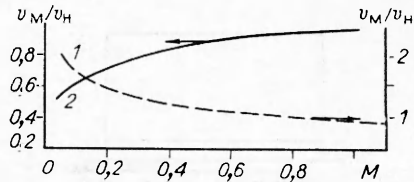


Рис. 2. Зависимость $\frac{v_M}{v_H}(M)$.

- 1 — $p_3/p_a = \text{idem}$, $\rho/\rho_T = \text{idem}$, $A = \text{idem}$, $\rho_{TM} = \rho_{TH}$;
 2 — $\frac{p_3}{\gamma_T(h+l_3)} = \text{idem}$, $p_3/p_a = \text{idem}$, $A = \text{idem}$,
 $\rho_{TM} = 1/M \cdot \rho_{TH}$.



лирования. Для третьего способа при $p_3 = 3$ МПа, $(L - l_3)/(H + L) = 0,7$, скорость модельного тела на 63 % меньше скорости натурального. Погрешность приближенного моделирования существенно зависит от масштаба геометрического подобия. При $M = 0,8$ погрешность по скорости тела в модельной установке составит около 5 % от скорости тела в натурной установке.

С наименьшей погрешностью приближенное моделирование может быть осуществлено путем увеличения плотности модельного тела в $1/M$ раз при соблюдении равенства всех остальных соотношений, входящих в уравнение (15), и использовании в модельной установке того же наполнителя (песка), что и в натурной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Розенбаум Р. Б., Тодес О. М. Движение тел в псевдоожигенном слое.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1980.
2. Матвеев С. К., Сеюкова Л. П. // Газодинамика и теплообмен.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1981.— Вып. 6.
3. Гухман А. А. Введение в теорию подобия.— М.: Высш. шк., 1973.
4. Горбис З. Р. Теплообмен и гидромеханика дисперсных сквозных потоков.— М.: Энергия, 1970.

Поступила в редакцию 3/IV 1987,
 после доработки — 27/VII 1987

УДК 539.89 + 536.53

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ УДАРНОГО СЖАТИЯ МЕТАЛЛА ТЕРМОПАРНЫМ МЕТОДОМ

С. Н. Ишуткин
 (Новосибирск)

Использование эффекта Зеебека является, по-видимому, наиболее прямым методом определения температуры металла, подвергаемого высокоскоростному деформированию. Однако поскольку непосредственному измерению поддается только электрическое напряжение V , возникающее между свободными концами нагружаемой термопары, то температура T должна находиться из интегрального соотношения вида

$$V = \int s [p(l), T(l)] \nabla T d\vec{l}. \quad (1)$$

Здесь интегрирование ведется вдоль некоторой мысленно выделенной линии (рис. 1), соединяющей свободные концы термопары и проходящей через участок, подвергающийся нагружению; l — координата вдоль пути интегрирования; s — термоэлектрический коэффициент; p — давление.

Вопрос о том, насколько сильно s зависит от p в условиях ударного сжатия, остается в настоящее время дискуссионным (см., например, [1—10]). В [11] предложен экспериментальный метод оценки отличия $s(p, T)$ от термоэлектрического коэффициента при нормальном давлении $s(0, T)$. В [11] пренебрегалось зависимостью $s(T)$, что справедливо с точностью около 10 % при перепаде температуры вдоль термопары не более 50—

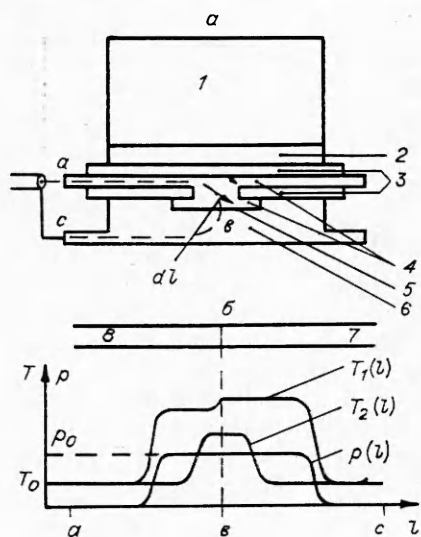


Рис. 1. Осевое сечение термопары (а) и распределение давления и температур вдоль пути интегрирования (б).

1 — заряд ВВ; 2 — экран; 3 — изолятор (тефлон); 4 — константан; 5 — контактная поверхность; 6, 7 — медь; 8 — константан.

70 °С. Такое увеличение температуры достигается в меди за фронтом ударной волны (УВ) с давлением 10—15 ГПа. Поэтому предложенный в [11] вариант метода корректен при давлениях, не превышающих эту величину. При более высоких давлениях зависимость $s(T)$ становится существенной, что необходимо учитывать при обработке экспериментальных данных. В настоящей работе предлагается методика определения температуры за фронтом УВ и $s(p, T)$, учитывающая зависимость $s(T)$ и справедливая в более широком интервале давлений.

Эксперименты проводились по методике, подробно описанной в [11]. Заготовку для термопары получали сваркой взрывом константановой фольги с медным листом. Из нее делали цилиндрический образец, осевое сечение которого приведено на рис. 1, а. Рассмотрим процесс нагружения такого образца плоской УВ. Пусть при $b < l < c$ термопара состоит из меди, а при $a < l < b$ — из константана. Точки $l = a$ и $l = c$ соответствуют местам подсоединения измерительного кабеля. УВ с давлением за фронтом p_0 сжимает область $a < l < c$. После прохождения волны через контактную поверхность 5 (см. рис. 1, а) распределения $p(l)$ и $T_1(l)$ в некоторый момент времени будут иметь вид, качественно изображенный на рис. 1, б. Падение p до нуля вблизи $l = a$ и $l = c$ обусловлено боковой разгрузкой. Напряжение на термопаре после прохождения УВ будет:

$$V_1 = \int_a^b s_K [p(l), T_1(l)] \frac{dT_1}{dl} dl + \int_b^c s_M [p(l), T_1(l)] \frac{dT_1}{dl} dl, \quad (2)$$

где s_K и s_M — абсолютные термоэлектрические коэффициенты константана и меди.

Рассмотрим теперь термопару, которая до нагружения нагрета в окрестности точки $l = b$. Пусть распределение температуры подогрева есть $T_2(l)$, причем $T_2(a) = T_2(c) = T_0$. Напряжение на такой термопаре до прохождения УВ определяется выражением

$$V_2 = \int_a^b s_K [0, T_2(l)] \frac{dT_2}{dl} dl + \int_b^c s_M [0, T_2(l)] \frac{dT_2}{dl} dl, \quad (3)$$

а после

$$V_3 = \int_a^b s_K [p(l), T_2(l) + T_1(l) - T_0] \frac{d(T_2 + T_1)}{dl} dl + \int_b^c s_M [p(l), T_2(l) + T_1(l) - T_0] \frac{d(T_2 + T_1)}{dl} dl. \quad (4)$$

Здесь предполагается, что T_2 не слишком велика, так что ударная адiabата изменилась не сильно, а увеличение температуры за волной $\Delta T = T_1 - T_0$ не зависит от начальной температуры металла [12, 13].

Зависимость термоэлектрических коэффициентов от давления в условиях гидростатического сжатия исследовалась в [14, 15]. Так, в [15] установлено, что при давлении до 7 ГПа s линейно зависит от p и меняется лишь на 3 %. При нормальном давлении s линейно зависит от T с точностью не хуже 1 %. В силу малости изменения параметров кристаллической решетки при $p < 50$ ГПа можно в первом приближении считать, что и в условиях ударного сжатия s линейно зависит от p и T :

$$\begin{aligned} s_k(p, T) &= \alpha_k + \beta_k(T - T_0) + \gamma_k p, \\ s_m(p, T) &= \alpha_m + \beta_m(T - T_0) + \gamma_m p. \end{aligned} \quad (5)$$

Константы $\alpha = \alpha_k - \alpha_m$ и $\beta = \beta_k - \beta_m$ можно измерить, тарируя термопару при нормальном давлении.

Учитывая (2), (3) и (5), из (4) получим

$$V_3 = V_1 + V_2 + \beta [T_1(b) - T_0][T_2(b) - T_0] + \int_a^b \gamma_k p \frac{dT_2}{dl} + \int_b^c \gamma_m p \frac{dT_2}{dl} dl. \quad (6)$$

В экспериментах предварительный подогрев производился так, что нагревалась только центральная область термопары. Причем диаметр нагреваемой области был больше диаметра контактной поверхности (см. рис. 1, б), но меньше диаметра медной основы. Поэтому $dT_2/dl \neq 0$ только при $p = p_0$. Тогда (6) преобразуется:

$$V_3 = V_1 + V_2 + \beta [T_1(b) - T_0][T_2(b) - T_0] + \gamma p_0 [T_2(b) - T_0], \quad (7)$$

где $\gamma = \gamma_k - \gamma_m$. Далее, подставляя (5) в (2), получим

$$V_1 = \alpha [T_1(b) - T_0] + \frac{1}{2} \beta [T_1(b) - T_0]^2 + \gamma_k \int_a^b p \frac{dT_1}{dl} dl + \gamma_m \int_b^c p \frac{dT_1}{dl} dl. \quad (8)$$

В отличие от (6), два последних члена в (8) не поддаются непосредственному вычислению, так как неизвестны зависимости $p(l)$ и $T_1(l)$. Однако можно оценить вклад этих членов сверху и снизу. Действительно, в области, охваченной волной разгрузки, с падением давления из-за расширения металла уменьшается и температура. Но совершающаяся при этом пластическая работа приводит к отставанию уменьшения температуры от падения давления. Следовательно,

$$\left| \frac{1}{p} \frac{dp}{dl} \right| \leq \left| \frac{1}{T_1 - T_0} \frac{dT_1}{dl} \right|. \quad (9)$$

Максимальная по модулю сумма двух последних членов в (8) реализуется в случае равенства в (9). Таким образом,

$$0 \leq \left| \gamma_k \int_a^b p \frac{dT_1}{dl} dl + \gamma_m \int_b^c p \frac{dT_1}{dl} dl \right| \leq \left| \gamma \frac{1}{2} p_0 [T_1(b) - T_0] \right|. \quad (10)$$

Поэтому (8) можно представить в виде

$$V_1 = \alpha [T_1(b) - T_0] + \frac{1}{2} \beta [T_1(b) - T_0]^2 + k \gamma p_0 [T_1(b) - T_0], \quad (11)$$

где k — некоторое число, величина которого ($0 \leq k \leq 1/2$) зависит от поведения температуры и давления на краях термопары. В силу (10) при изменении k в указанном интервале вклад двух последних членов в (8) проходит весь ряд своих возможных значений — от максимального до минимального. В эксперименте измеряются V_1 , V_2 , V_3 , $T_2(b)$, T_0 , p_0 , α и β . Для каждого набора этих величин при разных k , т. е. при различных предположениях о поведении p и T_1 на краях, из системы уравнений (7), (11) будут получаться различные $T_1(b)$ и γ . Истинные величины температуры и поправки к термоэлектрическому коэффициенту на

p_0 , ГПа	Напряжение, мВ			$T_2 - T_0$, °C	ΔT , °C	γ , мВ/(град·Па)	δ
	V_1	V_2	V_3				
15+1	2,9+0,1	3,6+0,01	7,2+0,1	90+2	70+5	$-2 \cdot 10^{-13} \div 3 \cdot 10^{-13}$	$-0,1 \div 0,1$
20+1	3,6+0,1	—	—	—	80 ± 7	—	—
30+2	6,4+0,2	—	—	—	150+15	—	—
39+2	9,4+0,2	2,2+0,01	12,6+0,2	60+2	210+20	$-3 \cdot 10^{-13} \div 3 \cdot 10^{-13}$	$-0,15 \div 0,18$

давление лежат между максимальными и минимальными $T_1(b)$ и γ , определенными из системы (7), (11) при варьировании k .

В настоящих экспериментах термопары нагружались плоскими УВ с давлением за фронтом 15, 20, 30 и 39 ГПа. При $p_0 = 15$ и 39 ГПа проводилось по две серии опытов. В первой измерялось напряжение V_1 , возникающее при прохождении УВ через термопару, имевшую до нагружения постоянную по длине температуру T_0 . Во второй серии непосредственно перед нагружением центральная область термопары подогревалась специальным нагревателем. Измерялось напряжение, возникающее в результате предварительного подогрева V_2 и V_3 , появляющееся после прохождения УВ через такую термопару. Давление измерялось манганиновым датчиком. По результатам измерений из (7), (11) вычислялись $T_1(b)$ и γ . При расчете k варьировалось от 0 до 1/2. Неопределенность k и погрешность измерения напряжений приводят к неопределенности при нахождении $T_1(b)$ и γ . В таблице приведены результаты измерений, их обработки и относительное отклонение термоэлектрического коэффициента от его величины при нормальном давлении

$$\delta = \frac{s(p, T) - s(0, T)}{s(0, T)}.$$

Из [15] следует, что в статических условиях при $p < 7$ ГПа $\gamma = -1,83 \cdot 10^{-13}$ мВ/(Па · град), что не противоречит нашим данным.

Следует отметить, что хотя δ может достигать 20 %, точность восстановления температуры не хуже 10 %. Это связано с тем, что контур интегрирования в (1) обязательно проходит через область низких давлений, где δ мало, в результате погрешность при вычислении $T_1(b)$ уменьшается. Причем если в (2) вместо $s(p, T)$ подставить $s(0, T)$, то получится температура, попадающая как раз в середину интервала неопределенности $T_1(b)$. Следовательно, для нахождения T в УВ с $p < 40$ ГПа с точностью не хуже 10 % можно использовать тарировку термопары при нормальном давлении.

В заключение следует сделать одно важное замечание. Предварительный подогрев термопары должен осуществляться так, чтобы нагревалась только центральная область. Причем вся контактная поверхность 5 должна иметь одинаковую температуру. Чтобы удовлетворить этим требованиям, толщину константанового слоя 4 над контактной поверхностью приходится делать как можно меньше. В настоящих экспериментах она составляла 240 мкм. Но при малой толщине слоя константана наличие изолятора 3, через который вводилась УВ, вообще говоря, может привести к отличию температуры вблизи контактной поверхности от температуры за фронтом стационарной УВ. Для проверки возможности такого влияния проведена серия экспериментов, в которых толщина слоя константана над контактной поверхностью увеличивалась до 4 мм. Оценки показывают, что, пройдя такое расстояние по сплошному металлу, УВ заведомо выходит на стационарный режим. Никакого отличия в величинах напряжения (в пределах точности измерения) при увеличении толщины константана не наблюдалось. Следовательно, либо, пройдя расстояние около 200 мкм по металлу, УВ «забывает» об ее искажении в тефлоне и приходит в стационарное состояние, либо искажение тензора напряжений в данном случае таково, что не оказывает заметного влияния на температуру. Это, по-видимому, обусловлено малой толщиной

тефлона (60 мкм). Время реверберации УВ в изоляторе составляло 10—20 нс, так что профиль нагружения был весьма близок к однократному даже в случае тонкого константана.

Представляет интерес сравнить температуры, полученные экспериментально и ожидаемые теоретически. Для сравнения выбрана наиболее простая модель термодинамического расчета по методике [16]. Температуры, вычисленные по различным известным из литературы величинам коэффициента Грюнайзена и удельной теплоемкости, лежат в области, ограниченной двумя линиями на рис. 2 (точками представлены экспериментальные данные). Обращает на себя внимание превышение расчетной температуры над экспериментальной, выходящее за пределы погрешности эксперимента.

Таким образом, в настоящей работе:

- 1) предложена методика измерения температуры за фронтом ударной волны в металле и оценки зависимости термоэлектрического коэффициента от давления;
- 2) измерена температура ударного сжатия меди при $p = 15 \div 39$ ГПа;
- 3) установлено, что термоэлектрический коэффициент термпары медь — константан при этих давлениях отличается от статического не более чем на 20 %;
- 4) показано, что для определения температуры в этом диапазоне давлений с точностью не хуже 10 % можно пользоваться тарировкой термпары при нормальном давлении.

Автор искренне признателен В. М. Титову, В. В. Паю, Г. Е. Кузьмину за полезные обсуждения и благодарит В. Н. Зеленого и М. А. Федотенко за помощь в экспериментах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jasquesson J. Bull. GAMAC, 1959, 4, 33.
2. Илюхин В. С., Кологривов В. И. ПМТФ, 1962, 5, 175.
3. Crosnier J., Jacquesson J., Migault A. // Proc. 4th Symp. on Detonation.— Washington: US Govt. Print. Off, 1965.
4. Palmer E. P., Turner G. H. J. Appl. Phys., 1964, 35, 10, 3055.
5. Бужинский О. И., Самылов С. В. ФТТ, 1969, 11, 10, 2881.
6. Минеев В. И., Иванов А. Г. и др. ЖЭТФ, 1971, 61, 1, 254.
7. Бордзиловский С. А., Караханов С. М., Полюдов В. В. ФГВ, 1972, 8, 4, 586.
8. Нестеренко В. Ф., Ставер А. М. ФГВ, 1974, 10, 6, 904.
9. Bloomquist D. D., Duvall G. E., Dick J. J. J. Appl. Phys., 1979, 50, 7, 4838.
10. Imaoka K., Kondo K., Sawaoka A. Japan J. Appl. Phys., 1980, 19, 1011.
11. Ишуткин С. И., Кузьмин Г. Е., Пай В. В. ФГВ, 1986, 22, 4, 96.
12. Rohde R. W. J. Appl. Phys., 1969, 40, 7, 2988.
13. Mitchell A. C., van Thiel M. et al. J. Appl. Phys., 1974, 45, 9, 3856.
14. Bridgman F. W. Proc. Amer. Acad. Arts. Sci., 1918, 53, 269.
15. Bundy F. P. J. Appl. Phys., 1961, 32, 3, 483.
16. McQueen R. G., Mursh S. P. J. Appl. Phys., 1960, 31, 7, 1253.

Поступила в редакцию 15/1 1988