

УДК 669.15

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ И ПАРАМЕТРОВ ВАННЫ РАСПЛАВА НА ПОВЕРХНОСТИ ТИТАНА ПРИ НЕПРЕРЫВНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ОБРАБОТКЕ

Муратов В.С., Морозова Е.А.

ФГБОУ ВПО «Самарский государственный технический университет»,  
Самара, e-mail: mtm@samgtu.ru

На основе решения тепловой задачи, базирующейся на гидродинамическом процессе, при подвижном линейном источнике тепла рассмотрен характер распределения температурных полей в различных состояниях материала (твердом и жидком) при лазерном упрочнении поверхности технически чистого титана, а также изучена кинетика процесса формирования ванны расплава при наличии фазового перехода. Приведены результаты расчета параметров, характеризующих форму ванны расплава технически чистого титана при подвижном лазерном источнике для постоянной плотности мощности лазерного излучения  $q = 3,2 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> и скорости перемещения лазерного источника  $V_n$ , изменяющейся в диапазоне (0,00166–0,015) м/с, а также для  $V_n = 0,0083$  м/с и изменяющейся в диапазоне (1,68·10<sup>8</sup>–8,1·10<sup>8</sup>) Вт/м<sup>2</sup> плотности мощности лазерного излучения  $q$ .

**Ключевые слова:** лазерная термическая обработка, температурное поле, параметры ванны расплава, титан

## TEMPERATURE PATTERNS AND MOLTEN POOL PARAMETERS THE TITANIUM SURFACE TEST IN THE CONTINUOUS LASER TREATMENT

Muratov V.S., Morozova E.A.

Samara State Technical University, Samara, e-mail: mtm@samgtu.ru

The article discusses the temperature pattern in the commercially pure titanium surface laser hardening. Here we consider solid and liquid material state. The heat problem solution on the basis hydrodynamics process with move linear heat source is used. Kinetics of molten pool formation with phase transition was studied. Results of molten pool parameters calculation for commercially pure titanium with move heat source, constant laser radiation power density  $q = 3,2 \cdot 10^8$  W/m<sup>2</sup> and laser source travel speed  $V_L$  from 0,00166 to 0,015 m/s are listed. Results of molten pool parameters calculation for commercially pure titanium with constant laser source travel speed  $V_L = 0,0083$  m/s and laser radiation power density  $q$  from 1,68·10<sup>8</sup> to 8,1·10<sup>8</sup> W/m<sup>2</sup> are listed.

**Keywords:** laser heat treatment, temperature pattern, molten pool parameters, titanium

Эксплуатационные показатели изделий, обрабатываемых лазерным лучом, во многом зависят от формы расплавленной области тела, называемой ванной расплава [2]. Изменение формы ванны расплава в процессе лазерного воздействия оказывает существенное влияние на окончательные геометрические и физические характеристики обрабатываемой поверхности. Температурные поля важны и при других видах тепловой обработки изделий [1, 3].

За основу при разработке модели взаимодействия лазерного луча и поверхности изделия приняты методические подходы Н.Н. Рыкалина [4] и известное решение квазистационарной задачи, предложенное А.А. Угловым и Д.И. Чередниченко [5], описывающей образование жидкой фазы подвижным линейным источником теплоты в виде полосы, перемещающейся по поверхности полубесконечного тела с постоянной скоростью.

Схема к определению основных параметров ванны расплава в различных сечениях координатных плоскостей при лазерной

термической обработке (ЛТО) подвижным тепловым источником приведена на рис. 1.

На приведенной схеме система координат  $OXYZ$  жестко связана с движущимся тепловым источником – лазерным лучом. Начало координат (точка 0) этой системы совмещено с передней кромкой источника. Ось  $OX$  расположена на поверхности тела параллельно вектору скорости движения лазерного луча ( $V_n$ ) в противоположную сторону. Ось  $OY$  расположена на поверхности тела перпендикулярно оси  $OX$ , а ось  $OZ$  направлена вглубь тела перпендикулярно осям  $OX$  и  $OY$ .

На поверхности полубесконечного тела ( $Z \geq 0$ ) действует ленточный источник длиной  $\ell$  с постоянной плотностью теплового потока  $q$ . Предполагая отсутствие теплообмена через поверхность тела, можно сделать заключение о том, что изометрические поверхности являются поверхностями вращения с осью  $OX$ . Это позволяет считать задачу сферически-симметричной, т.е. картина распределения температурного поля описывается распределением температуры

в любой плоскости, проходящей через ось  $OX$ . В качестве такой плоскости взята плоскость поверхности тела  $Z = 0$ . Таким образом, за счет симметрии достаточно изучить температуру в плоскости  $Z = 0$  и по ней восстанавливать температуру в пространстве, т.е. трехмерная задача нагрева полубесконечного тела становится двумерной.

дой фазах процесс разобьем на три стадии: 1 – материал нагревается до точки плавления (твердая фаза); 2 – материал находится в жидкой фазе; 3 – материал находится в стадии затвердевания.

Рассмотрим квазистационарный процесс, при котором материал прогревается до температуры меньше температуры плавления.

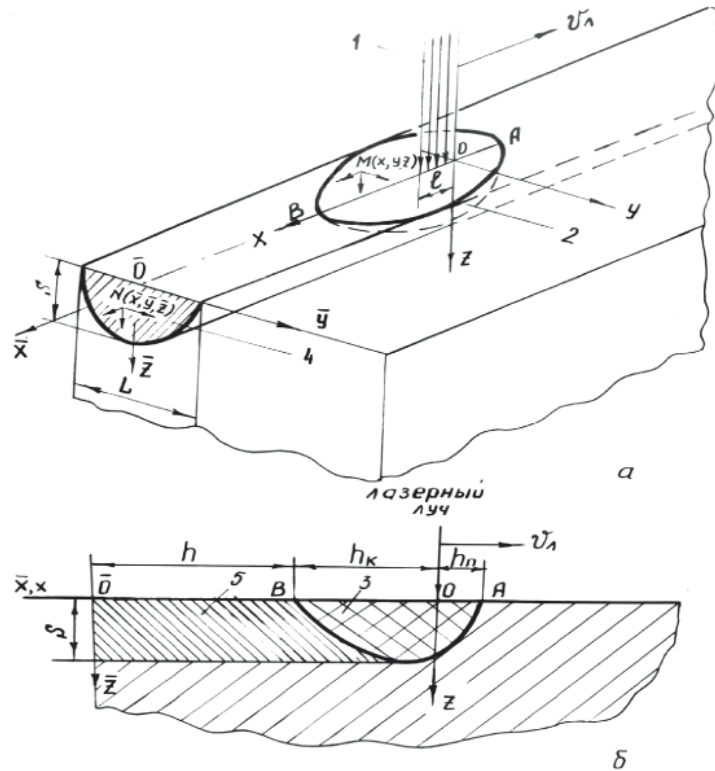


Рис. 1. Схема образования ванны расплава на поверхности образца при воздействии лазерного источника (а) и ее сечение в плоскости  $Y = 0$  (б): лазерный луч (1); изотермическая поверхность  $T = T_{пл}$  (2); сечение ванны расплава в плоскости  $Y = 0$  (3); сечение закристаллизовавшейся зоны расплава в плоскостях  $x, y, z_0$  (4); сечение закристаллизовавшейся зоны расплава в плоскости  $Y = 0$  (5)

Рассматриваемый процесс является квазистационарным. Это означает, что температура любой точки, жестко связанной с источником, не меняется во времени, т.е. в подвижной системе координат, связанной с источником тепла, температура точки  $M(x, y, z)$  не меняется со временем. Вместе с тем температура фиксированных точек  $N(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ , жестко связанных с подвижным телом, меняется во времени. В связи с движением источника имеет место температурная анизотропия, т.е. неодинаковость теплового влияния источника в различных направлениях.

Для определения температурного поля, т.е. функции распределения температуры  $T(X, Y)$  в точках с координатами  $(x, y)$  в подвижной системе координат в жидкой и твер-

Для начальной стадии нагрева принимается математическая модель, состоящая в том, что функция  $T(X, Y)$  удовлетворяет уравнению [4]:

$$\frac{V}{a} \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \quad (1)$$

где  $V$  – скорость движения лазерного луча (м/с);  $a = \lambda/c\gamma$  – коэффициент температуропроводности ( $\text{м}^2/\text{с}$ );  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности ( $\text{Вт}/\text{м}\times\text{К}$ );  $c$  – удельная теплоемкость ( $\text{Дж}/\text{кг}\times\text{К}$ );  $\gamma$  – плотность ( $\text{кг}/\text{м}^3$ ).

Граничные условия для уравнения (1) имеют вид

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = q; \quad (2)$$

$$T(x, y) \Big|_{x, y \rightarrow \infty} = T_0, \quad (3)$$

где  $q$  – плотность потока (Вт/м<sup>2</sup>).

Второе граничное условие связано с неограниченностью тела и сводится к предположению о том, что далекие от источника тепла точки тела имеют начальную температуру  $T_0$ .

Полагая, что температурное поле обладает автомодельностью, для решения уравнения (1) с граничными условиями (2) и (3) введем переменную  $\xi$

$$\xi = \frac{y}{2} \left( \frac{v}{ax} \right)^{1/2} \quad (4)$$

и новую функцию

$$\theta(\xi) = T - T_0. \quad (5)$$

Уравнение (1) в новых переменных примет вид

$$\frac{d^2\theta}{d\xi^2} + 2\xi \frac{d\theta}{d\xi} = 0 \quad (6)$$

$$\text{или} \quad \theta'' + 2\xi\theta' = 0. \quad (7)$$

Граничное условие (2) с учетом, что при  $Y = 0$ ,  $\xi = 0$  (4), получим

$$-\lambda \frac{d\theta}{d\xi} = 2q \left( \frac{ax}{v} \right)^{1/2} \Big|_{\xi=0}. \quad (8)$$

С учетом (5) граничное условие (3) примет вид

$$\theta = T - T_0 \Big|_{\xi=\infty} = T_0 - T_0' = 0$$

$$\text{или} \quad \theta \Big|_{\xi=\infty} = 0; \quad \theta \Big|_{\xi \rightarrow \infty} = 0. \quad (9)$$

Решение уравнения (1) при использовании новых переменных  $\xi$  и функции  $\theta(\xi)$  имеет вид

$$\frac{\theta(\xi)}{\theta_m} = \frac{\alpha}{\beta} (\chi)^{1/2} \operatorname{erfc}(\xi), \quad (10)$$

где  $\alpha = \frac{q}{L_m \gamma} \left( \frac{\ell}{av} \right)^{1/2}$ ;  $\beta = \frac{Q_m \lambda}{L_m \gamma \alpha \sqrt{\pi}}$ ;  $L_m$  – тепло-

та плавления (Дж/кг);  $Q_m = T_m - T_0$  (К);  $T_m$  – температура плавления (К);  $T_0$  – начальная температура (К);  $\chi = \frac{x}{\ell}$ .

Предполагаем наличие в теле изотермической поверхности, точки которой имеют температуру  $T = T_m$  – температуру плавления. Ясно, что внутри этой изотермической поверхности тело будет находиться в жидкой фазе и иметь свои теплофизические характеристики  $a_1$ ,  $\lambda_1$  и т.д.

Указанная изотермическая поверхность ( $T = T_m$ ) соответствует значению функции

$\theta(\xi) = \theta_m = T_m - T_0$ . Поскольку  $\theta(\xi)$  является функцией одной переменной  $\xi$ , то существует ее значение  $\xi = \xi_s$ , при котором  $\theta(\xi_s) = \theta_m$ . Значение переменного  $\xi = \xi_s$  соответствует тем значениям переменных  $X$  и  $Y$  по формуле (4), при которых точка с координатами  $(X, Y)$  принадлежит изотермической поверхности –  $T = T_m$ .

Решение задачи (1) с граничными условиями (2) и (3) (с использованием новых переменных и функции) имеет вид

$$\frac{\theta_1(\xi)}{\theta_m} = 1 + \frac{\alpha}{\beta} \sqrt{\frac{a_1}{a}} \frac{\lambda}{\lambda_1} \left( \frac{x_1}{\ell} \right)^{1/2} \times \quad (11)$$

$$\times \left\{ \operatorname{erf} \left( \xi_s \sqrt{\frac{a}{a_1}} \right) - \operatorname{erf} \left( \xi \sqrt{\frac{a}{a_1}} \right) \right\}.$$

Полученное выражение (11) позволяет определить характер распределения температуры внутри ванны расплава.

Вне ванны расплава, т.е. вне изотермической поверхности  $T = T_m$ , что соответствует значению переменной  $\xi = \xi_s$ , распределение температурного поля будет удовлетворять уравнению (7), в котором:  $\theta(\xi)$  – температура точек тела, расположенных вне ванны расплава;  $\xi$  – переменная, которая определяется из (4).

Первое граничное условие состоит в том, что распределение температуры в точках фазового перехода постоянно  $T = T_m$ , т.е. при  $\xi = \xi_s$   $\theta(\xi_s) = T_m - T_0 = \theta_m$ .

Второе граничное условие выражает тот факт, что в достаточно удаленных точках массивного тела температура равна начальной температуре  $T = T_0$ . Из этого следует, что при  $\xi = \infty$   $\theta(\infty) = T_0 - T_0 = 0$ .

Таким образом, граничные условия примут вид

$$\theta(\xi) \Big|_{\xi=\xi_s} = \theta_m; \quad \theta(\xi) \Big|_{\xi=\infty} = 0. \quad (12)$$

В результате задача нахождения распределения температуры в твердой фазе свелась к нахождению решения уравнения (7), удовлетворяющего граничным условиям (12).

Общее решение уравнения (7) имеет вид

$$\theta(\xi) = \theta(0) + \theta'(0) \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf}(\xi). \quad (13)$$

Это позволяет получить решение (7) и (12)

$$\theta(\xi) = \theta_m \frac{\operatorname{erfc}\xi}{\operatorname{erfc}\xi_s}, \quad (14)$$

которое определяет распределение температурного поля в твердой фазе вне ванны расплава.

Используя уравнение теплового баланса на границе фазового перехода, то есть значением переменной  $\xi = \xi_s$  и уравнения (11) и (14), можно получить трансцендентное уравнение, связывающее при фиксированном значении  $x = \text{const}$  переменную

$$\xi_s = \frac{Y_s}{2} \left( \frac{v}{ax} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

Это уравнение имеет вид

$$\left\{ \frac{\alpha}{\beta} \left[ \chi_m^{1/2} + \chi^{1/2} \left( 1 - \ell \frac{\xi_s^2 a}{a_1} \right) \right] - \frac{\xi_s}{\beta} \right\} \text{erfc} \xi_s \ell^{\xi_s^2} = 1. \quad (16)$$

Глубина ванны расплава в плоскости  $x = \text{const}$  (в силу предположения о симметрии относительно оси  $OX$ ) определяется из выражения

$$S = Y_s = 2\xi_s \left( \frac{ax}{v} \right)^{1/2}, \quad (17)$$

где  $\xi_s$  является решением уравнения (16).

Результаты расчета параметров, характеризующих форму ванны расплава технически чистого титана (BT1-0) при подвижном лазерном источнике для постоянной  $q = 3,2 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> и  $V_L$  изменяющейся в диапазоне (0,00166–0,015) м/с, а также для  $V_L = 0,0083$  м/с и изменяющейся в диапазоне (1,68·10<sup>8</sup>–8,1·10<sup>8</sup>) Вт/м<sup>2</sup>  $q$  приведены на рис. 2 и 3.

Увеличение скорости лазерного источника приводит к уменьшению глубины ванны расплава и длины зоны плавления. На рис. 2 видно, что при увеличении скорости движения лазерного излучения фронт плавления (координаты точек начала плавления ( $h_n$ )) и кристаллизации (координаты точек кристаллизации ( $h_k$ )) смещается в противоположную сторону относительно направления движения лазерного луча.

Результаты влияния плотности мощности лазерного излучения на характеристики формы ванны расплава титана при подвижном тепловом источнике приведены на рис. 3.

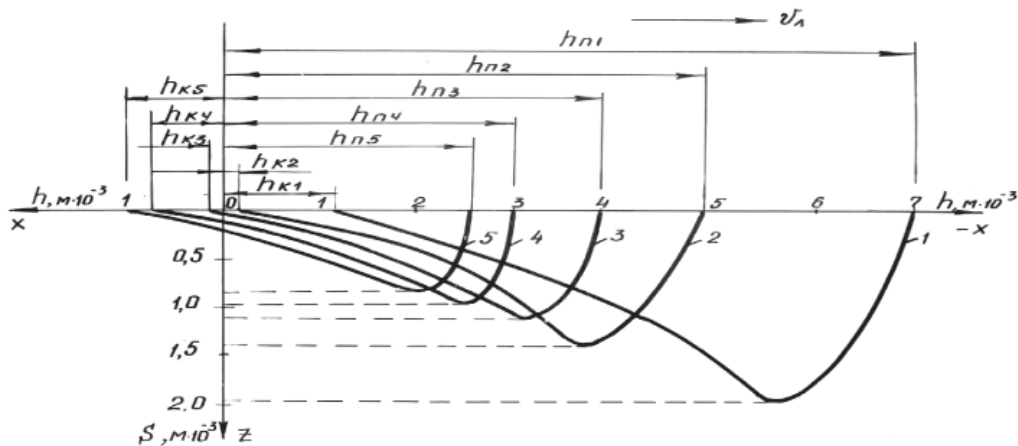


Рис. 2. Формы ванн расплава при  $q = 3,2 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> в плоскости  $Y = 0$  при различных скоростях лазерного излучения: 0,0016 (1); 0,005 (2); 0,0083 (3); 0,0116 (4) и 0,015 (5) м/с

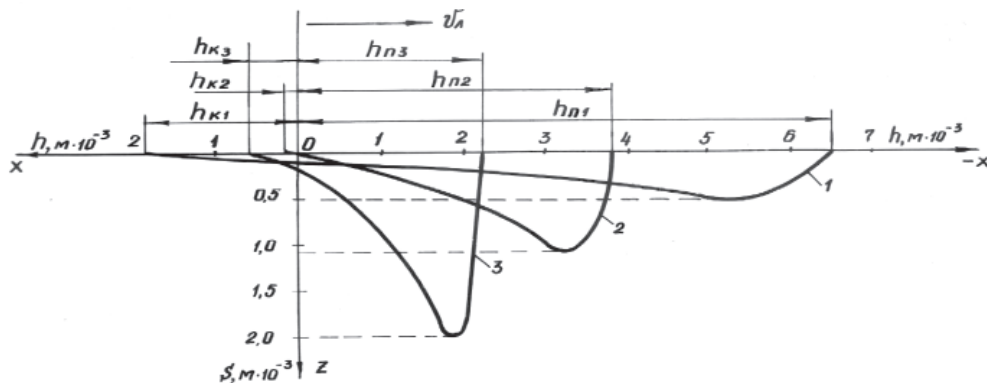


Рис. 3. Формы ванн расплава при  $V_L = 0,0083$  м/с в плоскости сечения  $Y = 0$  при различных плотностях мощности лазерного излучения: 1,68·10<sup>8</sup> (1); 3,2·10<sup>8</sup> (2) и 8,1·10<sup>8</sup> (3) Вт/м<sup>2</sup>

Изменение плотности мощности лазерного луча в процессе исследований осуществлялось путем варьирования диаметра пучка лазера за счет изменения фокусного расстояния при неизменной мощности лазера, которая составляла 160 Вт. Полученные результаты показывают, что увеличение плотности мощности лазерного излучения от  $q = 1,68 \cdot 10^8$  до  $q = 8,1 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> при постоянной скорости перемещения лазерного источника приводит к росту глубины ванны расплава и соответствующему уменьшению площади зоны плавления.

Экспериментальные исследования выполнены при тех численных значениях режимных параметров, которые были использованы в расчетах по определению характеристик ванн расплава.

Металлографическим путем определялась максимальная глубина ванны расплава, полученная при различных режимных параметрах лазерного излучения.

Принятые в экспериментальных исследованиях численные значения скоростей перемещения лазерного излучения при неизменной плотности мощности теплового потока ( $q = 3,2 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup>) обеспечивают следующие величины максимальных глубин ванн расплава:  $6,0 \cdot 10^{-5}$  м;  $5,0 \cdot 10^{-5}$  м;  $3,7 \cdot 10^{-5}$  м;  $2,9 \cdot 10^{-5}$  м и  $2,0 \cdot 10^{-5}$  м для указанных на рис. 2 значений  $V_n$  соответственно. Плотности мощности лазерного излучения при неизменной скорости перемещения лазерного луча ( $V_n = 0,0083$  м/с) формируют ванны расплава со следующими максимальными глубинами:  $q = 1,6 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> –  $2,0 \cdot 10^{-5}$  м,  $q = 3,2 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> –  $3,7 \cdot 10^{-5}$  м и  $q = 8,1 \cdot 10^8$  Вт/м<sup>2</sup> –  $6,0 \cdot 10^{-5}$  м.

Сопоставление расчетных и экспериментальных характеристик ванн расплава указывает на их качественное соответствие. Некоторые количественные расхождения в расчетах и экспериментальных значениях глубин зон расплава связаны, прежде всего, с неопределенностью коэффициента отражения, представляющего собой отношение интенсивностей отраженной и падающей волн.

Таким образом, проведенный анализ по определению температурных полей и параметров ванны расплава титана при непрерывном лазерном излучении может быть использован для определения физических

характеристик процесса ЛТО. Он позволяет путем целенаправленного воздействия режимными параметрами лазерного излучения прогнозировать основные характеристики получаемого упрочненного слоя и, прежде всего, глубину ванны расплава.

### Список литературы

1. Закопец О.И., Муратов В.С., Морозова Е.А. Структура и свойства форсированно охлажденного после кристаллизации литейного сплава системы Al-Si-Mg // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований. – 2012. – № 4. – С. 82.
2. Муратов В.С., Морозова Е.А. Лазерное легирование поверхности титана медью // Успехи современного естествознания. – 2009. – № 11. – С. 71.
3. Муратов В.С., Святкин А.В. Совершенствование технологии изготовления прутков из лагуни типа ЛМЦА // Заготовительные производства в машиностроении. – 2007. – № 2. – С. 36–39.
4. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Зуев И.В., Кокора А.Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. – М.: Машиностроение, 1985. – 496 с.
5. Углов А.А., Чередниченко Д.И. Расчет профиля фазового перехода при поверхностном оплавлении подвижным источником тепла // Физика и химия обработки материалов. – 1980. – № 1. – С. 3–8.

### References

1. Zakopets O.I., Muratov V.S., Morozova E.A. Struktura i svoystva forsirovanno okhlazhdennogo posle kristallizatsii liteynogo splava sistemy Al-Si-Mg // Mezhdunarodnyy zhurnal prikladnykh i fundamentalnykh issledovaniy. 2012. no. 4. pp. 82.
2. Muratov V.S., Morozova E.A. Lasernoe legirovanie poverkhnosti titana medyu // Uspekhi sovremennogo estestvoznaniya. 2009. no. 11. pp. 71.
3. Muratov V.S., Svyatkin A.V. Sovershenstvovanie tekhnologii izgotovleniya prutkov iz latuni tipa LMCA // Zagotovitelnye proizvodstva v mashinostroenii. 2007. no. 2. pp. 36–39.
4. Rykalin N.N., Uglov A.A., Zuev I.V., Kokora A.N. Lasernaya i elektronno-luchevaya obrabotka materialov. M.: Mashinostroenie, 1985. 496 p.
5. Uglov A.A., Cherednichenko D.I. Raschet profilya fazovogo perekhoda pri poverkhnostnom oplavlenii podvizhnym istochnikom tepla // Fizika i Khimiya obrabotki materialov. 1980. no. 1. pp. 3–8.

### Рецензенты:

Амосов А.П., д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой металловедения, порошковой металлургии, наноматериалов, Самарский государственный технический университет, г. Самара;

Самборук А.Р., д.т.н., зав. опытно-промышленной базой «Петра Дубрава», Самарский государственный технический университет, г. Самара.