

ПОСТРОЕНИЕ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ФОРМИРОВАНИЯ ПОТОКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ИСТОЧНИКЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ПЛАЗМЕННЫМ ЭМИТТЕРОМ

Д.А. Антонович, Д.В. Шидловская, Ю.В. Шиёнок
Учреждение образования «Витебский государственный
университет имени П.М. Машерова»

При формировании низкоэнергетических электронных пучков более существенное, в сравнении с высокоэнергетическими источниками, влияние оказывают накопительные ионизационные эффекты в ускоряющей промежутке, поскольку область интенсивной ионизации значительно шире, а эффективность потерь энергии выше. Построение адекватных физико-математических моделей процессов формирования низкоэнергетических ионно-электронных пучков в источниках заряженных частиц с плазменным эмиттером и получение эффективных алгоритмов компьютерного моделирования позволят уменьшить количество экспериментов, направленных на разработку конструкций низкоэнергетических источников заряженных частиц с плазменным эмиттером.

Цель – разработка физико-математической модели генерации вторичной плазмы в межэлектродном пространстве установок с плазменным эмиттером.

Материал и методы. *Материалом послужили физико-математические модели формирования потока заряженных частиц и электронно-лучевые технологические установки. При проведении исследований применялись методы научного познания, такие как моделирование и анализ информации, а также математические методы расчета.*

Результаты и их обсуждение. *Взаимодействие ускоряющих электронов с нейтральными молекулами сегодня достаточно хорошо изучено в рамках как классической теории, так и в рамках квантовой теории. Основным параметром данного взаимодействия является сечение упругого и неупругого рассеяния. В нашем случае упругое взаимодействие будет приводить к перераспределению кинетической энергии между электронами потока и частицами газа, а также к изменению плотности первоначального потока электронов.*

Заключение. *В данной работе представлены некоторые уравнения, положенные в основу формируемой модели плазменного эмиттера для разработанных ранее конструкций источников заряженных частиц посредством плазменного эмиттера. Дальнейшая разработка предлагаемой модели позволит осуществить предварительное моделирование параметров формируемых пучков заряженных частиц, в зависимости от конструкции источника, что упростит конструирование новых систем с плазменным эмиттером.*

Ключевые слова: *поток электронов, низкоэнергетические пучки, поверхность эмиттирующего электрода, плазменные источники заряженных частиц.*

CONSTRUCTION OF A PHYSICAL AND MATHEMATICAL MODEL FOR THE FORMATION OF A CHARGED PARTICLES FLUX IN AN ELECTRON SOURCE WITH A PLASMA EMITTER

D.A. Antonovich, D.V. Shidlovskaya, Yu.V. Shiyonok
Education Establishment “Vitebsk State P.M. Masherov University”

When low-energy beams are formed, accumulating ionization effects in the accelerating gap have a more significant impact compared to high-energy sources since the areas of intensive ionization are much wider and the efficiency of energy losses is higher. Building proper physical and mathematical models for the processes of forming low-energy ion and electron beams in sources of charged particles with a plasma emitter as well as obtaining efficient algorithms of computer modeling will make it possible to reduce the number of experiments aimed at the development of low-energy sources of charged particle constructions with a plasma emitter.

The purpose is the development of a mathematical model for the generation of secondary plasma in the interelectrode space of installations with a plasma emitter.

Material and methods. *The materials were physical and mathematical models of the formation of a stream of charged particles, as well as electron-beam technological installations. During the research, methods of scientific knowledge were used, such as modeling and analysis of information, as well as mathematical methods.*

Findings and their discussion. *The interaction of accelerating electrons with neutral molecules has been fairly well studied by now both within the framework of classical theory and within the framework of quantum theory. The main parameter of this interaction is the elastic and inelastic scattering cross section. In our case, the elastic interaction will lead to a redistribution of kinetic energy between the flow electrons and gas particles, as well as to a change in the density of the initial electron flow.*

Conclusion. *This paper presents the basic equations underlying the shaping model of the plasma emitter for the previously developed designs of sources of charged particles based on the plasma emitter. Further development of this model will allow preliminary modeling of the parameters of the shaping charged particle beams, depending on the design of the source, which will simplify the design of new systems with a plasma emitter.*

Key words: *electron flow, low-energy beams, emitting electrode surface, plasma sources of charged particles.*

В связи с расширением области применения плазмохимических технологий, таких как ионно-плазменное азотирование, электронно-лучевое диспергирование и т.д., в настоящее время интерес к получению низкоэнергетичных пучков заряженных частиц с энергией до 5 кэВ достаточно высок.

Реализация подобных технологий с помощью низкоэнергетичных плазменных источников представляется наиболее эффективной, а в ряде случаев единственно возможной [1; 2]. Способность плазменных источников заряженных частиц формировать как электронные, так и ионные пучки делает их уникальным универсальным инструментом и перспективными к разработке на их основе технологий нанесения пленок и покрытий различного назначения методами попеременного или одно-временного теплофизического электронного и модифицирующего ионного воздействия.

К сегодняшнему времени в значительной степени разработаны принципы формирования электронных пучков (в основном сфокусированных) в высоковольтных высокоэнергетичных плазменных источниках (с ускоряющим напряжением 20–60 кВ) для электронно-лучевой сварки. На этих же принципах базируется теория плазменного эмиттера для формирования пучков большого сечения с точной стабилизацией параметров плазменного эмиттера. Подобные плазменные источники способны формировать пучки заряженных частиц для модификации свойств поверхностей, в том числе и при достаточно низких (до 5 кВ) ускоряющих напряжениях. Однако конструктивные особенности и особенности формирования пучков при таких ускоряющих напряжениях изучены недостаточно. При формировании низкоэнергетичных электронных пучков более существенное, в сравнении с высокоэнергетичными источниками, влияние оказывают накопительные ионизационные эффекты в ускоряющем промежутке, поскольку область интенсивной ионизации значительно шире, а эффективность потерь энергии выше. Построение адекватных физико-математических моделей процессов формирования низкоэнергетичных ионно-электронных пучков в источниках заряженных частиц с плазменным эмиттером и получение эффективных алгоритмов компьютерного моделирования позволят уменьшить количество экспериментов, направленных на разработку конструкций низкоэнергетичных источников заряженных частиц с плазменным эмиттером. В данной статье представлен ряд уравнений, положенных в основу формируемой математической модели для разработки эффективных алгоритмов компьютерного моделирования процессов формирования низкоэнергетичных ионно-электронных пучков в источниках заряженных частиц с плазменным эмиттером.

Цель – разработка физико-математической модели генерации вторичной плазмы в межэлектродном пространстве установок с плазменным эмиттером.

Материал и методы. Материалом послужили физико-математические модели формирования потока заряженных частиц и электронно-лучевые технологические установки. При проведении исследований применялись методы научного познания, такие как моделирование и анализ информации, а также математические методы расчета.

Результаты и их обсуждение. Поток электронов, формируемый у эмитирующей поверхности плазмы полого катода в пространстве между эмитирующим электродом и ускоряющим электродом, будет иметь конфигурацию, задаваемую начальными параметрами и суперпозицией внешних электрических и магнитных полей, и полем, создаваемым собственно электронами пучка. В случае когда мы пренебрегаем взаимодействием электронов с частицами, образующими среду в межэлектрод-

ном пространстве, конфигурация пучка будет определяться полем, создаваемым электродами установок (для большинства установок поле будет аксиально-симметричным) и электронами пучка. Однако пренебрегать процессами взаимодействия, происходящими в межэлектродном пространстве, целесообразно только в случае, если число частиц в нем меньше некоторого значения.

Основным фактором изменения плотности пучка электронов является столкновение с частицами. Изначально, при отсутствии потока электронов и ускоряющего потенциала на ускоряющем электроде, среду в межэлектродном слое формируют нейтральные частицы газа. Известно, что ионизация газа, как положительная, так и отрицательная, может быть реализована в различных физических процессах, общим в которых является перенос электрона от или к нейтральному атому [3]. Такими процессами, в частности, могут быть столкновения между нейтральными атомами или молекулами, столкновения нейтральных частиц с заряженными, облучения квантами света, пребывание частиц в мощных внешних полях. Если говорить о межэлектродном пространстве, то, ввиду низкой плотности газа, его температуры и энергии, необходимой для ионизации молекул, собственной ионизацией газа можно пренебречь. Большой интерес вызывает столкновение частиц газа с электронами пучка. Взаимодействие ускоряющих электронов с нейтральными молекулами сегодня достаточно хорошо изучено как в рамках классической теории, так и квантовой. Основным параметром данного взаимодействия является сечение упругого и неупругого рассеяния [4]. В нашем случае упругое взаимодействие будет приводить к перераспределению кинетической энергии между электронами потока и частицами газа, а также к изменению плотности первоначального потока электронов.

Неупругое рассеяние гораздо более многообразно. Помимо вышеперечисленных эффектов, оно сопровождается изменениями электронных состояний атомов, участвующих во взаимодействии. Атомы и молекулы, испытавшие неупругие столкновения с электронами потока, могут как переходить в возбужденное состояние, так и испытывать ионизацию с рождением пары ион–электрон. Как видно из [5], вероятность ионизации зависит от электронной конфигурации атома или молекулы, плотности газа и плотности потока электронов в элементе объема, а также будет увеличиваться по мере увеличения кинетической энергии электронов потока. Таким образом, генерация пар ионов и электронов в потоке электронов будет пространственно-неоднородной как в продольном направлении, так и в поперечном. Продольная неоднородность обусловлена ускорением электронов потока, как следствие, генерация плазмы будет увеличиваться по мере приближения к ускоряющему электроду. Поперечная неоднородность в свою очередь обусловлена неоднородностью плотности потока электронов в поперечном сечении. Так, в случае гауссова пучка вероятность генерации ион–электронных пар будет уменьшаться по мере удаления от оси потока. По мере изменения конфигурации потока область наиболее вероятной генерации также будет испытывать изменения (рис.).

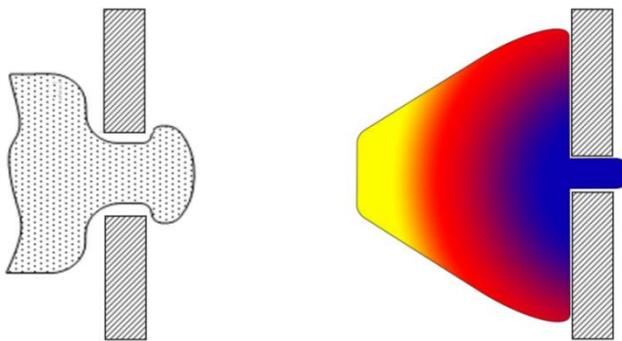


Рис. Стартовая генерация вторичной плазмы в межэлектродном пространстве плазменного источника электронов

Изменение потока электронов будет обусловлено появлением объемного заряда, образованного перераспределением ионов в поле ускоряющего электрода. Противопоток положительных ионов к эмитирующему электроду будет приводить к эмиссии электронов с его поверхности, что в свою очередь приведет к увеличению интенсивности и сечения потока электронов, образуя положительную обратную связь в процессе генерации вторичной плазмы [5].

Скорость генерации плазмы будет ограничена концентрацией нейтрального газа. Так, в некоторой области количество образованных ион-электронных пар не может превысить количество нейтральных частиц в этой области. Следовательно, в стационарном режиме суммарная генерация плазмы будет зависеть от скорости рекомбинации положительных ионов с электронами потока и скорости обновления газовой среды из внешнего пространства. Например, поток ионов (будем считать наличие частиц только одного сорта) будет определяться в случае аксиальной симметрии (1)–(2).

$$\frac{\partial n_i(r, z, t)}{\partial t} + \frac{\partial(n_i(r, z, t) * v_i(r, z, t))}{\partial r} + \frac{\partial(n_i(r, z, t) * v_i(r, z, t))}{\partial z} \quad (1)$$

$$= \sigma_i(v_{0e}) * n_{0e}(r, z, t) * \rho_{\text{газ}} - \sigma_p n_{0e}(r, z, t) n_i(r, z, t),$$

$$\frac{\partial v_i(r, z, t)}{\partial t} + v_i(r, z, t) \left(\frac{\partial v_i(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial v_i(r, z, t)}{\partial z} \right) = \frac{e}{M} \left[\frac{\partial \varphi(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial \varphi(r, z, t)}{\partial z} \right], \quad (2)$$

где n_i – концентрация ионов в межэлектродном слое, v_i – скорость ионов, n_{0e} – концентрация электронов пучка, e – заряд электрона, M – масса иона, φ – распределение потенциала в межэлектродном слое, $\rho_{\text{газ}}$ – плотность газа в межэлектродном пространстве, σ_p – сечение рекомбинации ионов с электронами потока.

Аналогичное уравнение можно записать и для электронов, полученных при ионизации газа. Они, как и электроны первичного пучка, могут участвовать в дальней ионизации газа. Однако полагая, что большая их часть генерируется вблизи ускоряющего электрода и в процессе движения к ускоряющему электроду не успевает набрать необходимую энергию для уверенной ионизации газа, будем дальнейшим их участием в процессах ионизации пренебрегать (3)–(4). Таким образом, поток электронов определим как:

$$\frac{\partial n_e(r, z, t)}{\partial t} + \frac{\partial(n_e(r, z, t)v_e(r, z, t))}{\partial r} + \frac{\partial(n_e(r, z, t)v_e(r, z, t))}{\partial z} = \sigma_{0e}(v_{0e})n_{0e}(r, z, t)\rho_{\text{газ}}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial v_e(r, z, t)}{\partial t} + v_e(r, z, t) \left(\frac{\partial v_e(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial v_e(r, z, t)}{\partial z} \right) = \frac{e}{m_e} \left[\frac{\partial \varphi(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial \varphi(r, z, t)}{\partial z} \right], \quad (4)$$

где $n_e(r, z, t), v_e(r, z, t)$ – концентрация и скорость электронов соответственно, m_e – масса электрона. Здесь мы пренебрегли дальнейшим взаимодействием электронов с нейтральными частицами и их рекомбинацией с ионами.

Поток электронов n_{0e} , движущийся от эмитирующего электрода к ускоряющему, будем определять как поток, эмитируемый поверхностью плазмы в эмитирующих каналах, так и вторичный поток, получаемый при бомбардировке ионами поверхности эмитирующего электрода. При движении внутри межэлектродного пространства данный поток будет ослабляться взаимодействием как с нейтральными частицами, так и ионами (5)–(6).

$$\frac{\partial n_{0e}(r, z, t)}{\partial t} + \frac{\partial(n_{0e}(r, z, t)v_{0e}(r, z, t))}{\partial r} + \frac{\partial(n_{0e}(r, z, t)v_{0e}(r, z, t))}{\partial z} \quad (5)$$

$$= -\sigma_{0e}(n_{0e})\rho_{\text{газ}} - \sigma_p n_{0e}(r, z, t) n_i(r, z, t),$$

$$\frac{\partial v_{0e}(r, z, t)}{\partial t} + v_{0e}(r, z, t) \left(\frac{\partial v_{0e}(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial v_{0e}(r, z, t)}{\partial z} \right) = -\frac{e}{m} \left[\frac{\partial \varphi(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial \varphi(r, z, t)}{\partial z} \right] \quad (6)$$

где σ_{0e} – полное сечение рассеяния электронов на нейтральных частицах газа, $v_{0e}(r, z, t)$ – скорость электронов потока. Здесь мы полагаем, что электроны потока, испытавшие рассеяние, выбывают из потока. Их дальнейшее поведение описывается уравнением для электронов, которые были образованы при образовании ион-электронных пар.

Указанные уравнения (1)–(6) объединим в систему вместе с обобщающим их уравнением для потенциала:

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \frac{\partial n_i(r, z, t)}{\partial t} + \frac{\partial(n_i(r, z, t) * v_i(r, z, t))}{\partial r} + \frac{\partial(n_i(r, z, t) * v_i(r, z, t))}{\partial z} = \sigma_i(v_{0e}) * n_{0e}(r, z, t) * \rho_{\text{газ}} \\
 -\sigma_p n_{0e}(r, z, t) n_i(r, z, t) \\
 \frac{\partial v_i(r, z, t)}{\partial t} + v_i(r, z, t) \left(\frac{\partial v_i(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial v_i(r, z, t)}{\partial z} \right) = \frac{e}{M} \left[\frac{\partial \varphi(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial \varphi(r, z, t)}{\partial z} \right] \\
 \frac{\partial n_e(r, z, t)}{\partial t} + \frac{\partial(n_e(r, z, t) * v_e(r, z, t))}{\partial r} + \frac{\partial(n_e(r, z, t) * v_e(r, z, t))}{\partial z} = \sigma_{0e}(v_{0e}) * n_{0e}(r, z, t) * \rho_{\text{газ}} \\
 \frac{\partial v_e(r, z, t)}{\partial t} + v_e(r, z, t) \left(\frac{\partial v_e(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial v_e(r, z, t)}{\partial z} \right) = \frac{e}{m_e} \left[\frac{\partial \varphi(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial \varphi(r, z, t)}{\partial z} \right]. \\
 \frac{\partial n_{0e}(r, z, t)}{\partial t} + \frac{\partial(n_{0e}(r, z, t) * v_{0e}(r, z, t))}{\partial r} + \frac{\partial(n_{0e}(r, z, t) * v_{0e}(r, z, t))}{\partial z} = -\sigma_{0e}(n_{0e}) \rho_{\text{газ}} \\
 -\sigma_p n_{0e}(r, z, t) n_i(r, z, t) \\
 \frac{\partial v_{0e}(r, z, t)}{\partial t} + v_{0e}(r, z, t) \left(\frac{\partial v_{0e}(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial v_{0e}(r, z, t)}{\partial z} \right) = -\frac{e}{m} \left[\frac{\partial \varphi(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial \varphi(r, z, t)}{\partial z} \right] \\
 \frac{\partial^2 \varphi(r, z, t)}{\partial t^2} = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_i(r, z, t) - n_e(r, z, t) - n_{0e}(r, z, t))
 \end{array} \right. \quad (7)$$

Начальными условиями для электрического потенциала в межэлектродной области определим поле эмитирующего электрода, при потенциале ускоряющего электрода, равном нулю.

Граничным условием для потенциала будем принимать его постоянное значение на эмитирующем электроде $\varphi_{y,э} = const$ либо заданное функцией (8).

$$\varphi_{y,э} = U_0 - U_0 e^{-t/\tau} = U_0 (1 - e^{-t/\tau}). \quad (8)$$

Граничное условие для электронов потока определим постоянным значением n_0 на поверхности эмитирующей плазмы и пропорциональной плотности ионов на поверхности эмитирующего электрода.

Первоначальный потенциал на ускоряющем электроде в случае условия (8) отсутствует. Таким образом, начальное условие для концентрации электронов и ионов в межэлектродном пространстве будем принимать равным нулю (9):

$$\begin{array}{l}
 n_e(x, z, 0) = 0, \\
 n_i(x, z, 0) = 0, \\
 n_{0e}(x, z, 0) = 0.
 \end{array} \quad (9)$$

Концентрацию электронов ионизации вторичной плазмы и их скорость вблизи эмитирующего электрода будем принимать равной нулю, так как их область генерации находится в межэлектродном пространстве, а движение будет в направлении ускоряющего электрода (10):

$$\begin{array}{l}
 n_e(f_{\text{rp}}^a(x, z), t) = 0, \\
 v_e(f_{\text{rp}}^a(x, z), t) = 0.
 \end{array} \quad (10)$$

Аналогично будем полагать для ионов вторичной плазмы вблизи поверхности ускоряющего электрода (11):

$$\begin{array}{l}
 v_{0e}(x, z, 0) = 0, \\
 v_i(x, z, 0) = 0, \\
 v_e(x, z, 0) = 0.
 \end{array} \quad (11)$$

Граничные условия для электронов потока на поверхности эмитирующего электрода будем принимать пропорциональными соответствующим параметрам потока ионов вблизи поверхности (12):

$$\begin{aligned} n_{0e} (f_{\text{гп}}^{\beta}(x, z), t) &= \alpha n_i (f_{\text{гп}}(x, z), t), \\ v_{0e} (f_{\text{гп}}^{\beta}(x, z), t) &= \beta v_i (f_{\text{гп}}(x, z), t), \end{aligned} \quad (12)$$

где $f_{\text{гп}}^{\beta}(x, z)$ – функция, описывающая поверхность эмитирующего электрода; α, β – коэффициенты эффективности вторичной эмиссии электронов поверхностью электрода, $f_{\text{гп}}^{\alpha}(x, z)$ – функция, описывающая поверхность ускоряющего электрода.

Изменением формы плазменной поверхности в эмитирующем канале в процессе образования вторичной плазмы возможно пренебречь в рассматриваемом масштабе.

Решение приведенной системы уравнений возможно с применением численных решений дифференциальных уравнений в частных производных в инженерно программном обеспечении в среде Mathcad.

Заключение. Формирование пучка заряженных частиц с заранее известными параметрами требует глубокого понимания процессов, проходящих на всех этапах работы установки. В данной работе представлены некоторые уравнения, положенные в основу формируемой модели плазменного эмиттера для разработанных ранее [6; 7] конструкций источников заряженных частиц посредством плазменного эмиттера. Дальнейшая разработка предлагаемой модели позволит осуществить предварительное моделирование параметров формируемых пучков заряженных частиц, в зависимости от конструкции источника, что упростит конструирование новых систем с плазменным эмиттером.

ЛИТЕРАТУРА

1. Плазменные эмиссионные системы с ненакапливаемыми катодами для ионно-плазменных технологий / В.Т. Барченко [и др.]; под общ. ред. В.Т. Барченко. – СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2011. – 220 с.
2. Шиллер, З. Электронно-лучевые технологии / З. Шиллер, У. Гайзиг, З. Панцер. – М.: Энергия, 1980. – 528 с.
3. Теория связанных состояний и ионизационного равновесия в плазме и твердом теле / В. Эбелинги, В. Крефт, Д. Кремп. – М., 1979. – 264 с.
4. Теория твердого тела / А.С. Давыдов. – М., 1976. – 639 с.
5. Расчет движения релятивистских пучков заряженных частиц в электромагнитных полях / В.Т. Астрелин, В.М. Свешников // Прикладная механика и теоретическая физика. – 1979. – № 3. – С. 3–8.
6. Плазменные эмиссионные системы для электронно-лучевых технологий. Часть 1 / Антонович Д.А. [и др.] // Вестн. Полоц. гос. ун-та. Сер. С, Фундаментальные науки. – 2016. – № 12. – С. 37–44.
7. Плазменные эмиссионные системы для электронно-лучевых технологий. Часть 2 / Антонович Д.А. [и др.] // Вестн. Полоц. гос. ун-та. Сер. С, Фундаментальные науки. – 2017. – № 4. – С. 45–51.

REFERENCES

1. Barchenko V.T. *Plazmennyye emissionnyye sistemy s nenakaplivaemyimi katodami dlia ionno-plazmennyykh tekhnologii* [Plasma Emission Systems with Non-Accumulating Katodes for Ion-Plazma Technologies], SPb.: Izd-vo SPbETU "LETI", 2011, 220 p.
2. Shiller Z., Gaizig U., Pantser Z. *Elektronno-luchevyye tekhnologii* [Electron and Beam Technologies], M.: Energiya, 1980, 528 p.
3. Ebelingi V., Kreft V., Kremp D. *Teoriya svyazannykh sostoyanii i ionizatsionnogo ravnovesiya v plazme i tverdom tele* [Theory of Bounded States and Ionization Balance in Plasma and Solid Body], M., 1979, 264 p.
4. Davydov A.S. *Teoriya tverdogo tela* [Theory of Solid Body], M., 1976, 639 p.
5. Astrelin V.T., Sveshnikov V.M. *Prikladnaya mekhanika i teoreticheskaya fizika* [Applied Mechanics and Theoretical Physics], 1979, 3, p. 3–8.
6. Antonovich D.A. *Vestnik Polotskogo gos. un-ta. Ser. C, Fundamentalniye nauki* [Journal of Polotsk State University. Fundamental Sciences], 2016, 12, p. 37–44.
7. Antonovich D.A. *Vestnik Polotskogo gos. un-ta. Ser. C, Fundamentalniye nauki* [Journal of Polotsk State University. Fundamental Sciences], 2017, 4, p. 45–51.

Поступила в редакцию 15.04.2022

Адрес для корреспонденции: e-mail: d_antonovich@tut.by – Антонович Д.А.