

# ОБ ОЦЕНКЕ ПАРАМЕТРОВ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ЖИДКОСТЬ–ПАР МЕТАЛЛОВ ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗОЭНТРОПИЧЕСКОМУ РАСШИРЕНИЮ УДАРНО-СЖАТЫХ ПОРИСТЫХ ОБРАЗЦОВ

*А. Н. Емельянов\**, *Д. В. Шахрай*, *В. В. Ким*

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

Поступила в редакцию 7 августа 2020 г.,  
после переработки 21 августа 2020 г.  
Принята к публикации 24 августа 2020 г.

Представлены результаты экспериментов по изоэнтропическому расширению ударно-сжатых пористых металлов (Cu, W, Nb), на основании которых были определены термодинамические параметры и электропроводность. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что некоторые пористые металлы после ударного сжатия и расширения имеют двухфазную структуру. Это существенно меняет характер испарения и оценку параметров критической точки фазового перехода жидкость–пар, полученную из экспериментов по изоэнтропическому расширению ударно-сжатых пористых металлов, а также объясняет большое различие в оценках параметров критической точки для большой группы металлов (U, W, V, Co, Mo, Ta и др.), полученных различными методами.

DOI: 10.31857/S0044451021010107

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1], посвященной оценкам параметров критической точки фазового перехода жидкость–пар урана, обсуждается большое различие этих оценок, полученных разными методами (с помощью калорических и термических уравнений состояния). Авторы работы [1] указывают на то, что эта проблема присуща целой группе металлов (U, W, V, Co, Mo, Ta), «плохих» по терминологии авторов, в отличие от «хороших» металлов (Al, Cu, Pb, Cs), у которых эти оценки, полученные разными методами, практически совпадают. В настоящей работе на основании полученных экспериментальных данных по изоэнтропическому расширению ударно-сжатых пористых металлов обсуждаются причины сильного различия в оценках параметров критической точки «плохих» металлов, полученных различными методами.

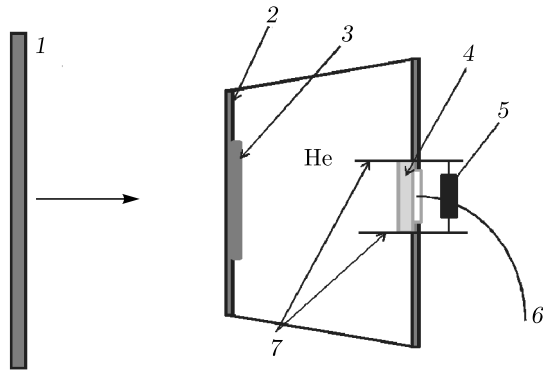
Метод изоэнтропического расширения ударно-сжатых материалов на протяжении длительного

периода используют для исследования термодинамических свойств металлов в околоскритической области фазового перехода жидкость–пар [2–5]. Эта экспериментальная методика, в отличие от экспериментов по электрическому взрыву проводников [6–9], дает удовлетворительную воспроизводимость результатов от эксперимента к эксперименту. Пористые образцы в экспериментах по изоэнтропическому расширению ударно-сжатых материалов используют для получения околоскритических состояний с помощью ударно-волновых генераторов сравнительно небольшой мощности и в плоской геометрии. Это позволяет проводить одномерные гидродинамические расчеты и оценивать термодинамические параметры исследуемых материалов.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В этой работе были проведены эксперименты по изоэнтропическому расширению ударно-сжатых пористых металлов (меди, вольфрама, ниобия) в плоской геометрии. На рис. 1 представлена схема экспериментальной сборки. Образцы располагались на стальном дне кюветы. Ударное сжатие осуществля-

\* E-mail: emelyanov@fcp.ac.ru



**Рис. 1.** Схема экспериментальной сборки для исследования термодинамических параметров и электропроводности металлов после ударного сжатия и расширения в гелиевую среду: 1 — ударник; 2 — дно; 3 — образец; 4 — окно; 5 — шунт; 6 — кварцевый световод; 7 — электроды

лось стальным ударником, разогнанным продуктами детонации до скоростей 5–7 км/с. Исследуемые образцы после ударного сжатия расширялись в гелиевую среду с различным начальным давлением (от 0.5 до 150 атм.). Излучение от исследуемого образца через кварцевый световод регистрировалось с помощью оптических многоканальных пирометров на основе пин-диодов. Гелий имеет высокий потенциал ионизации, во всех проведенных экспериментах остается прозрачным и позволяет регистрировать излучение с поверхности образца. Скорость ударной волны в гелии определялась оптическим базисным методом [4], т. е. измерялось время между скачком температуры на экспериментальной записи (рис. 2а), связанным с выходом ударной волны на свободную поверхность образца ( $t_{rel}$ ), и вторым скачком температуры, связанным с взаимодействием ударной волны с окном экспериментальной сборки ( $t_{int}$ ). Зная расстояние между поверхностью образца и окном экспериментальной сборки, можно определить скорость ударной волны, предполагая, что она постоянна. Массовая скорость и конечное давление расширения металла рассчитывались с помощью уравнения состояния гелия, основанного на химической модели плазмы [10].

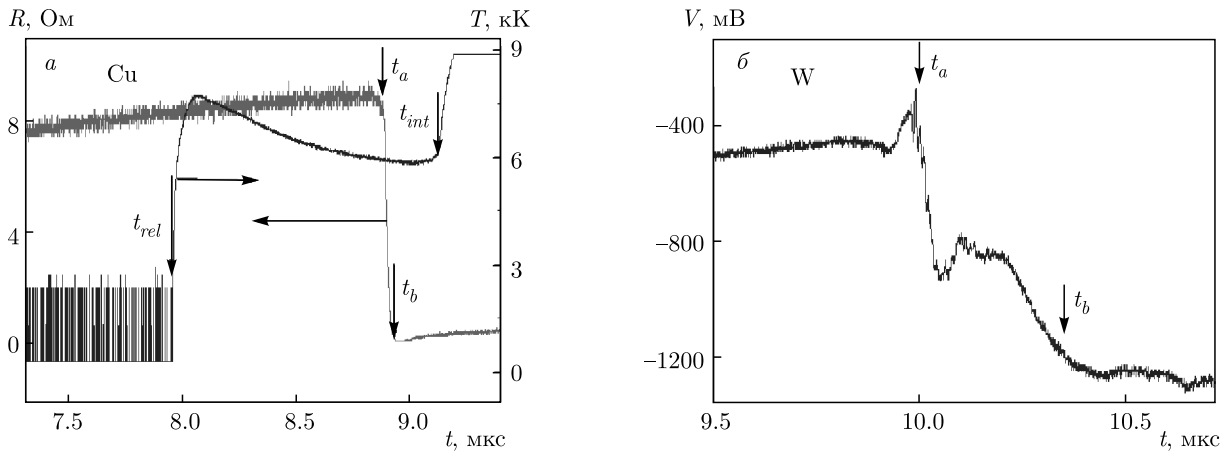
В экспериментах использовали плоские пористые образцы меди ( $m = 2.3$ ), ниобия ( $m = 1.56$ ) и вольфрама ( $m = 2.6, 3.1$ ), средний размер частиц для всех материалов около 10 мкм, пористость  $m = \rho_0/\rho$  ( $\rho$  — плотность образца,  $\rho_0$  — плотность при нормальных условиях). Образцы представляли собой диски диаметром 15–20 мм и толщиной 300–400 мкм, которые изготавливались прессованием исходного порошка до необходимой конечной пористо-

сти в стандартной пресс-форме и методом склеивания металлических порошков спиртовым раствором поливинилбутираля с последующим отжигом (содержание клея в образце после отжига составляло 0.05 % по массе). Для регистрации электропроводности расширенных металлов в экспериментальную сборку были введены электроды. В эксперименте через электроды пропускался импульс тока 9.5 А и регистрировалось падение напряжения на электродах. Подробно методика определения электропроводности описана в работе [11].

На рис. 2 представлены записи изменений сопротивления меди и напряжения разбаланса измерительного моста для вольфрама. В работе [11] были проведены измерения электропроводности расширенной меди и получена зависимость электропроводности от плотности. Плотность расширенной меди оценивали по времени контакта исследуемого образца с электродами ( $t_a$ ) до момента контакт электродов со стальным дном сборки ( $t_b$ ) (рис. 2). Таким образом, определялось усредненное по толщине образца значение плотности. Такой метод оценки плотности образцов является нестандартным и требует дополнительного пояснения.

Исследуемый образец после ударного сжатия расширяется в газовом барьере (гелии). При контакте образца с измерительными электродами регистрируется падение напряжения, которое меняется до момента взаимодействия измерительных электродов с дном экспериментальной сборки ( $t_b$ ). В эксперименте регистрируются скорость образца и продолжительность его контакта с измерительными электродами. Одним из ограничений использования этой методики является сопротивление образца. Оно должно быть много больше сопротивления дна экспериментальной сборки.

Вторым существенным обстоятельством при оценке плотности является тот факт, что скорость образца имеет распределение по толщине образца. Экспериментально можно определить только скорость свободной поверхности образца. Для корректной оценки толщины образца и, соответственно, плотности необходимо знать распределение скорости по толщине образца. Чтобы оценить распределение скорости и плотности по толщине образца, было проведено численное моделирование каждого эксперимента с помощью одномерного гидрокода, в основе которого лежит модификация численного метода индивидуальных частиц [12]. Метод позволяет рассчитывать сложные течения с множеством границ раздела, большими градиентами плотности и давления. Для замыкания



**Рис. 2.** а) Яркостная температура, полученная из экспериментальной записи интенсивности излучения для длины волны 900 нм, и электрическое сопротивление медного образца (конечное давление 1.3 ГПа, начальная пористость  $m = 2.3$ ). б) Напряжение  $V$  разбаланса измерительного моста при измерении электрического сопротивления вольфрама (конечное давление 0.325 ГПа, начальная пористость  $m = 3.1$ )

системы уравнений Эйлера и определения термодинамических параметров использовались уравнения состояния из работ [13, 14]. Результаты расчета использовали для оценки толщины образца и функции распределения плотности во время контакта образца с измерительными электродами. Плотность оценивали по формуле

$$\rho = \rho_0 d_i \left( m \int_{t_a}^{t_b} U dt \right)^{-1}, \quad (1)$$

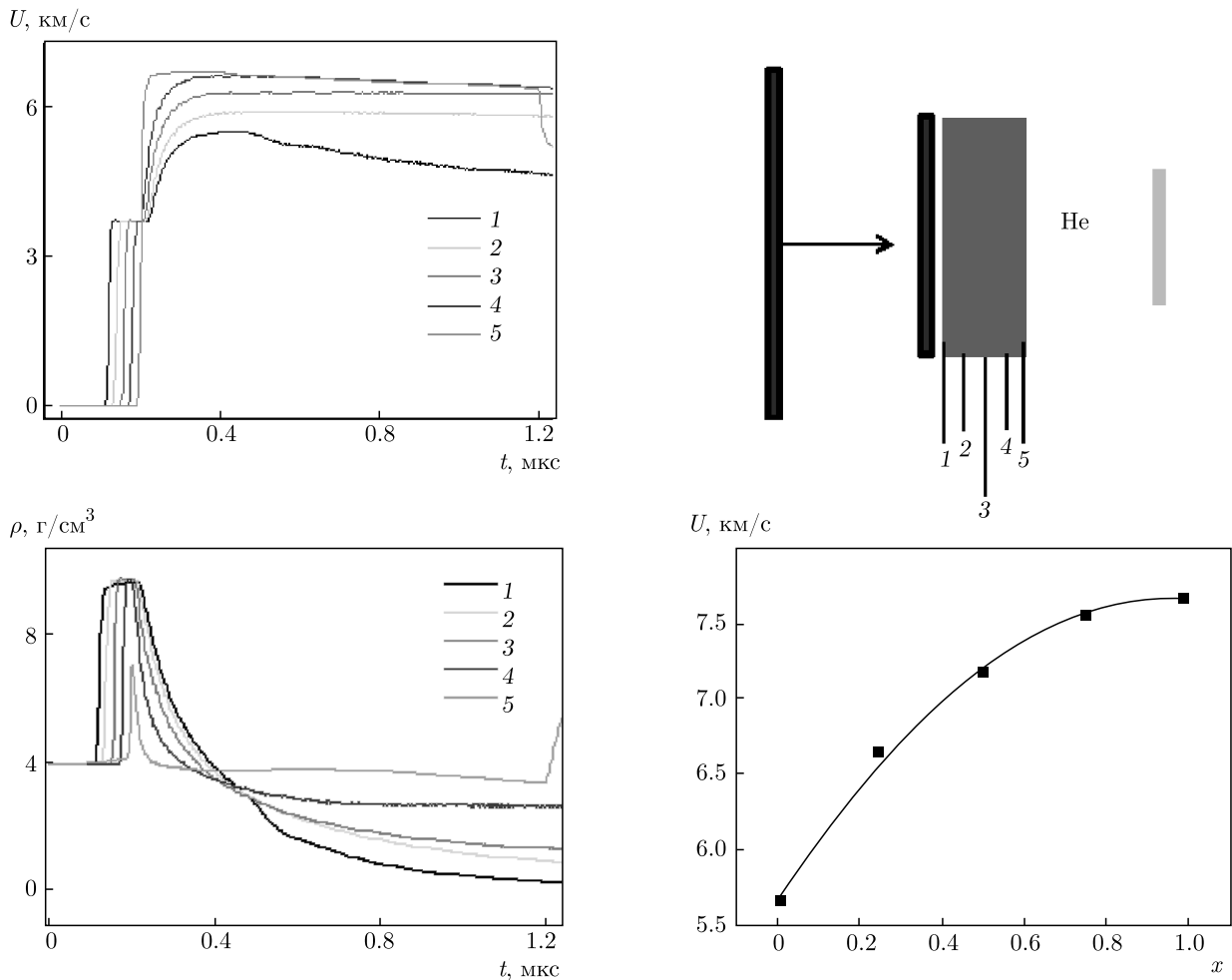
где  $d_i$  — начальная толщина образца,  $U$  — массовая скорость. Гидродинамический расчет позволяет определить функцию распределения скорости по толщине образца (рис. 3), затем эта функция нормируется на определяемую из эксперимента массовую скорость свободной поверхности образца. Разные слои образца имеют разную скорость, и плотность образца также неоднородна по толщине (рис. 3). Для оценки плотности образца вблизи свободной поверхности брали отношение плотности на свободной поверхности к усредненной плотности из гидродинамического расчета и умножали на плотность, полученную из экспериментальных данных по формуле (1).

Результаты оценки плотности  $\rho$  для меди для разных давлений  $P$  в области входа изоэнтропы в двухфазную область представлены на рис. 4а. Имеет место хорошее согласие с расчетными значениями плотности. Хорошо виден перегиб на кривой в координатах  $P$ – $\rho$ . Точка перегиба по давлению совпадает с точкой перегиба на диаграммах меди в координатах  $P$ – $U$  (рис. 4б) и  $P$ – $T$  (рис. 5).

Аналогичным способом была проведена оценка плотности для вольфрама и ниобия, однако получено сильное различие (в 3–4 раза) оценки плотности на основе экспериментальных данных в сравнении с оценкой с помощью гидродинамического расчета (табл. 1). Одним из объяснений обнаруженного различия в оценках плотности вольфрама из газодинамического расчета и из экспериментальных данных является предположение, что при расширении вольфрама помимо основной фазы расширенного вольфрама образуется еще одна малоплотная фаза. Другими словами, ударно-сжатый пористый вольфрам при расширении представляют собой двухфазную смесь в отличие от меди. Это предположение подтверждают оценки электропроводности расширенного вольфрама, которая (табл. 1) на два порядка ниже электропроводности вольфрама в околоритической области фазового перехода жидкость–пар из литературных источников [15, 16], полученных в экспериментах по электровзрыву.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Ранее в наших работах [17, 18] по изоэнтропическому расширению ударно-сжатого пористого ниобия, вольфрама и молибдена в гелиевую среду были получены  $P$ – $T$ -диаграммы на изоэнтропах разгрузки и были зарегистрированы anomalously высокие температуры при разгрузке этих металлов в двухфазную область жидкость–пар (рис. 5). Для объяснения наблюдаемых высоких температур была предложена модель, описанная в работе [17]. В



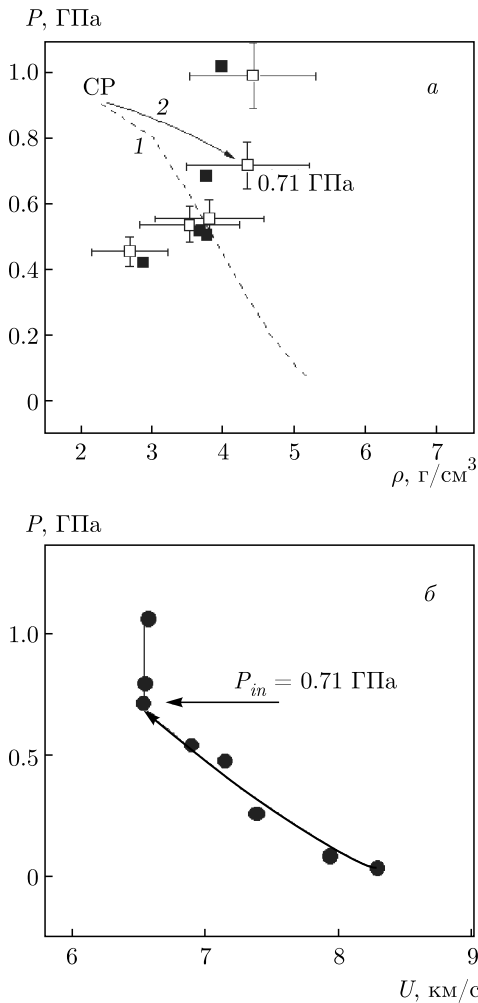
**Рис. 3.** (В цвете онлайн) Результаты моделирования экспериментов по ударному сжатию и расширению пористой меди ( $m = 2.3$ ). На схеме показаны положения маркеров (1,2,3,4,5) для вывода профилей (зависимости от времени) скорости и плотности при расширении меди в гелиевую среду ( $0.0185 \text{ г/см}^3$ ) и изменение скорости в разных точках по толщине образца во время контакта образца с измерительными электродами ( $x$  — толщина образца, нормированная на единицу)

рамках этой модели предполагалось, что пористый металл имеет открытые поры, заполненные гелием, которые не схлопываются при ударном сжатии, а газ в порах сжимается до давления сжатия металла в режиме многократного ударного сжатия. В соответствии с этой моделью различие в сжимаемости сжатого в порах газа и окружающего металла приводит при разгрузке к различию в давлении и температуре газа в порах и в металле.

Таким образом, на основании результатов проведенных экспериментов и оценок плотности можно сделать вывод, что ударно-сжатые пористые металлы при расширении могут иметь две фазы — расширенный металл и так называемые горячие точки [18], представляющие собой смесь горячего металла и газа, поскольку при выходе ударной волны на по-

верхность поры возможны струеобразование и вынос металла в газовую среду [19]. Сжатие пористой среды и образование горячих точек хорошо изучено в работах по инициированию детонации пористых взрывчатых веществ [20]. Предполагается, что при сжатии поры имеют место вязкопластические течения на поверхности поры, которые и приводят к образованию горячих точек, т. е. произойдет ли образование таких точек, зависит от вязкости материала.

На рис. 5 видно, что температура меди после ударного сжатия и расширения не превосходит температуру барьерного газа, рассчитанную по уравнению состояний химической плазмы [10]. В то же время для вольфрама, ниобия и молибдена после ударного сжатия и расширения при разгрузке в двух-



**Рис. 4.** а)  $P$ - $\rho$ -диаграмма изоэнтропы меди ( $m = 2.3$ ) после ударного сжатия и расширения в гелиевую среду, СР — критическая точка [4]; 1 — бинодаль [4]; 2 — точка входа изоэнтропы в двухфазную область (экспериментальные данные); □ — эксперимент; ■ — расчет; б)  $P$ - $U$ -диаграмма изоэнтропы меди ( $m = 2.3$ )

фазную область жидкость–пар были зарегистрированы аномально высокие температуры. В однофазной области (область сверхкритического флюида) регистрируемая температура близка к температуре барьерного газа для всех металлов. Одним из свойств сверхкритических флюидов является способность сорбировать газы. Вероятно, горячий газ растворяется в металле, горячие точки не образуются, и высокая температура не регистрируется при разгрузке в однофазную область [18]. Также обращает на себя внимание тот факт, что регистрируемая температура поверхности образца близка к температуре барьерного газа в однофазной области. Это связано с гидродинамической неустойчивостью поверхности металла при выходе ударной волны на

свободную поверхность и перемешиванием металла с барьерным газом [19, 21], в результате чего вблизи поверхности металла формируется излучающий слой с температурой, близкой к температуре барьерного газа.

Такого рода особенности при ударном сжатии и расширении пористых металлов присущи не только нашим экспериментам. Так, в работах [3–5, 22, 23] для достижения околоскритических состояний фазового перехода жидкость–пар металлов также использовались пористые образцы, а границ двухфазной области достигали при разгрузке в газовые барьеры. Однако в этих экспериментах регистрировались, как правило, только динамические характеристики, т. е. экспериментально были получены  $P$ - $U$ -диаграммы изоэнтроп расширения в околоскритической области фазового перехода жидкость–пар. На рис. 6 представлены такие диаграммы для молибдена по данным разных авторов [17, 22]. Экспериментальные точки лежат существенно выше расчетных значений, полученных с помощью моделирования и широкодиапазонных уравнений в предположении, что при ударном нагружении сжатие происходит до беспористого состояния. Для изоэнтроп изначально пористых вольфрама и урана [5, 18, 23], так же как и для молибдена, на  $P$ - $U$ -диаграмме зарегистрировано несовпадение экспериментально полученных точек и расчетных кривых, полученных с помощью уравнений состояния при расширении в двухфазную область. В экспериментах по изоэнтропическому расширению ударно-сжатых пористых металлов, как установлено в работе [17], при скоростях ударника ударно-волнового генератора 5–7 км/с имеет место неполное сжатие пор и при расширении кроме расширенного металла существует вторая фаза, в которой при расширении давление выше, чем в металле (так как газ и металл имеют разную динамическую жесткость и, расширяясь, металл разгружается быстрее, чем газ). Наличие второй фазы с избыточным давлением приводит к более высокой скорости расширения, что мы и наблюдаем на  $P$ - $U$ -диаграммах расширенных металлов.

При конструировании широкодиапазонных уравнений состояния (см., например, работы [4, 10, 11]) используют различные экспериментальные данные, в том числе по адиабатическому нагреву металлов (электровзрыв). Но при описании двухфазной области в этих уравнениях состояния опираются на эксперименты по изоэнтропической разгрузке ударно-сжатых пористых металлов (как правило, изоэнтропы в этих экспериментах достигают

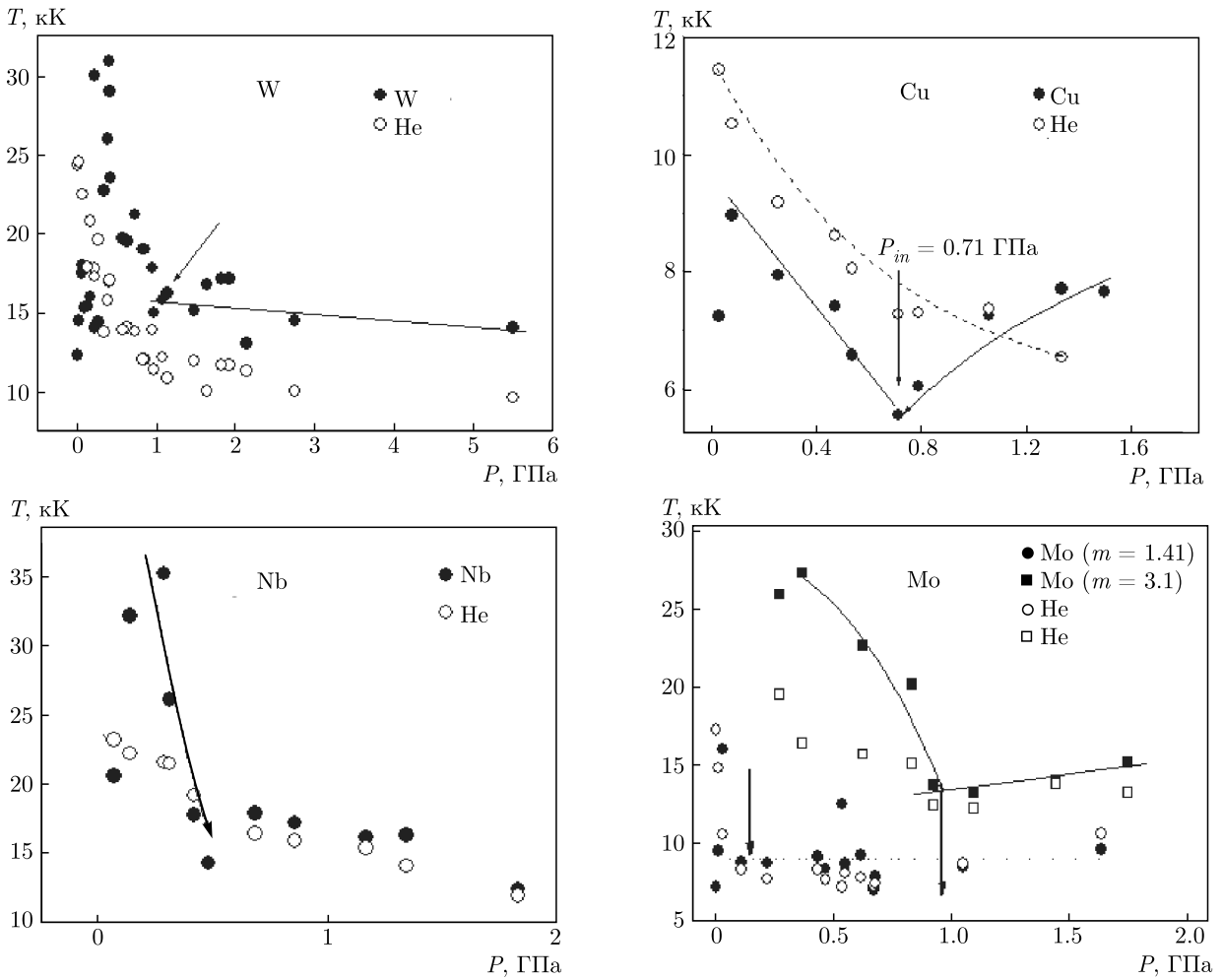
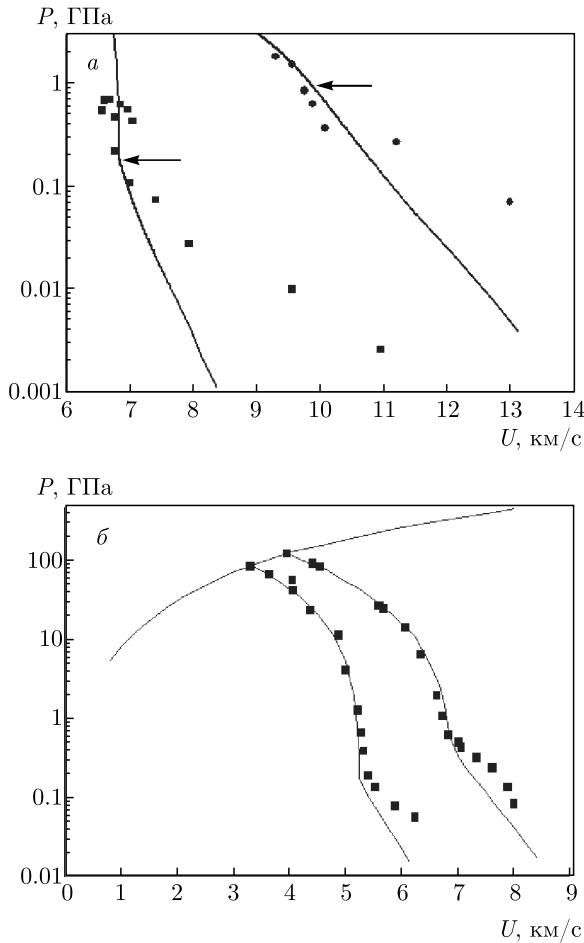


Рис. 5. P-T-диаграммы изоэнтروпы расширения меди ( $m = 2.3$ ), вольфрама ( $m = 3.04$ ) [18], ниобия ( $m = 1.56$ ) [18], молибдена ( $m = 3.1, 1.41$ ) [18] и результаты расчета температуры барьерного газа с помощью уравнения состояния химической плазмы [10]. Стрелками отмечен вход изоэнтроп в двухфазную область

Таблица 1. Зависимости давления и электропроводности от плотности для расширенных вольфрама и ниобия

Металл	$m$	Эксперимент		Расчет		Удельная электропроводность, $(\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$
		$\rho, \text{г/см}^3$	$P, \text{ГПа}$	$\rho, \text{г/см}^3$	$P, \text{ГПа}$	
W	2.68	1.47	0.28	7.05	0.38	—
	2.53	2.53	0.29	6.83	0.33	—
	2.58	3.93	0.38	6.87	0.432	—
	3.1	2.34	1.36	7.62	0.924	182
	3.07	3.04	1.39	7.04	0.99	281
	3.1	1.08	0.325	4.94	0.25	154
Nb	1.87	1.31	0.458	4.81	0.1	—



**Рис. 6.**  $P$ - $U$ -диаграммы изоэнтроп расширения молибдена: а) [17]: ● —  $m = 3.1$ ; ■ —  $m = 1.41$ ; сплошные кривые — расчет по уравнению состояний; стрелками отмечена точка входа изоэнтропы в двухфазную область. б) [14]: 1 —  $m = 2.31$ , экспериментальные точки на изоэнтропах расширения из работы [22], линии — расчет по уравнению состояний из работы [14]

двухфазной области при разгрузке в газовые барьеры [3–5, 22, 23]). Вероятно, в «плохих» металлах при ударном сжатии их из пористого состояния и при расширении образуются две фазы (так же как и в наших экспериментах), которые имеют разные температуры и плотности. Наличие двух фаз при расширении ударно-сжатых пористых металлов в околокритической области фазового перехода жидкость–пар существенно меняет характер испарения и параметры критической точки.

В работе [24] методом квантовой молекулярной динамики (КМД) представлены расчеты термодинамических свойств расширенного вольфрама, в том числе в околокритической области фазового перехода жидкость–пар. Дана оценка темпера-

туры и давления в критической точке, которая существенно ниже оценки, полученной из полуэмпирических уравнений состояния [13, 14], опирающихся при описании двухфазной области жидкость–пар на эксперименты по изоэнтропическому расширению ударно-сжатых пористых металлов [3, 5]. Можно предположить, что в экспериментах по изоэнтропическому расширению ударно-сжатого изначально пористого вольфрама при расширении в околокритической области фазового перехода жидкость–пар происходит расслоение на две фазы — расширенный вольфрам и фаза вольфрам + гелий, которая имеет более высокую температуру и более низкую плотность по сравнению с температурой и плотностью расширенного вольфрама, полученных с помощью гидродинамического моделирования с использованием широкодиапазонных уравнений состояния [13, 14], а также более низкую (в 100 раз) электропроводность по сравнению с экспериментами по электровзрыву [15, 16]. Эта ситуация аналогична фазовым переходам в двухкомпонентных смесях [25] или случаю, когда при испарении происходит расслоение вещества на две или большее количество фаз. При этом, как правило, имеет место неконгруэнтное испарение [26], и кривая сосуществования фаз жидкость–пар на  $P$ - $T$ -диаграмме — это не линия, которая заканчивается в критической точке, а целая область сосуществования жидкости и пара [25, 26].

Таким образом, можно предположить, что при изоэнтропическом расширении ударно-сжатого пористого вольфрама происходит неконгруэнтное испарение. Это предположение позволяет объяснить, почему оценки, полученные из экспериментов по электрическому взрыву и с помощью моделирования методом КМД, отличаются от оценок, полученных из уравнений состояния, опирающихся на эксперименты по ударному сжатию и расширению пористого вольфрама. В случае моделирования методом КМД и экспериментов по электровзрыву проволоки и фольги имеет место конгруэнтное испарение. А при ударном сжатии и расширении металла в газовые барьеры при сжатии пор, заполненных барьерным газом, формируется двухфазная структура, и испарение является неконгруэнтным. Поэтому оценки параметров критической точки существенно различаются [1, 24].

В работе [1] сравнивали  $P$ - $T$ -диаграммы урана и двуокиси урана. При конгруэнтном испарении кривая насыщения на  $P$ - $T$ -диаграмме в координатах  $\lg P$  и  $1/T$  — прямая линия, которая заканчивается в критической точке. При неконгруэнтном испарении (например, для  $UO_2$  [26]) имеет место отклонение от

**Таблица 2.** Оценки параметров критической точки вольфрама

$P_c$ , ГПа	$T_c$ , К	Ссылка
1.18	15750	[13]
$1.2 \pm 0.15$	$15900 \pm 700$	[18]
$0.6 \pm 0.09$	$12200 \pm 200$	[24]
$0.58 \pm 0.05$	$13660 \pm 800$	[27]
$0.337 \pm 0.085$	$13400 \pm 1400$	[9]
1.3	12500	[8]
$1.1 \pm 0.2$	$16000 \pm 1000$	[7]
0.745	12400	[29]
1.48	18540	[28]
	$13500 \pm 1000$	Наша оценка

прямой, и критическая точка не лежит на прямой. Для вольфрама кривая насыщения в координатах  $\lg P$  и  $1/T$  представлена в работе [24]. Оценки параметров критической точки, полученные в этой работе методом КМД, и некоторые оценки по данным из экспериментов по электровзрыву лежат на прямой, а оценки параметров критической точки, полученные с помощью полуэмпирических уравнений состояния, опирающихся на эксперименты по изоэнтропическому расширению, отклоняются от прямой в координатах  $\lg P$  и  $1/T$ . Это подтверждает предположение о неконгруэнтности испарения при изоэнтропическом расширении ударно-сжатых пористых металлов.

В табл. 2 представлены оценки параметров критической точки вольфрама, полученные разными авторами. Оценки параметров критической точки методом КМД, оценки газотермическим методом на образцах в виде фольги [27] и большинство оценок, полученных из экспериментов по электровзрыву металлических проволочек (например, при оценке температуры критической точки [8, 9, 29]), близки. В то же время они отличаются от оценок, полученных из экспериментов по изоэнтропическому расширению ударно-сжатого пористого вольфрама и из уравнений состояния, опирающихся на такие эксперименты [13, 18].

При малом начальном давлении «плохие» металлы ведут себя как хорошие, малоплотная фаза не образуется, испарение конгруэнтное. На приведенном выше рис. 5 хорошо видно, что при малых давлениях регистрируемые температуры уменьшаются. Если предполагать, что при расширении металлы

достигают спинодали (так как скорости расширения высокие), то по регистрируемым температурам при малых давлениях можно оценить температуру критической точки металла при конгруэнтном испарении, поскольку температура на спинодали даже при нулевом давлении ( $T_0$ ) отличается от температуры критической точки ( $T_c$ ) на величину около 10 % ( $T_0 = 0.9T_c$ ) [30]. Полученная таким образом оценка температуры критической точки вольфрама (табл. 2) близка к температуре критической точки, полученной из экспериментов по электровзрыву металлических проволочек [8, 9, 29], газотермическим методом [27] и методом КМД [24].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Большинство данных о границах двухфазной области жидкость–пар для металлов получены методом изоэнтропического расширения на пористых образцах и при разгрузке в газовые барьеры [3]. Результаты экспериментов при расширении ударно-сжатого пористого вольфрама свидетельствуют о том, что регистрируется состояние, которое имеет более высокую температуру и более низкую плотность по сравнению с температурой и плотностью расширенного вольфрама, полученных с помощью моделирования с использованием широкодиапазонных уравнений состояния [13, 14], а также более низкую электропроводность по сравнению с данными экспериментов по электровзрыву. Это позволяет предположить, что в экспериментах по изоэнтропическому расширению ударно-сжатого изначально пористого вольфрама при расширении в околоскритической области фазового перехода жидкость–пар происходит расслоение на две фазы и имеет место неконгруэнтное испарение. Большое различие в оценках параметров критической точки вольфрама из литературных источников можно объяснить различными механизмами испарения вольфрама в зависимости от способа получения околоскритических состояний фазового перехода жидкость–пар.

Для пористого ниобия после ударного сжатия и расширения также получена плотность ниже расчетной плотности. Можно предположить, что для всех «плохих» [1] металлов оценки параметров критической точки, полученные из полуэмпирических уравнений состояния, опирающиеся на эксперименты по изоэнтропическому расширению ударно-сжатых пористых образцов, будут выше по температуре и давлению в отличие от оценок,



полученных методом КМД, из-за формирования двухфазной структуры, образующейся при ударном сжатии пористой среды. Для меди и других «хороших» металлов при ударном сжатии двухфазная структура не образуется, поэтому оценки, полученные разными методами, совпадают.

**Финансирование.** Работа выполнена в рамках Госзадания № 0089-2019-0001 «Экспериментальное и теоретическое исследование теплофизических характеристик и процессов в веществе в экстремальных состояниях» и при поддержке гранта Президиума РАН в рамках Программы «Конденсированное вещество и плазма при высоких плотностях энергии» и гранта Министерства науки и высшего образования «Энергетика экстремальных состояний вещества».

## ЛИТЕРАТУРА

1. I. Iosilevsky and V. Gryaznov, *J. Nucl. Mater.* **344**, 30 (2005).
2. В. Е. Фортов, И. Т. Якубов, *Неидеальная плазма*, Энергоатомиздат, Москва (1994).
3. М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев, Р. Ф. Трунин, В. Е. Фортов, *Экспериментальные данные по ударной сжимаемости и адиабатическому расширению конденсированных веществ при высоких плотностях энергии*, Изд-во ИХФЧ РАН, Черноголовка (1996).
4. Л. В. Альтшуллер, А. В. Бушман, М. В. Жерноклетов, *ЖЭТФ* **78**, 741 (1980).
5. Л. Ф. Гударенко, О. Н. Гущина, М. В. Жерноклетов, А. Б. Медведев, Г. В. Симаков, *ТВТ* **38**, 1185 (2000).
6. С. В. Коваль, Н. И. Кускова, С. И. Ткаченко, *ТВТ* **35**, 876 (1997).
7. A. D. Rakhel, A. Kloss, and H. Hess, *Int. J. Thermophys.* **23**, 1369 (2002).
8. H. Hess, A. Kloss, A. Rakhel, and H. Schneidenbach, *Int. J. Thermophys.* **20**, 1279 (1999).
9. W. Fucke and U. Seydel, *High Temp.–High Press.* **12**, 419 (1980).
10. В. К. Грязнов, *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, Вводный том 1 под ред. В. Е. Фортова, Наука, Москва (2000).
11. A. N. Emelyanov, D. V. Shakh-ray, and A. A. Golyshchev, *High Temp.–High Press.* **46**, 381 (2017).
12. В. В. Ким, Дисс. канд. физ.-мат. наук, ИИХФ РАН, Черноголовка (2005).
13. V. E. Fortov and I. V. Lomonosov, *Open Plasma Phys. J.* **3**, 122 (2010).
14. I. V. Lomonosov, Дисс. док. физ.-мат. наук, ИИХФ РАН, Черноголовка (2000).
15. A. W. DeSilva and G. B. Vunni, *Phys. Rev. E* **83**, 037402 (2011).
16. A. Kloss, T. Motzke, R. Grossjohann, and H. Hess, *Phys. Rev. E* **54**, 5851 (1996).
17. A. N. Emelyanov, A. A. Pyalling, and V. Ya. Ternovoi, *Int. J. Thermophys.* **26**, 1985 (2005).
18. A. N. Emelyanov, *High Temp.–High Press.* **44**, 483 (2015).
19. Н. А. Иногамов, А. Ю. Демьянов, Э. Е. Сон, *Гидродинамика перемешивания*, Изд-во МФТИ, Долгопрудный (1999).
20. С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов, В. Ф. Лобанов, *Горение и взрыв* **23**, 132 (1987).
21. А. А. Пяллинг, В. К. Грязнов, С. В. Квитов, Д. Н. Николаев, В. Я. Терновой, А. С. Филимонов, В. Е. Фортов, М. Дорник, Д. Х. Х. Хоффман, К. Штокль, *ТВТ* **36**, 33 (1998).
22. М. В. Жерноклетов, А. Б. Медведев, В. Г. Симаков, *Хим. физика* **14**, 49 (1995).
23. М. В. Жерноклетов, *ТВТ* **36**, 231 (1998).
24. D. V. Minakov, A. M. Paramonov, and P. R. Levashov, *Phys. Rev. B* **97**, 024205 (2018).
25. Р. Рид и Т. Шервуд, *Свойства газов и жидкостей*, Наука, Москва (1971).
26. C. Ronchi, I. L. Iosilevski, and E. Yakub, *Equation of State of Uranium Dioxide*, Springer, London (2004).
27. V. Ya. Ternovoi, V. E. Fortov, A. S. Filimonov, A. A. Pyalling, D. N. Nikolaev, and Y. E. Gordon, *High Temp.–High Press.* **34**, 73 (2002).
28. D. A. Young and B. J. Alder, *Phys. Rev. A* **3**, 364 (1971).
29. E. M. Apfelbaum and V. S. Vorob'ev, *J. Phys. Chem. B* **113**, 3521 (2009).
30. В. П. Скрипов, *Метастабильные жидкости*, Наука, Москва (1972).