

УДК 621.791.76: 621.7.044.2

*В. В. Пай, д-р физ.-мат. наук, М. А. Гулевич, м.н.с., И. В. Яковлев, д-р техн. наук,  
В. И. Лысак\*, чл.-корр. РАН, С. В. Кузьмин\*, д-р техн. наук, С. В. Хаустов\*, канд. техн. наук*

### **ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ГРАНИЦЕ СОЕДИНЕНИЯ МЕТАЛЛОВ В ПРОЦЕССЕ СВАРКИ ВЗРЫВОМ**

*Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН  
\*Волгоградский государственный технический университет, weld@vstu.ru*

В работе экспериментально определялся характер изменения температуры в шве при сварке взрывом модельных марганцевых и константановых пластин. Показано, что изменение электрической проводимости марганца в зоне высоких давлений в окрестности точки контакта несущественно влияет на электромагнитные процессы, происходящие в естественной термопаре, образованной сваривающимися пластинами.

**Ключевые слова:** сварка взрывом, распределение температуры, естественная термопара

*V. V. Pai, M. A. Gulevich, I. V. Yakovlev, V. I. Lysak, S. V. Kuz'min, S. V. Khaustov*

### **TEMPERATURE MEASUREMENT IN THE BOUNDARY OF THE WELDED JOINT AT EXPLOSIVE WELDING**

*Lavrentyev Institute of hydrodynamics, SB RAS  
Volgograd State Technical University, weld@vstu.ru*

Experimentally determined the temperature trend in the weld joint at explosive welding of model manganin and constantan plates. Found that manganin electrical conductivity change in the high-pressure zone has insignificant effect on the electromagnetic processes in dynamic thermocouple formed by welding plates.

**Keywords:** explosive welding, temperature distribution, dynamic thermocouple

Температурный режим на границе соударения металлов при сварке взрывом является определяющим в процессе формирования прочного соединения [1]. Излишнее количество тепла, выделившегося в процессе высокоскоростной деформации металла в околошовной зоне, как правило, приводит к образованию расплавов, ухудшающих прочностные свойства соединения [2, 3]. Управление температурным режимом осуществляется путем надлежащего выбора параметров соударения свариваемых образцов [4]. Изменяя величины скорости точки контакта и угла соударения и исследуя металлофизические характеристики полученных соединений, устанавливают оптимальный тип взрывчатого вещества (ВВ), высоту заряда ВВ, зазор между свариваемыми пластинами и начальный угол между ними. Однако про-

гнозировать термический цикл по задаваемым параметрам соударения в настоящее время невозможно ввиду отсутствия адекватной физической модели процесса деформации металлов в условиях сварки взрывом в околошовной зоне. Поэтому актуальным является развитие экспериментальных методов исследования температурного поля в свариваемых образцах с целью установления связи теплофизических величин с параметрами соударения.

В настоящее время экспериментальное определение распределения температуры вдоль шва в момент его формирования возможно только с помощью термопарного эффекта Зеебека. При этом элементами термопары служат сами свариваемые образцы [5, 6]. Только в таком случае не вносятся возмущения в течение металла в отличие от

использования любых локальных датчиков, нарушающих сплошность исследуемого образца, а, следовательно, неконтролируемым образом искажающих исследуемое поле температур.

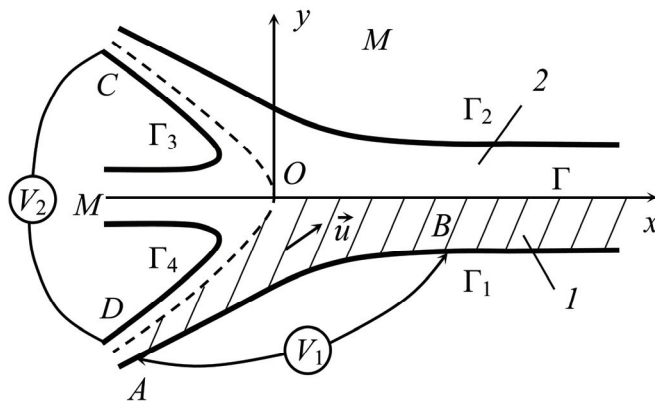
Авторами [6] разработан термопарный метод измерения температуры при плоском установившемся течении металла в предположении постоянства величин электрических проводимостей каждого из пары свариваемых металлов. Такое допущение справедливо, например, при сварке меди и константана, так как проводимость константана практически не зависит от давления и температуры в широком диапазоне их варьирования, а изменение проводимости меди не существенно, т.к. она в  $\sim 23$  раза больше таковой у константана, а, следовательно, медь может считаться эквипотенциальной. В случае измерения температуры шва при сварке взрывом манганина с константаном ситуация иная, начальные значения проводимостей этих металлов одинаковы, но, поскольку давление в точке контакта достигает 250 ... 300 кбар, проводимость манганина уменьшается почти вдвое [7]. Такое изменение влияет на электромагнитные процессы, происходящие в свариваемых образцах.

Медные сплавы манганин и константан были выбраны в качестве модельных, т.к. их

механические свойства близки, исходные величины электрических проводимостей одинаковы, а относительный коэффициент термоЭДС велик – 40 мкВ/град. Поскольку общие закономерности связи температурного режима в шве с параметрами соударения для разных металлов остаются неизменными, их можно изучать на примере вышеупомянутых сплавов.

Данная работа посвящена исследованию вопроса о степени влияния изменения проводимости одного из металлов при высоких давлениях на электромагнитные процессы, происходящие в естественной термопаре, образованной сваривающимися пластинами с различными термоэлектрическими коэффициентами.

Рассмотрим подробно электромагнитные процессы, происходящие в термопаре образованной сваривающимися пластинами из металлов I и II с учетом зависимости электрической проводимости последнего от давления. При достаточных размерах соударяющихся пластин и по прошествии достаточно большого промежутка времени с момента начала соударения течение металла на достаточном от краев пластин в системе отсчета точки контакта можно считать плоским установившимся. Картина течения и схема измерения термо-ЭДС в условиях



**Рис. 1. Схема течения металла в окрестности точки контакта:**

1 – металл I; 2 – металл II;  $V_1, V_2$  – вольтметры;  $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$  – свободные границы течения металла;  $\Gamma$  – граница раздела металлов

сварки взрывом металлов I и II приведена на рис. 1.

Для частицы каждого из металлов, движущейся со скоростью  $\mathbf{u}=\mathbf{u}(x, y)$ , дифференциальный закон Ома с учетом термоэлектрического эффекта имеет вид [8]

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\sigma} \mathbf{j} + S \nabla T - \mu_0 [\mathbf{u} \times \mathbf{H}], \quad (1)$$

где  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  – векторы напряженности электрического и магнитного поля соответственно;  $\mathbf{j}$  – вектор плотности тока;  $\sigma$  – проводимость;  $S$  – термоэлектрический коэффициент;  $\mu_0$  – магнитная постоянная. Применяя операцию ротор к (1) и учитывая, что  $\text{rot} \mathbf{E} = 0, \text{rot}(S \nabla T) = 0, \text{rot} \mathbf{j} = -\Delta \mathbf{H},$

$$\text{rot}(\mathbf{u} \times \mathbf{H}) = -\text{div}(H \mathbf{u}) \mathbf{e}_z \quad (2)$$

получим уравнение для магнитного поля в каждом из металлов, где  $\mathbf{H} = H \mathbf{e}_z, \mathbf{e}_z$  – единичный вектор нормали к плоскости течения  $(x, y)$ . Для металла I, ввиду того, что его проводимость  $\sigma_1$  постоянна

$$\frac{1}{\mu_0 \sigma_2} \Delta H - \text{div}(H \mathbf{u}) = 0, \quad (3)$$

как и в [6], а для металла II следующее:

$$\nabla \left\{ \frac{1}{\mu_0 \sigma_2(P)} \nabla H \right\} - \text{div}(H \mathbf{u}) = 0, \quad (4)$$

где  $\sigma_2(P)$  – проводимость металла II, являющаяся функцией давления  $P$ .

В этих уравнениях первые члены описывают диффузию магнитного поля, а вторые – конвективный снос движущимся металлом, причем в металле II коэффициент диффузии

зависит от давления. Свободными границами течения являются  $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$  к которым подключено два вольтметра  $V_1, V_2$  (осциллографа), как это изображено на рис 1, граница двух сваривающихся пластин обозначена как  $\Gamma$ . При этом точки  $C$  и  $D$ , к которым подсоединен вольтметр  $V_2$ , а также точки  $A$  и  $M$  находятся на большом расстоянии от точки контакта в течение всего времени измерения. Точка  $B$  с контактным проводом вольтметра  $V_1$ , двигаясь вместе с частицей металла I, проходит вдоль границы  $\Gamma_1$ , что обеспечивает непрерывную регистрацию электрического потенциала на  $\Gamma_1$ . Считая, что свободные границы течения имеют постоянную температуру  $T^*$ , интегрируя (1) по замкнутым контурам, включающим вольтметры  $V_1, V_2$  и участки свободных границ течения и, учитывая (2), выражение для напряжения на вольтметрах можно записать в виде:

$$V_1 = \int_A^B \mathbf{E} d\mathbf{l} = \mu_0 \int_A^B \frac{1}{\mu_0 \sigma_1} \frac{\partial H}{\partial n_1} d\Gamma_1, \quad (5)$$

$$V_2 = \int_C^M \mathbf{E} d\mathbf{l} + \int_M^D \mathbf{E} d\mathbf{l} = \mu_0 \int_C^M \frac{1}{\mu_0 \sigma_2} \frac{\partial H}{\partial n_3} d\Gamma_3 + \mu_0 \int_M^D \frac{1}{\mu_0 \sigma_1} \frac{\partial H}{\partial n_4} d\Gamma_4, \quad (6)$$

где  $\frac{\partial H}{\partial n_1}, \frac{\partial H}{\partial n_3}, \frac{\partial H}{\partial n_4}$  – производные по нормали к границам  $\Gamma_1, \Gamma_3, \Gamma_4$ ;  $d\Gamma_1, d\Gamma_3, d\Gamma_4$  – элементы длины этих границ соответственно;  $d\mathbf{l}$  – элемент контура интегрирования. Из непрерывности тангенциальной составляющей

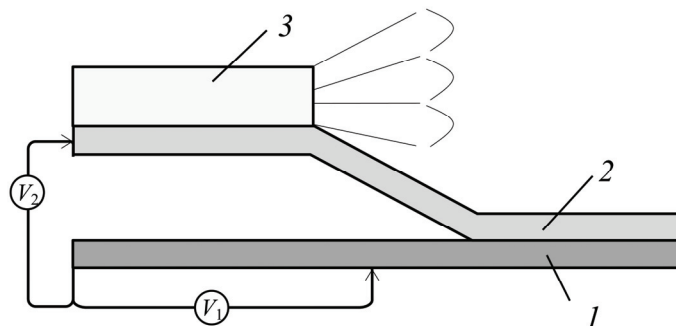


Рис. 2. Схема эксперимента:

1 – металл I; 2 – металл II; 3 – заряд ВВ;  $V_1, V_2$  – вольтметры

электрического поля на  $\Gamma$  при переходе из металла I в металл II следует:

$$\frac{1}{\sigma_1} \frac{\partial H}{\partial n_*} + \frac{1}{\sigma_2(P)} \frac{\partial H}{\partial n_{**}} = (S_1 - S_2) \frac{\partial T}{\partial \Gamma}, \quad (7)$$

где  $\frac{\partial H}{\partial n_*}$  и  $\frac{\partial H}{\partial n_{**}}$  – производные по нормальям к границе  $\Gamma$ , направленным в области заняты металлами I и II соответственно;  $d\Gamma$  – элемент длины  $\Gamma$ .

На свободных границах  $H \equiv 0$ , так как нормальная к  $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$  составляющая вектора плотности тока равна нулю, а внешнее магнитное поле отсутствует. Значит, мощность источников для уравнений (1, 2) определяется производной температуры вдоль границы раздела металлов, а магнитное поле, рождаясь на  $\Gamma$ , диффундирует к свободным границам и одновременно сносится движущимся металлом вниз по потоку. Заметим, что весь магнитный поток, образовавшийся на интервале границы  $\Gamma$  от точки контакта  $O$  до  $M$  (в струе), выходит через границы  $\Gamma_3$  и  $\Gamma_4$ , а значит:

$$\begin{aligned} & \int_C^M \frac{1}{\mu_0 \sigma_1} \frac{\partial H}{\partial n_4} d\Gamma_4 + \int_M^D \frac{1}{\mu_0 \sigma_2} \frac{\partial H}{\partial n_3} d\Gamma_3 = \\ & = \int_O^M \left( \frac{1}{\sigma_1} \frac{\partial H}{\partial n_*} + \frac{1}{\sigma_2(P)} \frac{\partial H}{\partial n_{**}} \right) d\Gamma = \\ & = \int_{T_M}^{T_O} (S_1 - S_2) dT, \end{aligned}$$

или, подставляя в (6),

$$V_2 = \int_{T_*}^{T_O} (S_2 - S_1) dT,$$

т.к. в бесконечно удаленной от зоны соударения точке  $M$  температура  $T_M = T_*$ . Таким

образом, показания вольтметра  $V_2$  соответствуют температуре в точке контакта.

Из условия непрерывности нормальной к границе раздела металлов составляющей вектора плотности тока следует непрерывность  $H$  на  $\Gamma$ .

Проведем два одинаковых по параметрам соударения опыта в одном из которых металл I – манганин, металл II – константан (рис. 2), а во втором металл I – константан, металл II – манганин.

Из-за разности в проводимостях, а следовательно, коэффициентов диффузии в металлах, показания вольтметров  $V_1$  в этих двух опытах будут различными. Однако, поскольку область высоких давлений, а следовательно, значительных изменений проводимости манганина сосредоточена в узкой зоне вблизи точки контакта, различие в показаниях вольтметров может оказаться незначительным и не приниматься во внимание при расчете температуры в шве. С целью проверки степени влияния изменения проводимости манганина в зоне высоких давлений на процесс диффузии магнитного поля были проведены опыты по сварке взрывом манганиновых и константановых пластин толщинами по 2 мм длиной 185 мм, шириной 80 мм. В первом из опытов манганиновая пластина металась слоем ВВ на константановую, а во втором опыте кон-

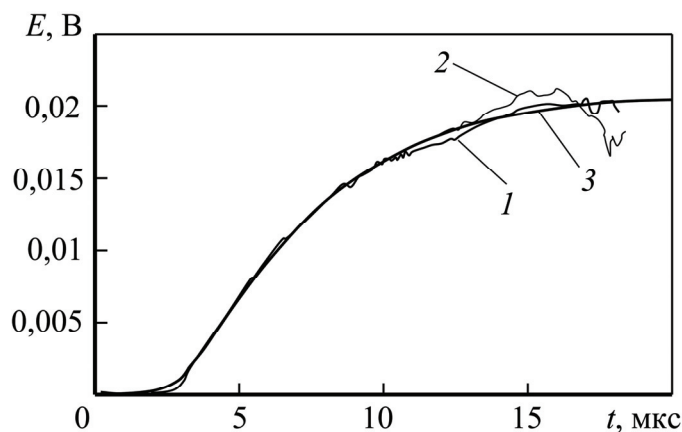


Рис. 3. Осциллограммы термоЭДС,  $V_1(t)$ :

1 – манганин + константан; 2 – константан + манганин; 3 – расчетная кривая

стантановая на манганиновую таким же рядом ВВ. Скорость точки контакта была равна 2250 м/с, угол соударения 10°. Зависимости напряжения на вольтметрах  $V_1$  от времени показаны на рис. 3.

Как видно из сравнения показаний вольтметров, они совпадают в начальном интервале времени  $\sim 10$  мкс, а в дальнейшем немного различаются. Такое совпадение в течение времени, значительно превосходящего время интенсивной деформации в зоне высоких давлений, показывает, что учет изменения проводимости манганина вблизи точки контакта слабо влияет на процесс диффузии магнитного поля и является несущественным при расчете температуры в шве. Различие показаний вольтметров при временах больших 10 мкс объясняется тем, что сварка происходила с волнообразованием, и на поздней стадии наблюдается процесс остывания неоднородно нагретого шва.

Проведем расчет распределения температуры вдоль сварного шва в предположении, что поле скоростей описывается в рамках течения идеальной несжимаемой жидкости. Так как плотности манганина и константана близки, течение будет непрерывно во всей области, занимаемой металлами. Введем, как обычно, потенциал скорости  $\varphi$  и функцию тока  $\psi$  такие, что  $u = \frac{\partial \varphi}{\partial x}$ ,  $v = \frac{\partial \varphi}{\partial y}$ ,  $u = \frac{\partial \psi}{\partial y}$ ,  $v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$ , где  $u$  и  $v$  – компоненты вектора скорости  $\mathbf{u}$ , и рассмотрим часть течения, заштрихованную на рис. 1.

В плоскости комплексного потенциала  $\Phi = \varphi + i\psi$  эта часть течения будет прямой полосой  $\psi_{\Gamma_2} \leq \text{Im}\Phi \leq \psi_{\Gamma}$ , где  $\psi_{\Gamma_2}$  и  $\psi_{\Gamma}$  – значения функции тока на границах  $\Gamma_2$  и  $\Gamma$  соответственно. Введем вспомогательную функцию  $F(\varphi, \psi) = \int_{-\infty}^{\varphi} H(\varphi, \psi) d\varphi$ . Эта функция при подстановке в уравнение (1) и переходе

к новым переменным удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial \psi^2} - \mu_0 \sigma \frac{\partial F}{\partial \varphi} = 0, \quad (8)$$

обращается в нуль на свободной границе  $\Gamma_2$

$F(\varphi, \psi_{\Gamma_2}) \equiv 0$ , а ее производная:

$$\left. \frac{\partial F}{\partial \psi} \right|_{\Gamma_2} = -\sigma V_1(\varphi, \psi_{\Gamma_2}).$$

Этих граничных условий достаточно для нахождения функции  $F(\varphi, \psi)$  из уравнения (8). Как показано в [6], решением этого уравнения является функция:

$$F(\varphi, \psi) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\rho(\varphi_0)}{2\pi} \exp\left[\frac{\mu_0 \sigma (\varphi - \varphi_0)}{2}\right] \times \\ \times K_0 \left[ \frac{\mu_0 \sigma}{2} \sqrt{(\varphi - \varphi_0)^2 + (\psi - \psi|_{\Gamma})^2} \right] d\varphi_0 - \\ - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\rho(\varphi_0)}{2\pi} \exp\left[\frac{\mu_0 \sigma (\varphi - \varphi_0)}{2}\right] \times \\ \times K_0 \left[ \frac{\mu_0 \sigma}{2} \sqrt{(\varphi - \varphi_0)^2 + (\psi - \psi|_{\Gamma} - 2\psi|_{\Gamma})^2} \right] d\varphi_0$$

где  $\rho(\varphi_0)$ , определяется путем подстановки  $F(\varphi, \psi)$  в (6) из некорректного уравнения Фредгольма:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\rho(\varphi_0)}{2\pi} \mu_0 \sigma (\psi|_{\Gamma} - \psi|_{\Gamma_2}) \exp\left[\frac{\mu_0 \sigma (\varphi - \varphi_0)}{2}\right] \times \\ \times K_1 \left[ \frac{\mu_0 \sigma}{2} \sqrt{(\varphi - \varphi_0)^2 + (\psi|_{\Gamma} - \psi|_{\Gamma_2})^2} \right] d\varphi_0 = \\ = -\sigma V(\varphi, \psi|_{\Gamma_2})$$

первого рода с использованием методов регуляризации, учитывающих гладкость функции  $\rho(\varphi_0)$ ;  $K_0, K_1$  – функции Бесселя второго рода мнимого аргумента нулевого и первого порядка соответственно.

Наконец, учитывая, что из симметрии задачи:

$$\frac{1}{\sigma_1} \frac{\partial H}{\partial n_*} = -\frac{1}{\sigma_2(P)} \frac{\partial H}{\partial n_{**}},$$

интегрируя (7) вдоль  $\Gamma$ , температура в произвольной точке шва  $T(\varphi, \psi|_{\Gamma})$  вычислялась по формуле:

$$\int_{T(\varphi)}^{T_0} (S_1 - S_2) dT = \\ = \int_{\Gamma(\varphi)}^{\Gamma(0)} \left( \frac{1}{\sigma_1} \frac{\partial H}{\partial n_*} + \frac{1}{\sigma_2(P)} \frac{\partial H}{\partial n_{**}} \right) d\Gamma = \\ \frac{2}{\sigma_0} \lim_{\psi \rightarrow \psi|_{\Gamma}} \frac{\partial F(\varphi, \psi)}{\partial \psi}. \quad (9)$$

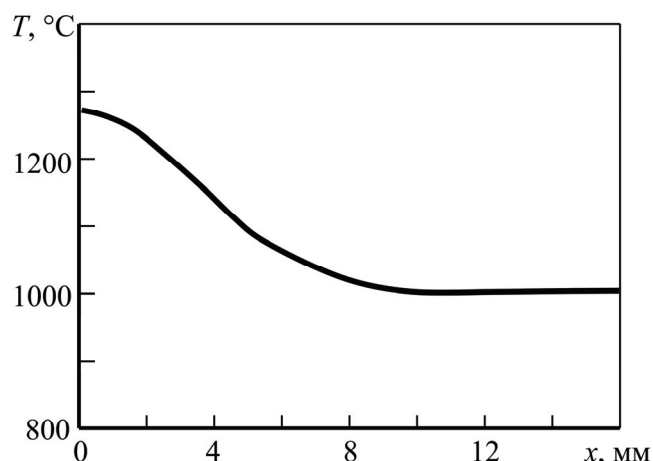


Рис. 4. Распределение температуры в шве за точкой контакта

Здесь, пренебрегая зависимостью проводимости манганина от давления, считалось, что  $\sigma_0 = \sigma_1 = \sigma_2 = \text{const}$ .

В эксперименте вольтметр  $V_2$  показал напряжение  $\sim 83$  мВ, что соответствует температуре плавления константана  $T_0=1270^\circ\text{C}$ . Вычисление функции  $T(\varphi, \psi|_r)$  выполнялось по формуле (9), причем зависимость относительного коэффициента термоЭДС пары манганин-константан бралась в виде:

$$S_1(T) - S_2(T) = S_1(T_*) - S_2(T_*) + \alpha(T - T_*),$$

где  $S_1(T_*) - S_2(T_*) = 45$  мкВ/град,

$\alpha=0,035$  мкВ/град,  $T_* = 20^\circ\text{C}$ .

Рассчитанная зависимость  $T(\Gamma)$  приведена на рис. 4, а вычисленная по найденному распределению температуры вдоль шва зависимость  $V_1(t)$  показана в сравнении с экспериментально определенной на рис. 3.

## ВЫВОДЫ

Показано, что изменение проводимости манганина в области высокого давления в окрестности точки контакта незначительно влияет на распределение токов в естественной термопаре, образующейся при сварке взрывом разнородных металлов. Это дает основание для использования вышеописанной методики измерения температу-

ры в околошовной зоне при сварке взрывом без учета изменения проводимости от давления.

## Библиографический список

1. Lysak, V.I. Lower boundary of metal explosive welding. Evolution of ideas / V.I. Lysak, S.V. Kuzmin // Journal of Materials Processing Technology. – 2012. – vol. 212, issue 1. – pp. 150-156.
2. Лысак, В. И. Микронеоднородность сваренных взрывом соединений / В. И. Лысак, С. В. Кузьмин // Известия Волгоградского государственного технического университета. Сер. Сварка взрывом и свойства сварных соединений. – 2004. – Вып. 1(13), №6. – С. 4-22.
3. Лысак, В. И. Сварка взрывом / В. И. Лысак, С. В. Кузьмин. – М.: Машиностроение-1, 2005. – 543 с.
4. Кузьмин, С. В. Принципы расчета режимов сварки взрывом металлических слоистых композитов / С. В. Кузьмин, В. И. Лысак, С. В. Хаустов, Т. Ш. Сильченко // Автоматическая сварка. – 2007. – №10. – С. 16-22.
5. Ишуткин, С. Н. Об измерении поля температуры при плоском установившемся течении металла / С. Н. Ишуткин, Г. Е. Кузьмин, В. В. Пай, Л. Л. Фрумин // Журнал прикладной механики и технической физики. – 1992. – №2. – С. 157-165.
6. Кузьмин, Г. Е. Экспериментально-аналитические методы в задачах динамического нагружения материалов / Г. Е. Кузьмин, В. В. Пай, И. В. Яковлев. – Новосибирск: Издательство СО РАН, 2002. – 315 с.
7. Канель, Г. И. Применение манганиновых датчиков для измерения давлений ударного сжатия конденсированных сред / Г. И. Канель // Отделение ИХФ, Черноголовка. – 1973. – 28 с. (Препринт).
8. Ландау, Л. Д. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Наука, 1982. – 624 с. – 496 с.