

Заключение. Усовершенствованы алгоритм и FORTRAN – программа для численного решения двумерных задач теории упругости с использованием метода ГИУ. Проведена его численная реализация. В результате сравнения возможностей метода ГИУ и МКЭ при решении задач механики деформированного твердого тела следует заметить, что применение разработанной FORTRAN – программы существенно упрощает подготовку исходной информации, расширяет класс решаемых задач, следовательно, её можно эффективно использовать для оценки НДС конструктивных элементов при воздействии механических нагрузок.

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Горгидзе, А.Я. О численном решении интегральных уравнений плоской задачи теории упругости / А.Я. Горгидзе, А.К. Рухадзе // Сообщ. АН Груз. ССР. – 1940. – Т. 1. – С. 255–258.

2. Корнейчук, А.А. Квадратурные формулы для сингулярных интегралов // Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. – М.: Наука, 1964. – С. 64–74.
 3. Купрадзе, В.Д. Методы потенциала в теории упругости. – М.: Физматгиз, 1963. – 472 с.
 4. Хвисевич, В.М. Интегральные уравнения и алгоритм решения плоской краевой задачи стационарной термоупругости методом потенциала // Строительная механика и расчет сооружений – 1991. – № 2. – С. 48–51.
 5. Гарбачевский, В.В. Численное решение двумерных задач механики деформируемого твердого тела методом потенциала: дис... магистр. тех. наук: 05.13.18 / В.В. Гарбачевский. – Брест, 2012. – 62 с.

Материал поступил в редакцию 07.02.14

HVISEVICH V.M., VEREMEYCHIK A.I. GARBACHEVSKIY V.V. Numerical realization of the integrated equations of two-dimensional tasks of the theory of elasticity by the BIE method

In article procedure of numerical realization of two-dimensional regional tasks of the theory of elasticity by means of a method of the boundary integrated equations is considered. The algorithm of the numerical solution of tasks of the theory of elasticity with use of this method is developed. Numerical realization in algorithmic language of "FORTRAN" is carried out it. The solution of a test example showed reliability of the developed algorithm.

УДК 537.527

Сазонов М.И., Веремейчик А.И.

ВЛИЯНИЕ ВДУВА ГАЗА НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ТЕПЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АНОДА ТУРБУЛЕНТНОЙ ДУГИ

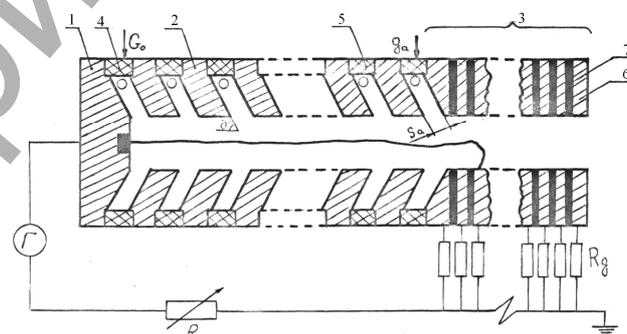
Введение. Для разработки и конструирования мощных высокоэнthalпийных плазмотронов, создания методики их расчета, достижения высокого ресурса их работы, что требуется для многих плазменных технологических процессов, проведены исследования распределения тока и тепловых потерь вдоль выходного электрода. Результаты этих исследований позволяют оптимизировать параметры и достичь минимальных тепловых потерь в выходном электроде. Электрические и тепловые характеристики выходного электрода изучены лишь для плазмотронов с самоустанавливающейся длиной дуги и плазмотронов со ступенчатым выходным электродом [1-8]. В данной работе проведены исследования таких характеристик для плазмотронов с межэлектродной вставкой (МЭВ). Отличие поведения дуги в выходном электроде плазмотрона с МЭВ заключается в том, что течение газа в области анода является турбулентным. В этих условиях следует ожидать изменения характера шунтирования и расщепления дуги в выходном электроде и распределения тока вдоль анода, особенно для случая, когда течение газа перед ним является развитым турбулентным.

1. Методика исследований. Исследования распределения плотностей тока и теплового потока вдоль анода проводились на воздухе в плазмотроне, схема которого приведена на рисунке 1.

Цилиндрическая электродуговая камера плазмотрона образована торцевым электродом 1, секциями МЭВ 2, электрически и термически изолированными друг от друга и от электродов, и цилиндрическим выходным электродом-анодом 3. Внутренний диаметр электродуговой камеры $d = 2$ см.

Анод состоит из набора медных индивидуально охлаждаемых водой цилиндрических секций (шайб) 6 толщиной 0,4 см с внутренним диаметром 2 см, изолированных друг от друга асбестовыми прокладками 7 толщиной 0,3 мм. В аноде использовалось 12 секций. Секции электрически и термически изолированы друг от друга и соединены с положительным полюсом источника электропитания через низкоомные сопротивления – шунты и балластный реостат. Распределение тока вдоль анода

определялось путем измерения падения потенциала на шунтах.



1 – катод, 2 – секции МЭВ, 3 – анод, 4 – первое кольцо закрутки, 5 – межсекционное кольцо закрутки, 6 – шайба, 7 – изолятор, Г – источник электропитания, R – балластное сопротивление, R_ш – добавочное сопротивление

Рис. 1. Схема плазмотрона и электропитания

Индивидуальный подвод воды к секциям МЭВ и шайбам анода позволил проводить калориметрирование тепловых потерь в них и тем самым определять среднюю энthalпию торможения потока газа перед анодом и плотность тепловых потоков вдоль него. Разность температур охлаждающей воды измерялась дифференциальным транзисторным термодатчиком. Кроме того, проводились измерения интегральных тепловых потерь в сплошные аноды длиной 2, 3, 6 калибров в плазмотронах с внутренним диаметром $d = (10; 20; 30) \cdot 10^{-3}$ м.

Рабочий газ с расходом G_0 подавался в дуговой канал через кольцо закрутки 4, расположенное между катодом и первой секцией вставки, а также через межсекционные кольца закрутки и каждую щель между секциями с расходом воздуха G_i . Между анодом и

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

Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

примыкающей к нему секцией вставки подавался газ с регулируемым расходом g_a для исследования его влияния на теплообмен и распределения тока в анод. В качестве рабочего газа использовался воздух. Ток дуги при измерениях интегральных тепловых потерь достигал 700 А, измерения усредненной относительной плотности тока \bar{i} и тепловых потоков в секции анода проводились при токах до 120 А.

2. Результаты исследований и их обсуждение. Установлено, что в длинной цилиндрической электродуговой камере плазмотрона можно выделить три характерных участка течения газа: начальный, переходный и участок стабилизированного турбулентного течения. Наибольший практический интерес представляет участок дуги в стабилизированном турбулентном потоке, поскольку удельный энергозатрат в дугу максимален. Поэтому измерение распределения тока и тепловых потерь проведено для случая, когда перед выходным электродом имеет место стабилизированное турбулентное течение.

На рисунке 2 приведено распределение относительной плотности тока $\bar{i} = i / \pi d \cdot \Delta l \cdot l$ при различных величинах расхода газа g_a . Здесь l – полный ток дуги, Δl – толщина шайбы, i – усредненный по времени ток на шайбу анода. При отсутствии вдува газа перед анодом ($g_a=0$), величина \bar{i} составляет примерно $1,1 \cdot 10^3 \text{ м}^{-2}$ на первой шайбе анода и уменьшается до $0,11 \cdot 10^3 \text{ м}^{-2}$ при $\bar{z} = 2,3$ (кривая 1). В этом случае большая часть тока протекает через первые шесть шайб анода, суммарная длина которых не превышает 1,5 калибра. Кривая распределения тока качественно похожа на характер распределения тока для дуги с самоустанавливающейся длиной [1, 2], но в случае турбулентной дуги вдува газа перед анодом слабо изменяет форму кривых распределения тока. Происходит лишь некоторое снижение величин тока на первые секции электрода (на 30–40 % при $g_a=4,7 \text{ г/с}$) (кривые 1, 2).

Эксперименты показали, что при постоянной величине расхода газа, вдуваемого в щель перед анодом, относительная плотность тока через шайбы не зависит от тока дуги в исследованном диапазоне параметров. Следовательно, при наличии развитого турбулентного течения газа в конце электродуговой камеры внутри анода практически весь ток дуги распределен на участке электрода длиной не более 1,5 калибра от внешнего края. Вследствие этого, с целью снижения до минимума тепловых потерь в анод длину электрода можно уменьшить до 1,5–2 калибров. Отметим также, что в рассматриваемом случае основная эрозия выходного электрода-анода под действием пятна дуги будет происходить на первом калибре, на что необходимо обращать внимание при разработке плазмотронов.

Распределение относительной плотности тока вдоль анода при установившемся течении газа приведено на рисунке 3.

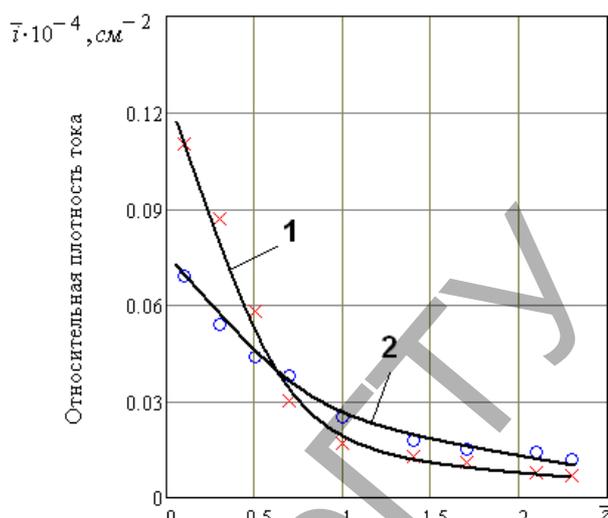


Рис. 2. Распределение относительной плотности тока вдоль анода при развитом турбулентном течении газа

$$d = 2 \text{ см}; \bar{a} = 20,5; l = 90 \text{ А}; G_0 = 10 \frac{\text{г}}{\text{с}};$$

$$G_0 = 10 \frac{\text{г}}{\text{с}}; g_r = 0; g_r = 3,6 \frac{\text{г}}{\text{с}}; \bar{z}_r = 7,5$$

$$1 - m = 0, 2 - m = 0,9 \left(g_a = 4,7 \frac{\text{г}}{\text{с}} \right)$$

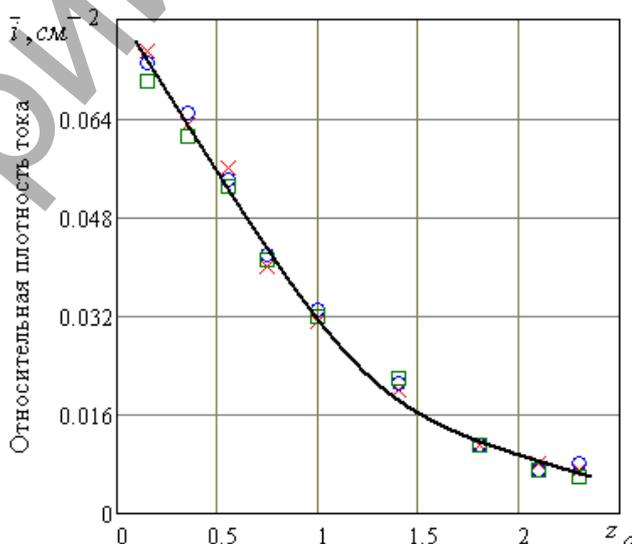


Рис. 3. Распределение относительной плотности тока вдоль анода для различных токов при установившемся течении газа

$$d = 2 \text{ см}; \bar{a} = 20,5; G_0 = 10 \frac{\text{г}}{\text{с}}; g_i = 0;$$

$$g_r = 3,6 \frac{\text{г}}{\text{с}}; \bar{z}_r = 7,5; g_a = 2,3 \frac{\text{г}}{\text{с}}$$

$$\text{○} - I = 60 \text{ А}, \text{×} - I = 90 \text{ А}, \text{□} - I = 120 \text{ А}$$

Распределение тепловых потерь вдоль анода, когда перед ним имеет место течение, соответствующее переходному режиму, показано на рисунке 4.

При отсутствии вдува газа перед электродом величина теплового потока на первую секцию анода была максимальной и быстро снижалась на следующих секциях (кривая 1). Такое поведение распределения можно объяснить забросом горячего воздуха в щель. При наличии слабого вдува газа перед анодом

поток на первые шайбы значительно снижается, а при достаточной сильных вдувах он может быть и ниже, чем на последующих секциях. На расстояниях больших 1,5 калибра от входа в анод тепловые потоки при одинаковых вдувах совпадают между собой и приблизительно равны по величине расчетному конвективному тепловому потоку (кривая 2). Кривая 2 рассчитывалась по формуле для конвективного теплообмена потока горячего газа со стенкой трубы [3]:

$$q = St\rho v(h_0 - h_w). \quad (1)$$

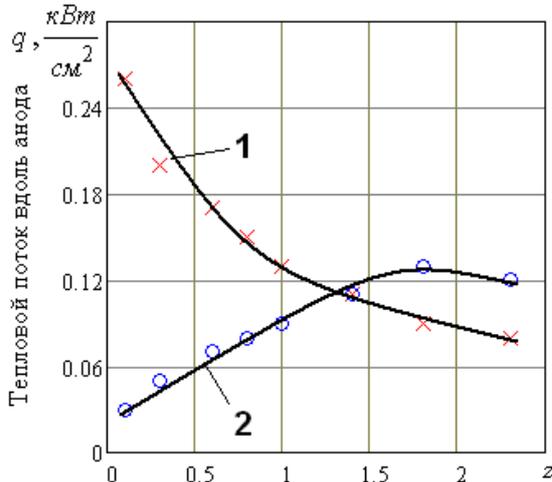


Рис. 4. Распределение тепловых потоков вдоль анода перед ним, соответствующем переходному участку

$$d = 2 \text{ см}; \bar{a} = 20,5; I = 90 \text{ А}; G_0 = 10 \frac{\text{г}}{\text{с}}; g_i = 0; \bar{z}_T = 7,5$$

$$1 - m_a = 0,2 - m = 1,2 \left(g_a = 3,6 \frac{\text{г}}{\text{с}} \right)$$

$$\text{Здесь } St = 0,023 Re_d^{-0,2} \cdot Pr^{-0,6}; Re_d = \frac{\rho v d}{\mu_0}; h_0 = \frac{\eta N}{G};$$

Pr — число Прандтля, η — к.п.д. межэлектродной вставки, N — мощность дуги, G — суммарный расход газа.

Как видно из приведенных данных, распределение тепловых потоков в выходной электрод при отсутствии и наличии вдува газа перед ним существенно отличаются друг от друга. Однако вдув газа перед анодом не позволяет снизить тепловые потери менее величин, определяемых конвективными тепловыми потоками при стабилизированном турбулентном течении.

Тепловые потери в цилиндрическом аноде плазмотрона с МЭВ определяются конвективным теплопереносом от турбулентного потока плазмы к стенке, а также излучением столба дуги и тепловым потоком через пятно дуги:

$$Q = Q_k + Q_{\text{пл}} + Q_{\text{д}}. \quad (2)$$

Лучистым тепловым потоком можно пренебречь, поскольку передача энергии излучением от дуги в процессе теплообмена в выходном электроде плазмотрона с МЭВ при атмосферном давлении и средних температурах воздуха до $5 \cdot 10^3$ К не превышает нескольких процентов от полного теплового потока в электрод.

По данным различных авторов [3, 4, 6], тепловой поток через анодное пятно в медный электрод в воздушной среде может быть оценен по формуле:

$$Q_{\text{пл}} = 5,85 I, \text{ Вт}. \quad (3)$$

Из формулы (3) видно, тепловой поток через анодное пятно практически не зависит от рода газа и материала электрода.

Основной вклад в тепловой поток в стенку анода вносят конвективные тепловые потери. Удельный конвективный тепловой поток в цилиндрический выходной электрод может быть определен

по формуле (1). В зоне анода к ним добавляются тепловые потоки от пятна дуги и от радиального участка дуги в аноде.

Расчет тепловых потерь в выходном электроде с учетом распределения токов дает удовлетворительное согласие с экспериментальными данными [3]. Сравнение экспериментальных и рассчитанных по вышеуказанной методике тепловых потерь в выходном электроде плазмотрона с межэлектродной вставкой приведено на рисунке 5.

Наибольшее различие между расчетом и экспериментальными данными наблюдается на первых секциях анода при отсутствии вдува газа перед ним. Основную роль в интенсификации теплообмена в аноде играет радиальный участок дуги, обладающий высокой вязкостью по сравнению с окружающим газом, непрерывное перемещение которого приводит к интенсивному перемещению газа и разрушению пограничного слоя. В результате этого повышается температура газа вблизи стенки и возрастают тепловые потери в анод. При отсутствии вдува газа в щель перед анодом экспериментальные данные превышают расчетные, по-видимому, из-за забросов горячего газа в щель и нестационарном течении. Вдув газа в щель перед анодом устраняет эти забросы газа, а также снижает температуру потока у стенки анода. В результате уменьшается тепловой поток на первую и следующую за ней шайбы анода. Из-за сильного перемешивания радиальным участком дуги слой холодного газа у стенки быстро разрушается, поэтому влияние газовой завесы прекращается уже на первых секциях анода.

Таким образом, величина расхода рабочего газа, вдуваемого в щель перед анодом, определяется в основном необходимостью устранения забросов горячего газа в щель перед ним и пробоя между анодом и примыкающей секцией вставки. Как показали проведенные эксперименты, для этих целей достаточен вдув с параметром $m_a \in [0,2 - 0,3]$.

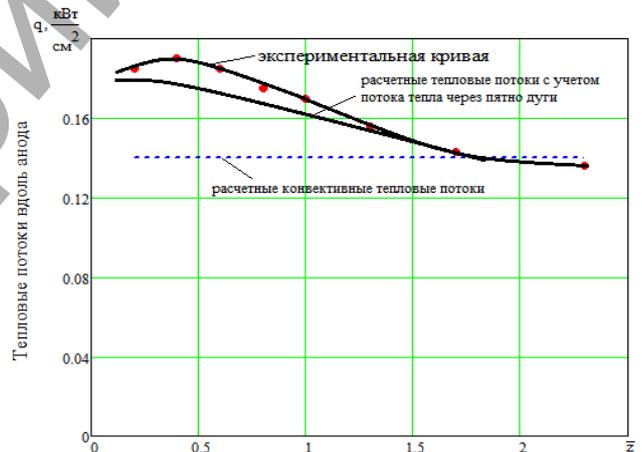


Рис. 5. Сравнение результатов расчета тепловых потоков вдоль анода с экспериментальными данными

$$d = 2 \text{ см}; \bar{a} = 20,5; I = 90 \text{ А}; G = 10 \frac{\text{г}}{\text{с}};$$

$$g_i = 0; g_a = 2 \frac{\text{г}}{\text{с}}; g_T = 3,6 \frac{\text{г}}{\text{с}}; \bar{z}_T = 7,5$$

Заключение. На основании проведенных исследований установлено, что тепловые потери в выходном электроде при развитом турбулентном течении можно с удовлетворительной точностью рассчитывать по формулам для теплообмена турбулентного потока газа со стенкой трубы с учетом тепловых потерь через анодное пятно дуги и теплоотдачи от участка дуги в анод.

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Аньшаков, А.С. Электродуговые генераторы с межэлектродными вставками: монография / А.С. Аньшаков, М.Ф. Жуков, И.М. Засыпкин. — Новосибирск: Наука, 1981. — 221 с.

2. Кутателадзе, С.С. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое / С.С. Кутателадзе, А.И. Леонтьев. – М.: Энергия, 1972. – 342 с.
3. Жуков, М.Ф. Прикладная динамика термической плазмы / М.Ф.Жуков, А.С.Коротеев, Б.А. Урюков. – Новосибирск: Наука, 1975. – 198 с.
4. Веремейчик, А.И. Исследование электрической дуги в потоке гелия в сильноточном плазматроне./ А.И. Веремейчик, М.И. Сазонов, Д.Л. Цыганов // Приборы и техника эксперимента. – 2006. – № 5. – С. 99–102.
5. Лелевкин, В.М. Теплообмен дуги в канале плазматрона с пористой межэлектродной вставкой / В.М. Лелевкин, В.Ф. Семенов // Вестник КРСУ. – Бишкек, 2004. – № 4. – С. 33–37.
6. Меркулов, В.В. Исследование тепловых и электрических характеристик плазматрона с самоустанавливающейся длиной дуги: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.14 / В.В. Меркулов. – М., 2011. – 20 с.
7. Басин, А.С. Моделирование температурных полей в трубчатом электроде плазматрона от нестационарного воздействия пятна дуги / А.С. Басин, О.С. Ипатьева, В.Н. Попов // Теплофизика и аэромеханика. – 1998. – Т. 5. – № 4. – С. 583–592.
8. Teste, Ph. Study of the arc root displacement and threedimensional modelling of the thermal phenomena occurring in hollow cathode submitted to an electric moving arc / Ph. Teste, T. Leblanc, J.P. Chabrierie // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. – V. 28. – P. 888–898.

Материал поступил в редакцию 07.02.14

SAZONOV M.I., VEREMEYCHIK A.I. Influence of gas having blown on electric and thermal characteristics of the anode of a turbulent arch

In article distribution of density of current and thermal losses in the output anode of a plasmatron with an interelectrode insert is investigated at the developed turbulent flow of gas. Comparison of experimental data with calculation of thermal losses is carried out to the anode. The method of calculation of power characteristics and geometrical parameters of the anode of a turbulent arc is developed.

УДК 546.62:620.193.4

**Строкач П.П., Яловая Н.П., Басов С.В.,
Халецкий В.А., Тур Э.А., Голуб Н.М.**

**ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЕ ОСАЖДЕНИЕ НИКЕЛЕВЫХ И КОМПОЗИЦИОННЫХ
ПОКРЫТИЙ, СОДЕРЖАЩИХ ДИОКСИД КРЕМНИЯ**

Введение. Изделия из алюминийсодержащих сплавов широко используются в промышленности благодаря уникальным свойствам (легкий вес, пластичность, простота механической обработки и штамповки) и технико-экономическим показателям (доступность, невысокая стоимость и др.). Это позволяет широко использовать алюминийсодержащие сплавы в авиа-, автомобиле-, приборостроении, как конструкционные материалы, для изготовления токоведущих кабелей и соединительных элементов, а также разнообразной фурнитуры. Основные недостатки изделий из алюминийсодержащих сплавов – нестойкость к коррозии, отсутствие декоративного внешнего вида, в ряде случаев – недостаточные механическая прочность, а также электропроводность приповерхностных слоев.

Для придания изделиям долговечности, декоративного внешнего вида, защиты от коррозии изделия из алюминия и алюминийсодержащих сплавов проходят финишную обработку путем нанесения защитно-декоративных или функциональных слоев фосфатированием, хромированием, анодированием, электрохимическим осаждением металлических покрытий и др.

Метод электрохимического осаждения металлических покрытий обеспечивает более надежную защиту изделия от коррозионных процессов.

Варьируя химическую природу осаждаемого металла, фазовый состав сплавов и микроструктуру покрытий, можно обеспечить получение изделий широкого ассортимента, обладающих в каждом конкретном случае требуемыми защитно-декоративными и функциональными свойствами. Перспективным является осаждение

композиционных материалов типа металл – дисперсная фаза, например оксида, поскольку такие материалы нередко обладают повышенной твердостью, износостойкостью, коррозионной устойчивостью. Тем не менее, обеспечить осаждение металлических покрытий на алюминий или его сплавы – трудная и не решенная до настоящего времени задача, что, главным образом, связано с высокой химической активностью алюминия и частичным растворением его приповерхностных слоев в используемых электролитах. В результате этого процесса качество покрытий и их адгезия к основе ухудшаются, а электролит выходит из строя.

Другая задача заключается в том, что при получении востребованных, как указано выше, композиционных материалов вводимая в электролит, а затем в покрытие дисперсная фаза неметалла, как правило, представляет собой микропорошок. Для постоянства состава покрытий требуется энергичное перемешивание электролита. Введение дисперсной фазы часто ухудшает микроструктуру

Строкач Петр Павлович, кандидат технических наук, профессор, профессор кафедры инженерной экологии и химии Брестского государственного технического университета.

Яловая Наталья Петровна, кандидат технических наук, доцент, директор института повышения квалификации и переподготовки кадров Брестского государственного технического университета.

Басов Сергей Владимирович, кандидат технических наук, доцент, заведующий кафедрой инженерной экологии и химии Брестского государственного технического университета.

Халецкий Виталий Анатольевич, доцент кафедры инженерной экологии и химии Брестского государственного технического университета.

Тур Элина Аркадьевна, кандидат технических наук, доцент, доцент кафедры инженерной экологии и химии Брестского государственного технического университета.

Голуб Наталья Михайловна, кандидат технических наук, доцент, доцент кафедры инженерной экологии и химии Брестского государственного технического университета.

Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.