3. — P. 283–287.
21. **Борисенко В. А., Симаков В. Г., Куропаткин В. Г. и др.** ПВДФ-датчик динамического давления // *ПТЭ*. — 2008. — № 4. — С. 113–121.
22. **Жерноклетов М. В., Ковалев А. Е., Комиссаров В. В. и др.** Исследование фазовых превращений церия в ударно-волновых экспериментах // *ЖЭТФ*. — 2011. — Т. 139, № 2. — С. 249–257.
23. **Павловский М. Н., Комиссаров В. В.** Особенности фазового превращения висмута в волне разрежения // *ЖЭТФ*. — 1982. — Т. 83, № 6. — С. 2146–2151.
24. **Marsh S. P.** *LASL Shock Hugoniot Data*. — Berkeley, CA, Univ. of California Press, 1980. — P. 143.
25. **Picker S., Eliezer S., Fisher D., et al.** A multiphase equation of state of three solid phases, liquid, and gas for titanium // *J. Appl. Phys.* — 2005. — V. 98. — 043516.
26. **Vohra Y. K., Spencer P. T.** Novel γ -phase of titanium metal at megabar pressures // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — V. 86. — P. 3068–3071.
27. **Akahama Y., Kawamura H., Le Bihan T.** New δ (distorted — bcc) titanium to 220 GPa // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — V. 87. — 275503.

Поступила в редакцию 17/IV 2013 г.