

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ
МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУИ

Разработана методика измерения температуры кумулятивной струи с использованием термоэлектрического эффекта. Проведены измерения температуры медной струи, сформированной при нагружении образца с полусферической выемкой.

Процесс формирования кумулятивных струй и проникновения их в преграды исследовался рядом авторов. Обзор ранних работ имеется, например, в [1], где приводятся также постановки и результаты экспериментов и описываются теоретические подходы к явлению, основанные главным образом на рассмотрении задачи в рамках модели идеальной несжимаемой жидкости, хотя и делаются некоторые качественные оценки влияния сжимаемости и прочностных свойств материалов на процессы формирования струи.

Интерес к этому процессу продолжает оставаться высоким (см., например, [2—8]). Большинство исследований посвящено изучению различных геометрических и кинематических характеристик кумулятивных струй: толщина и длина струи, распределение скоростей и т.п. Особое внимание уделялось вопросу устойчивости струи на участке ее свободного движения [1, 6, 7], поскольку именно устойчивость оказывает определяющее влияние на пробивание при соударении струи с преградой. Серьезный анализ этого вопроса требует, по-видимому, включения в рассмотрение реальных физических свойств материала струи. Изучение термодинамического состояния поможет дать ответ на вопрос, можно ли считать материал струи идеальной несжимаемой жидкостью или же его прочностные свойства существенны для развития неустойчивости струи.

Данная работа проведена с целью получения информации о температуре кумулятивной струи, формирующейся при нагружении взрывом металлического образца с полусферической выемкой.

Эксперименты проводились по схеме рис. 1, где изображен биметаллический образец, состоящий из основы и вкладыша, прочность соединения которых не ниже прочности одного из металлов, составляющих пару. Под выемкой по оси сборки на расстоянии, достаточном для того, чтобы сформировалась струя, располагается стержень из того же металла, что и вкладыш. Вход осциллографа подсоединен к образцу и к стержню, как показано на рис. 1. В дальнейшем будем называть материал основы металлом 1, а материал вкладыша и стержня — металлом 2.

При нагружении сборки взрывом заряда ВВ из материала в окрестности выемки формировалась составная струя, причем головная часть струи состоит из металла 2, а хвостовая — из металла 1. После участка свободного полета струя сталкивается со стержнем и начинается проникновение более тонкой струи (стержня) в толстую.

В целом вся конфигурация в процессе пробивания представляет собой естественную термопару, один (горячий) спай которой — граница γ между металлами 1 и 2 в струе, а второй спай (имеющий комнатную температуру) находится в точке соединения стержня с выводным проводом из металла 1. Напряжение, измеренное в процессе проникания, позволит определить некоторую среднюю по деформированной границе γ температуру, которая несет информацию о температуре внутри струи.

Найдем связь между измеренной величиной термоэлектрического напряжения и температурами границы и основного металла 1. Для этого обратимся к упрощенной схеме процесса. Пусть имеется бесконечный цилиндр радиуса r_0 , составленный из двух частей с проводимостями σ_1 и σ_2 и коэффициентами термоЭДС S_1 и S_2 соответственно, разделенных границей

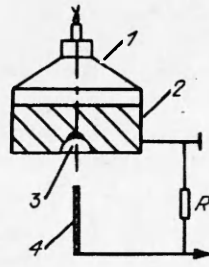


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению температуры струи.

1 — заряд ВВ; 2 — основа; 3 — вкладыш; 4 — стержень.

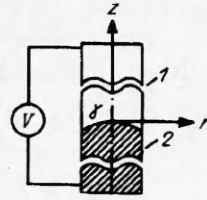


Рис. 2. Упрощенная схема процесса.

γ (рис. 2). Вольтметр подключен к бесконечно удаленным точкам цилиндра. Измеряемое напряжение выражается в цилиндрических координатах r, z интегралом

$$U = \int_{-\infty}^{\infty} E_z(r, z) dz,$$

где $E_z(r, z)$ — компонента электрического поля \vec{E} вдоль оси z .

Этот интеграл, естественно, не зависит от r ввиду того, что в стационарном случае

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = 0,$$

$d\vec{l}$ — элемент произвольного замкнутого контура.

Дифференциальный закон Ома для материала с проводимостью σ и коэффициентом термо-ЭДС S имеет вид

$$\vec{j} = \sigma(\vec{E} - S \nabla T + \nabla \eta / e),$$

где \vec{j} — плотность электрического тока; T — температура; η — химический потенциал; e — заряд электрона. Интегрируя по замкнутому контуру, проходящему через цилиндр и вольтметр, получаем

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_z}{\sigma} dz = U - \int_{-\infty}^{\infty} S \frac{\partial T}{\partial z} dz.$$

Для вычисления U умножим обе части уравнения на $2\pi r$, проинтегрируем по r и, меняя порядок интегрирования в левой части, получим

$$\begin{aligned} \int_0^{r_0} 2\pi r dr \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{j_z(r, z)}{\sigma} dz &= \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_0^{r_0} \frac{j_z(r, z)}{\sigma} 2\pi r dr = \\ &= U\pi r_0^2 - \int_0^{r_0} 2\pi r (S_2 - S_1) [T_r(r) - T_0] dr. \end{aligned}$$

Интеграл в левой части равен нулю при $\sigma_1 = \sigma_2$, а также в случае, когда граница раздела γ плоская при произвольных σ_1 и σ_2 . Для этих условий измеренное напряжение соответствует средней по сечению температуре границы:

$$U = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{r_0} 2\pi r (S_2 - S_1) [T_r(r) - T_0] dr.$$

В случае же криволинейной границы γ при различных σ_1, σ_2 измеряемая величина напряжения соответствует некоторой промежуточной температуре на γ .

Теперь найдем связь между температурами границы и металлов. Заметим, что при временах $t \sim 10$ мкс, что соответствует времени процесса

соударения струй, на температуре границы сказывается лишь прилегающий к ней слой толщиной $\delta \sim \sqrt{\kappa t} \sim 10^{-5}$ м (κ — температуропроводность). Поскольку остальные характерные размеры, например радиусы струи и кривизны границы раздела металлов, порядка 10^{-3} м, видно, что $\delta \ll r_0$. Таким образом, локально процесс теплопроводности вблизи границы γ можно считать одномерным. Тогда для задачи теплообмена на границе получим уравнения

$$\begin{aligned}\kappa_1 \Delta T_1 &= \frac{\partial T_1}{\partial t} + \rho_1(t) \text{ при } z > 0, \\ \kappa_2 \Delta T_2 &= \frac{\partial T_2}{\partial t} + \rho_2(t) \text{ при } z < 0\end{aligned}$$

с условием на границе $z = 0$: $T_1(0, t) = T_2(0, t)$ и начальными условиями при $t = 0$: $T_1(z, 0) = T_2(z, 0) = T_0$, где κ_1 и κ_2 — коэффициенты температуропроводности, а $\rho_1(t)$, $\rho_2(t)$ — мощности объемных источников тепла, которые возникают вследствие деформации металлов 1 и 2 соответственно. Ввиду невозможности проскальзывания на границе γ источников тепла на ней нет. Тогда, воспользовавшись методом отображения точечного источника, в задаче теплопроводности для составного неограниченного тела [9] легко найти температуру границы. Действительно, температура границы, обусловленная наличием объемного источника мощностью $\rho_1(t) dz$, расположенного между плоскостями z и $z + dz$ в металле 1 в момент времени t , есть

$$dT_{1\gamma} = \int_0^t \rho_1(t) \frac{\kappa_2}{\pi \kappa_1 t} \frac{K_1 \exp(-z^2/\kappa_1 t)}{K_1 \sqrt{\kappa_2} + K_2 \sqrt{\kappa_1}} dt dz, \quad (1)$$

где K_1 и K_2 — коэффициенты теплопроводности соответствующих металлов.

Для температур металлов вдали от границы введем обозначения $T(\infty, t)$ и $T(-\infty, t)$, причем

$$T_1(\infty, t) = \int_0^t \rho_1(t) dt, \quad T_2(-\infty, t) = \int_0^t \rho_2(t) dt.$$

Интегрируя (1) по z , получим вклад в температуру границы, обусловленный всеми источниками, расположенными в металле 1:

$$T_{1\gamma} = \bar{\kappa}_1 \sqrt{\kappa_2} T_1(\infty, t).$$

Аналогично от источников в металле 2:

$$T_{2\gamma} = K_2 \sqrt{\kappa_1} T_2(-\infty, t).$$

Из принципа суперпозиции

$$T_1(0, t) = T_2(0, t) = \frac{T_1(\infty, t) K_1 \sqrt{\kappa_2} + T_2(-\infty, t) K_2 \sqrt{\kappa_1}}{K_1 \sqrt{\kappa_2} + K_2 \sqrt{\kappa_1}}. \quad (2)$$

В данной работе в качестве металлов 1 и 2 выбраны медь и константан. Радиус выемки 10 мм, что обеспечивало выход струи радиусом 2,5 мм, непрерывной длины 70 мм со скоростью 2,4 км/с. Геометрические и кинематические параметры струи определялись по рентгенограмме, пример которой показан на рис. 3. Время полета струи до столкновения со стержнем составляло 13 мкс, что достаточно для установления электромагнитных процессов в образце. Давление в струе в момент ее соударения со стержнем ~ 10 ГПа. Поэтому использовалась тарировочная зависимость, полученная в [10] для медь-константановой термопары в диапазоне давлений до 40 ГПа.

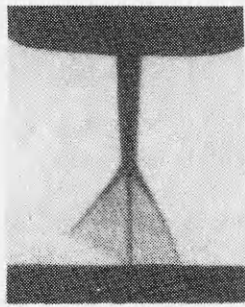


Рис. 3. Рентгенограмма соударения струи и стержня.

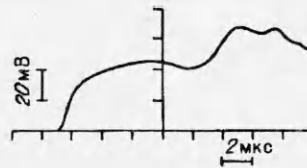


Рис. 4. Осциллограмма температуры струи.

Для определения температуры меди в струе обратимся к рис. 4. Из осциллограммы видно, что сигнал сначала нарастает за время ~ 1 мкс от 0 до ~ 40 мВ, что соответствует средней температуре границы ~ 680 °С. В течение ~ 8 мкс сигнал остается практически постоянным, а затем возрастает до ~ 73 мВ, что соответствует температуре ~ 1100 °С. Начальный участок роста обусловлен переходными процессами в измерительной цепи; поскольку индуктивность цепи $L \sim 10^{-6}$ Гн, а сопротивление шунта R на рис. 1 составляло ~ 1 Ом, получаем время установления $\tau \sim L/R \sim 1$ мкс.

Сравнение рентгенограмм струй, полученных из монолитного медного и биметаллического образцов, показывает, что их формы и скорости движения одинаковы. Это дает основание считать, что деформации меди и константана вблизи границы раздела близки друг к другу. Поскольку прочность константана выше, чем меди, он нагревается, как минимум, до той же температуры, что и медь, т.е. $T_2(-\infty, t) \geq T_1(\infty, t)$. Максимальная же температура константана ограничена сверху температурой его плавления $T_2(-\infty, t) \leq 1240$ °С, поскольку при плавлении вязкость металлов падает на 6—8 порядков, и дальнейший рост температуры, связанный с деформацией металла, прекращается. Тогда из (2) средняя температура меди в данном эксперименте 680 °С $\geq T_1(\infty, t) \geq 540$ °С.

Авторы благодарны В.М. Титову за полезные обсуждения, а также В.Н. Зеленому и М.А. Федотенко за помощь в экспериментах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П. и др. Физика взрыва. — М.: Наука, 1975. — С. 367—440.
2. Кинеловский С.А., Тришин Ю.А. Физические аспекты кумуляции // ФГВ. — 1980. — 16, № 5. — С. 26—40.
3. Wu Shengchang, Chang Qianshun, Feng Yanling et al. Application of the Calculation of Two-Dimensional Elastic-Plastic Flow // Appl. Differ. Equat., Int. Workshop. 4—7 June. 1985. — Beijing. Singapore, 1986. — P. 387—395.
4. Забабахинские научные чтения. 14—17 января, 1987. — Челябинск, 1987.
5. Miller S. A New Design Criteria for Explosively-Formed Hypervelocity Projectile (EFHP) // Int. J. Impact Eng. — 1990. — 101, № 1—4. — P. 403—411.
6. Козин Н.С. Об устойчивости кумулятивной струи // ФГВ. — 1972. — 8, № 2. — С. 315—317.
7. Perez E. Evaluation of Shaped Charge Jet Fragmentation on Target Penetration // Proc. 13th Int. Congr. High Speed Photogr. and Photonics. — Tokio, 1979. — P. 757—761.
8. Von Holle, Trimble J.J. Shaped Charge Temperature Measurement. // 6th Symp. on Detonation. — 1976. — V. 1. — P. 233—241.
9. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. — М.: Наука, 1964. — С. 356—357.
10. Ишуткин С.Н. Определение температуры при высокоскоростном деформировании металла: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Новосибирск, 1990.

630090, Новосибирск,
ИГиЛ СО РАН

Поступила в редакцию 27/VIII 1993