

Веремейчик А.И., Сазонов М.И., Хвисевич В.М.

## КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУР ПО ГЛУБИНЕ УПРОЧНЯЕМОЙ ДЕТАЛИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ДВИЖУЩЕЙСЯ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ

**Введение.** В любом процессе термообработки важным фактором является исследование распределения полей температур и термонапряжений [1–5]. Температурное поле является одной из основных физических характеристик поверхностного упрочнения высококонцентрированными источниками нагрева. Зная изменение температуры тела в зависимости от времени, ее установившиеся значения в определенной точке, можно судить (в зависимости от условий обработки, физических свойств тел, окружающей среды) о том, какие процессы термообработки могут быть реализованы. Определение температурного поля в теле детали при нагреве и охлаждении позволяет прогнозировать состав вещества после термообработки, его фазовое и структурное состояние.

В статье рассматривается теоретическое определение температурных полей при поверхностном плазменном упрочнении стальных изделий по результатам экспериментальных исследований на поверхности тела.

**1. Экспериментальная часть.** Для экспериментального определения температурных полей разработана приборная система. На рис. 1 показан ее внешний вид.



Рисунок 1 – Приборная система для экспериментального определения температурных полей

В состав системы входят измерительный датчик, цифровой анализатор и компьютер. Цифровой анализатор позволяет усилить малый аналоговый сигнал, отфильтровать его, оцифровать и масштабировать. Взаимодействие с системой обеспечивается персональным компьютером. Система позволяет выполнять регистрацию температуры со скоростью до 1000 измерений в секунду.

Датчик устанавливается в отверстие, выполненное в теле образца на расстоянии 0,5 мм ниже обрабатываемой поверхности. Температура регистрировалась системой, компьютер обрабатывал в

данный момент времени тепловой поток, а затем коэффициент теплообмена для каждого момента времени.

В случаях, когда датчик (точка измерения температуры) расположен очень близко от нагреваемой поверхности (расстояние менее 0,1 мм), будем считать, что измеренная температура соответствует температуре поверхности образца. В тех случаях, когда расстояние между точкой измерений и поверхностью больше 0,1 мм, зависимость температуры от времени определялась обратным методом, построенным на реализации вариационного уравнения распределения тепла Фурье [6, 7]. Определенная этим способом температура поверхности используется в качестве граничных краевых условий Дирихле для численной реализации уравнений теплопроводности Фурье методом конечных элементов. При проведении экспериментов считалось, что процесс распространения тепла является одномерным. В такой постановке уравнение имеет вид [6]:

$$\rho C \frac{dT(z,t)}{dt} = \frac{\partial T}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T(z,r)}{\partial z} \right),$$

где  $c$  – коэффициент теплоемкости;  $\rho$  – плотность материала;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности;  $T$  – температура;  $t$  – время;  $Z$  – координата в направлении распространения тепла.

Результаты измерений регистрировались компьютером и использовались для дальнейшего анализа с помощью программы ANSYS [8, 9], которая позволяет вычислять температуру в процессе плазменной термообработки. Экспериментально определялись значения коэффициента теплообмена для различных параметров нагрева (число Рейнольдса, температура дуги плазмы, расстояние от сопла плазматрона до обрабатываемой поверхности).

**2. Численное моделирование.** Для вычисления температурных полей необходимо решить уравнение теплопроводности [6]. Для решения этого уравнения задавались следующие параметры процесса: скорость  $V$  перемещения источника, плотность  $q$  теплового потока и размеры анодного пятна. В работах [1, 2] постановка задачи теплопроводности осуществлялась в зависимости от скорости перемещения источника нагрева. При  $V > 0,6$  м/мин рассматривалась одномерная постановка, а при  $V < 0,6$  м/мин использовалась зависимость, полученная путем решения задачи нагрева тела через круг на поверхности. Значения температуры определялись для точек, расположенных в центре зоны нагрева. Уравнения решались методом конечных элементов для всех измеряемых температур. Температуру определяли в зависимости от времени и координаты  $Z$ . Поток тепла в зависимости от времени определялся по следующей формуле:

$$q(t) = \lambda \frac{\partial T}{\partial Z}, \quad (z = 0).$$

Коэффициент теплообмена определяется из следующего соотношения:  $\alpha(t) = q(T_p - T_q)$ , где  $T_p$  – температура поверхности,  $T_q$  – температура струи плазмы.

Начальные и граничные условия имеют вид:

**Веремейчик Андрей Иванович**, доцент кафедры сопротивления материалов и теоретической механики Брестского государственного технического университета

**Сазонов Михаил Иванович**, д.т.н., профессор, профессор кафедры сопротивления материалов и теоретической механики Брестского государственного технического университета

**Хвисевич Виталий Михайлович**, к.т.н., доцент, заведующий кафедрой сопротивления материалов и теоретической механики Брестского государственного технического университета  
Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

$$T(z,0) = T_0; \quad \lambda \frac{\partial T(0,t)}{\partial z} = q - \varepsilon \sigma [T_k(0,t)^4 - T_k^4]; \quad \frac{\partial T(\delta,t)}{\partial z} = 0.$$

Для реализации задачи теплопроводности в случае движущегося источника нагрева предлагается следующий подход. При плазменной обработке поверхности тепловая нагрузка на обрабатываемую деталь передается ограниченной площадке. Если струя ориентирована перпендикулярно поверхности, то на ней образуется участок оплавленного материала с известными размерами. Поскольку при этом получение оплавленной зоны не является целью процесса термообработки, а плазматрон непрерывно перемещается вдоль детали с заданной скоростью, то можно в первом приближении считать, что в пятне нагружения на поверхности достигается температура, равная температуре плавления материала и дальнейшего разогрева этого уже жидкого металла не происходит. В этом случае фазовые превращения можно считать отсутствующими и для определения температурного поля обрабатываемой детали можно применить классические уравнения теплопроводности твердого тела [6]:

$$\frac{dT}{dt} = a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right), \quad (1)$$

где  $t$  – время,  $T=T(t,x,y,z)$  – температура,  $a$  – коэффициент температуропроводности материала,  $x,y,z$  – координаты расчетной точки тела, с граничными условиями первого рода.

Из экспериментов [1–4] известно, что для рассматриваемой задачи зона интенсивного прогрева составляет по глубине величину порядка радиуса  $R$  пятна нагружения, поэтому при определении температурного поля можно даже для пластины небольшой толщины ( $h > 10R$ ) использовать решения, полученные для полупространства. Такое решение, пригодное для вычисления температуры в любой точке в любой момент времени при стационарном поверхностном источнике ограниченных размеров, известно [6, 7] и имеет вид:

$$T(t,r) = \frac{kRq}{2\lambda} \int_0^\infty J_0(\varphi r) \times \quad (2)$$

$$\times J_1(\varphi R) \left\{ e^{-\varphi z} \cdot \Phi^* \left[ \frac{z}{2\sqrt{at}} - \lambda\sqrt{at} \right] - e^{\varphi z} \cdot \Phi^* \left[ \frac{z}{2\sqrt{at}} + \lambda\sqrt{at} \right] \right\} \frac{d\varphi}{\varphi},$$

где  $q$  – интенсивность теплового потока поверхностного источника,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности материала,  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$  – расстояние от центра пятна нагружения до рассматриваемой точки пространства,  $J_0$  и  $J_1$  – функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядка соответственно,  $\Phi^* = 1 - \Phi$ , где  $\Phi$  – функция ошибок

$$J_0(\varphi r) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(\varphi r \sin \vartheta) d\vartheta, \\ J_1(\varphi R) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(\vartheta - \varphi R \sin \vartheta) d\vartheta, \quad (3) \\ \Phi^*(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty \exp(-\vartheta^2) d\vartheta.$$

Поскольку в процессе плазменной термообработки источник тепла перемещается вдоль свободной граничной поверхности  $z=0$ , то решение (3) должно быть модифицировано при его использовании для определения  $T(t,r)$ . Имея в виду сложность выражения (3) и невозможность его интегрирования для получения решения о подвижном пятне в аналитическом виде, предлагается провести вычисление температурного поля для скачкообразного перемещения инструмента на расстояние, равное диаметру пятна, выбрав время стационарного состояния равным времени смещения инструмента на диаметр пятна. Поскольку зона пятна нагружения мала ( $\sim 1,5-2,0$  мм), а скорость смещения инструмента составляет в опытах  $V=4-20$  мм/с, то длительность такого нагружения оказывается

весьма малой и расчетные точки по шкале времени образуют достаточно плотную группу, достаточную для построения непрерывного графика зависимости температуры от времени в любой точке тела.

Для решения уравнений использовалась программа, написанная на алгоритмическом языке Fortran, в которой используются специальные подпрограммы для вычисления функций Бесселя  $J_0, J_1$  и функции ошибок  $\Phi^*$ . Вычислительная сложность получения результатов состоит в том, что для больших значений аргументов функций  $J, \Phi^*$  (а из (3) следует, что они меняются в пределах  $(0 - \infty)$ ), вычислительные ряды являются расходящимися, и для преодоления этого недостатка приходится использовать асимптотические представления функций.

Для функции  $\Phi(x)$  при малых значениях аргумента  $x < \pi$  вычислительный алгоритм основан на разложении:

$$\Phi^*(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n x^{2n+1}}{(2n+1) \cdot n!}. \quad (4)$$

При этом функция  $\Phi^*(x)$  вычисляется непосредственно по определению  $\Phi^*(x) = 1 - \Phi(x)$ . Для больших значений  $x$  вычисление функции  $\Phi^*(x)$  производится с помощью ряда:

$$\Phi^*(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{e^{-x^2}}{x} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\prod_{k=1}^n (2k-3)}{(2x^2)^{n-1}}. \quad (5)$$

Для промежуточных значений недостаток использования выражений заключается в том, что либо числитель выражения (4) начинает на порядки превосходить знаменатель этого выражения, либо в противоположность этому знаменатель выражения (5) на порядок превосходит числитель, причем в известной литературе отсутствуют конечные выражения, связывающие переменные  $x$  и  $n$ , при которых наступает этот момент. В обоих этих случаях значения членов ряда быстро нарастают, и проведение вычислений становится невозможным.

Аналогичная ситуация имеет место при вычислении функций Бесселя. При малых значениях аргумента ( $x < \pi$ ) вычисления производятся в соответствии с разложением:

$$J_m(x) = \left(\frac{x}{2}\right)^m \cdot \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \left(\frac{x}{2}\right)^{2k}}{k! \Gamma(m+k+1)}, \quad (6)$$

где  $m$  – порядок функции Бесселя,  $\Gamma(\cdot)$  – гамма-функция целого аргумента, определяемая как  $\Gamma(n+1) = n!$

Для больших значений аргумента функции Бесселя вычисляются по асимптотическим формулам:

$$J_m(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \left[ A_m(x) \cos\left(x - \frac{\pi m}{2} - \frac{\pi}{4}\right) - B_m(x) \sin\left(x - \frac{\pi m}{2} - \frac{\pi}{4}\right) \right], \quad (7)$$

где для коэффициентов  $A_m(x)$  и  $B_m(x)$  используются бесконечные ряды:

$$A_m(x) = 1 - \frac{(4m^2 - 1)(4m^2 - 9)}{2!(8x)^2} + \\ + \frac{(4m^2 - 1)(4m^2 - 9)(4m^2 - 25)(4m^2 - 49)}{4!(8x)^4} - \dots \\ B_m(x) = \frac{(4m^2 - 1)}{8x} - \frac{(4m^2 - 1)(4m^2 - 9)(4m^2 - 25)}{3!(8x)^3} + \dots$$

При  $x \rightarrow \infty$  для функций Бесселя имеем приближения:

$$J_m(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \frac{\pi m}{2} - \frac{\pi}{4}\right). \quad (8)$$

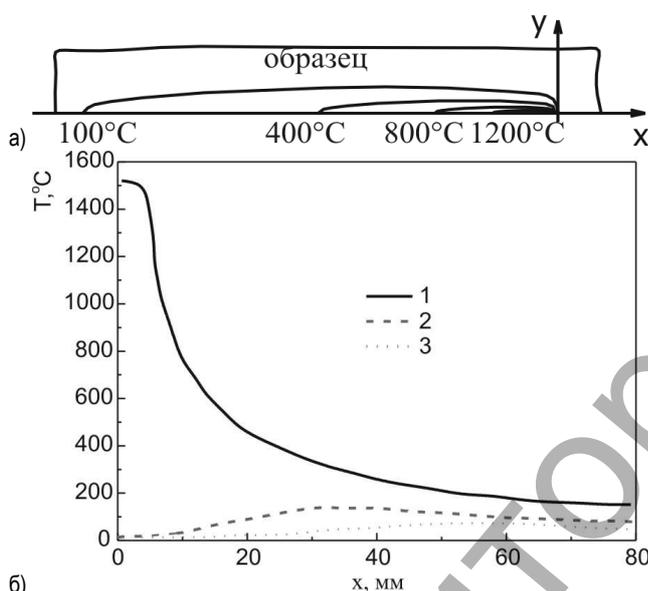
Стыковка непрерывных и асимптотических участков выполнена на специальных тестовых примерах и дает достаточно гладкие переходы на границах между участками.

Таблица 1 – Теплопроводность и теплоемкость стали в зависимости от температуры

Интервал температур, °C	Коэффициент теплопроводности $\lambda(T)$	Удельная теплоемкость $c(T)$
$20 \leq T \leq 150^\circ\text{C}$ ,	$\lambda = 12,6 - 0,443 T$	-
$150 \leq T \leq 900^\circ\text{C}$	$\lambda = 52,14 - 0,0296 T$	-
$20 \leq T \leq 700^\circ\text{C}$	-	$c = (3507384,7 + 3132,3 T) / \rho$
$700 \leq T \leq 750^\circ\text{C}$	-	$c = (110140 T - 71398000) / \rho$
$750 \leq T \leq 900^\circ\text{C}$	-	$c = (111812000 - 134140 T) / \rho$

**3. Некоторые результаты и их обсуждение.** Для расчетов использовались значения коэффициентов теплопроводности  $\lambda$  и теплоемкости  $C$  в зависимости от температуры, которые приведены в [10]. Так, например, в используемых диапазонах температуры теплопроводность и теплоемкость вычислялись в соответствии с таблицей 1.

Значение плотности для стали 45 принималось постоянным  $\rho = 7825 \text{ кг/м}^3$ . По результатам вычислений получены зависимости распределения температуры от координаты для стали 45 (рис. 2).



а) изотермы на поверхности образца, б) расчетные значения температуры по глубине образца  
1 – глубина 0 мм; 2 – глубина 1,0 мм; 3 – глубина 1,5 мм

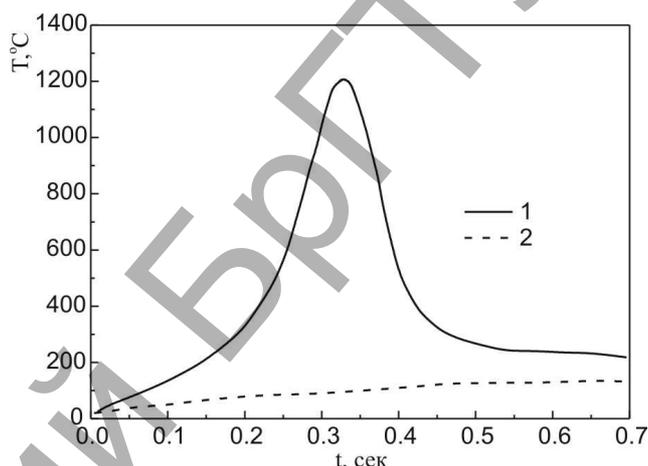
Рисунок 2 – Распределение температуры в поверхностном слое металла

Степень локализации ввода тепла в область изделия (пятно нагрева) влияет на скорость охлаждения поверхностного слоя металла, структуру и свойства упрочненной зоны. В общем случае порядок величины скорости охлаждения ( $^\circ\text{C/с}$ ) практически соответствует порядку величины тепловой мощности плазмотрона ( $\text{Вт/см}^2$ ), в нашем случае модернизированный плазмотрон имеет тепловую мощность  $2,5 \cdot 10^7 - 6,0 \cdot 10^7 \text{ Вт/м}^2$ .

На основании экспериментальных исследований построены зависимости скорости нагрева и охлаждения поверхностного слоя, образцов при воздействии плазменной струи (рис. 3).

**Заключение.** При помощи приборной системы с высокочувствительным датчиком разработана методика экспериментального определения температуры при воздействии высококонцентрированных источников нагрева. Разработан алгоритм численного решения задач теплопроводности, возникающих при воздействии движущихся локальных источников нагрева. Сравнение значений температуры,

определенных экспериментально и теоретически, показало удовлетворительное совпадение результатов.



1) исходные (экспериментальные) значения; 2) расчетные значения на поверхности

Рисунок 3 – Графики экспериментальных значений температуры

**СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ**

1. Спиридонов, Н.В. Плазменные и лазерные методы упрочнения деталей машин / Н.В. Спиридонов, О.С. Кобяков, И.Л. Куприянов. – Мн.: Высшая школа, 1988. – 155 с.
2. Кобяков, О.С. Поверхностное упрочнение сталей при микродуговом нагреве металла / О.С. Кобяков, Е.Г. Гинзбург. – Минск: Машиностроение, 1985. – Вып.10. – С. 127–130.
3. Карслоу, Г. Теплопроводность твердых тел / Г. Карслоу, Д. Егер. – М.: Наука, 1964. – 497 с.
4. Веремейчик, А.И. Особенности поверхностного плазменного упрочнения / А.И. Веремейчик, М.И. Сазонов, В.М. Хвисевич, С. Якушевич // *Materiały VII Międzynarodowej naukowo-praktycznej konferencji «Perspektywiczne opracowania są nauka i technikami – 2011»*. – Volume 56. Techniczne nauki. – Przemysł: Nauka i studia. – С. 102–106.
5. Кундас, С.П. Компьютерное моделирование процессов термической обработки сталей: монография / С.П. Кундас. – Минск: Бестпринт, 2005. – 313 с.
6. Лыков, А.В. Теория теплопроводности / А.В. Лыков. – М.: Высшая школа, 1967. – 599 с.
7. Юдаев, Б.Н. Теплопередача / Б.Н. Юдаев. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Высш. школа, 1981. – 319 с.
8. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.ansys.com/>
9. Каплун, А.Б. ANSYS в руках инженера: Практическое руководство / А.Б. Каплун, Е.М. Морозов, М.А. Олферьева. – М.: Едиториал УРСС, 2003. – 272 с.
10. Варгафтик, Н.Б. Теплофизические свойства веществ: справочник / Н.Б. Варгафтик. – М.: Госэнергоиздат, 1956. – 340 с.

Материал поступил в редакцию 10.01.2017

**VEREMEYCHIK A.I., SAZONOV M.I., HVISEVICH V.M. Research of fields of temperatures on depth of the strengthened detail at influence of a moving plasma stream with use of experimental data on his surface**

In article theoretical and pilot studies of distribution of fields of temperatures at superficial plasma hardening of structural elements of cars and mechanisms are described. The instrument system is developed for the experimental solution of a problem of heat conductivity. The algorithm of the numerical solution of a task with use of a method of final elements is created and the computer program is made. The numerical analysis on the example of steel details is carried out. The numerical and experimental analysis of determination of temperature in various points of a surface at influence of a plasma arch has shown their satisfactory coincidence.

УДК 621.3.029.6:674.8

**Кузнецова В.В., Аникеева М.В., Врублевская В.И.**

## ИЗНОСОСТОЙКИЕ САМОСМАЗЫВАЮЩИЕСЯ ПОДШИПНИКИ СКОЛЬЖЕНИЯ ИЗ ПРИРОДНОГО КОМПОЗИТА

**Введение.** Узлы трения с подшипниками качения сельхозмашин, транспортирующих механизмов (ленточных, цепных, шнековых) и другого технологического оборудования промышленных предприятий, работающие в абразивных, агрессивных и влажных средах, корродируют, заклинивают, зачастую выходят из строя, не проработав и срока службы. При этом в процессе эксплуатации они требуют постоянного обслуживания и наличия смазки. Выход из строя узлов трения с подшипниками качения и металлическими подшипниками скольжения из бронзы, баббита, чугуна, полимеров и др. различных машин и механизмов по причине износа составляет 85–90%. Затраты на ремонт и техническое обслуживание машины в несколько раз превышает ее стоимость. Поэтому увеличение износостойкости узлов трения занимает одно из центральных мест в комплексной проблеме повышения надежности и долговечности машин и механизмов [1].

Повышение триботехнических характеристик узлов трения возможно при использовании прессованной древесины. Издавна в узлах трения натуральная древесина применялась только очень твердых и дефицитных пород: самшит, бук, дуб, граб, клен и ясень. С развитием техники и возросшими скоростями и нагрузками подшипники скольжения из них были заменены подшипниками качения.

Однако и в настоящее время в подлодках, на транспортных и пассажирских морских судах дейдвудные подшипники валов гребных винтов с внутренним диаметром до 600 мм и длиной до 2500 мм набирают из вкладышей самой плотной и твердой на планете древесины бакаута, имеющего плотность  $\rho=1,17-1,2 \text{ г/см}^3$  [2]. Бакаут произрастает, в основном, в тропиках Америки, является дорогостоящим и дефицитным.

В то же время широко распространенная древесина березы в Беларуси и России схожа по микроскопическому строению с бакаутом (рис. 1), но плотность ее в 2 раза меньше и составляет  $\rho=0,6 \text{ г/см}^3$ , а спрессованная до плотности  $1,2-1,3 \text{ г/см}^3$  по механическим свойствам не уступает бакауту [3].

Береза имеет повсеместное распространение среди лиственных пород и по запасам занимает 2-е место после сосны, что обуславливает недефицитность материала и использование местного сырья для изготовления подшипников скольжения [4].

В Белорусском государственном университете транспорта создан новый класс износостойких недефицитных антифрикционных самосмазывающихся материалов на основе прессованной древесины [5]; разработан новый способ изготовления подшипников скольжения самосмазывающихся торцово-прессовым деформированием древесных карточек во втулку (ПСС ТПД), сконструированы и изготовлены полуавтоматы с гибкой дискретной системой, обеспечивающей получение втулок за один технологический прием. Данные

полуавтоматы предназначены для крупносерийного производства малогабаритных ПСС и обеспечивают надежность, точность, качество торцового деформирования древесных заготовок во втулки и одновременно необходимую степень прессования заготовки по всему объему. Узел полуавтомата торцово-прессового деформирования древесных карточек 1 во втулку 2 представлен на рисунке 2, а [6–7].

Была разработана конструкция ПС с древесным вкладышем (рис. 2 б, в), состоящего из наружного стального кольца (металлической обоймы) 1 с запрессованной древесной втулкой ТПД 2 и внутреннего стального кольца 3. Подшипник прост в изготовлении и сборке, его конструкция разъемная. ПСС ТПД взаимозаменяемы с ПК различных типоразмеров.

Подшипники скольжения работают в абразивно-агрессивных и влажных средах в режиме самосмазки, бесшумны, не корродируют. По сроку службы они превосходят в 2–5 раз, а иногда и в десятки раз, подшипники качения, а также подшипники скольжения из бронзы, баббита, чугуна, фторопласта и других антифрикционных материалов при эксплуатации в идентичных условиях при  $p$  до 3,5 МПа·м/с.

Они могут использоваться практически во всех отраслях промышленности, в том числе в машиностроении, угольной, пищевой промышленности, в сельском хозяйстве, на транспорте и т. д.

Однако несмотря на это производственники и некоторые ученые к ним относятся скептически и с недоверием, предвзято. Негативное отношение к этому антифрикционному материалу и ПСС ТПД связано из-за непонимания процессов, происходящих при трении. Поэтому целью данной работы является теоретическое обоснование высокой работоспособности и износостойкости прессованной модифицированной древесины в абразивно-агрессивных средах.

**Изучение молекулярного строения компонентов древесинного вещества и субмикроскопического строения клеточной стенки. Построение модели субмикроскопического расположения компонентов в контактной зоне и прилегающих к ней слоев.** Во всех предыдущих исследованиях антифрикционных свойств модифицированной древесины она рассматривалась как блочный капиллярно-пористый материал с определенными физико-механическими свойствами. Процессы, происходящие при трении в контактной зоне, связаны со сложным строением древесинного вещества клеточных стенок и расположением его компонентов по отношению к зоне трения.

Для теоретического обоснования высокой работоспособности ПСС ТПД проводилось изучение сложного строения древесины: микроскопического, молекулярного, субмикроскопического строения древесинного вещества клеточных стенок, которые в совокупности обуславливают высокую ее износостойкость при трении.

**Кузнецова Вероника Владиславовна**, магистр технических наук, ассистент кафедры «Промышленные и гражданские сооружения» Белорусского государственного университета транспорта.

**Аникеева Марта Владиславовна**, соискатель технических наук, инженер 2 категории кафедры «Материаловедение и технология материалов» Белорусского государственного университета транспорта, e-mail: marta.anikeeva@yandex.ru.

**Врублевская Валентина Ивановна**, доктор технических наук, профессор кафедры «Детали машин, подъемные и строительные машины» Белорусского государственного университета транспорта.

Беларусь, 246653, г. Гомель, ул. Кирова, 34.