

Модель электронной эмиссии из границы взрывоэмиссионной плазмы

Ю.И. Мамонтов^{1,*}, И.В. Уйманов¹

¹Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

**tamontov.ura.1994@yandex.ru*

Аннотация. Разработана самосогласованная 1D-3V (1 координата – 3 скорости) модель на основе метода «частица-в-ячейке» для исследования динамики электронов, эмитируемых расширяющимся полусферическим фронтом взрывоэмиссионной плазмы. Модель описывает процесс формирования виртуального катода в непосредственной близости от фронта плазмы в зависимости от плотности плазмы, ее температуры и напряжения между границей плазмы и внешней границей расчетной области. Напряжение варьировалось от 0 В до 1000 В. Радиус плазменного образования r_c рассматривался в диапазоне 10 мкм – 1 см. Плотность плазмы при этом изменялась в пределах 10^{15} см^{-3} – 10^{21} см^{-3} , то есть предполагалось, что плотность плазмы вблизи эмитирующей границы уменьшается как r_c^{-2} . Распределение электронов по начальным скоростям описывалось максвелловской функцией распределения. Температура плазмы рассматривалась в диапазоне 1 эВ – 3 эВ. Получены зависимости плотности тока электронов на внешней границе расчетной области от приложенного напряжения и параметров плазмы. Рассчитаны параметры виртуального катода для различных условий. Определены границы применимости модели, обусловленные проникновением электрического поля в плазму.

Ключевые слова: вакуумный пробой, взрывная эмиссия, численное моделирование.

1. Введение

В настоящее время электронные пучки широко используются для решения большого числа задач: вакуумной плавки, генерации микроволнового и рентгеновского излучения, катодолюминесцентного анализа, неразрушающей диагностики и др. Относительно новым подходом к формированию электронных пучков является генерация низкоэнергетических сильноточных электронных пучков (с энергией электронов $\lesssim 30 \text{ кэВ}$ и током до 30 кА) в форвакуумном диапазоне давлений (от долей до десятков паскалей). Ключевой особенностью форвакуумных электронных пучков является образование пучковой плазмы за счет ионизации частиц остаточного газа. Показано [1–3], что эта плазма повышает эффективность транспорта пучка за счет экранирования его пространственного заряда. Кроме того, пучковая плазма позволяет проводить обработку диэлектрических материалов, так как она предотвращает накопление отрицательного заряда на обрабатываемой поверхности [4–6]. Это делает форвакуумные пучки электронов мощным инструментом в области обработки материалов.

Для получения сильноточных электронных пучков, как правило, используются плазменные источники электронов, например, источники на основе полых катодов. Также могут быть использованы системы с взрывоэмиссионными катодами. Однако работа в форвакуумном диапазоне давлений может существенно влиять на ток электронов в диоде со взрывоэмиссионным катодом. В работе [7] с помощью численного моделирования исследовано влияние ионизации остаточного газа на плотность электронного тока на искровой стадии вакуумного разряда. Расчеты проводились в приближении нулевой начальной скорости эмитируемых электронов. Показано, что наличие остаточного газа давлением $\sim 1 \text{ Па}$ и более приводит к значительному увеличению плотности тока электронов (увеличение плотности тока в 2.5 раза при остаточном давлении азота 5 Па).

Нужно заметить, что предположение о нулевой начальной скорости является достаточно грубым для эмитируемых плазмой электронов из-за конечной температуры плазмы ($\sim 1 \text{ эВ}$). Поэтому для корректности моделирования необходимо учитывать конечные начальные скорости электронов. В работе [7] для расчета плотности эмиссионного тока в случае нулевых начальных скоростей был использован известный закон Чайлда-Ленгмюра. Однако

этот закон неприменим в случае ненулевых начальных скоростей электронов, подчиняющихся распределению Максвелла. Следовательно, необходимо рассчитать вольт-амперные характеристики катода, эмитирующего электроны с температурой ~ 1 эВ.

В рамках настоящей работы процесс эмиссии электронов из плазменного фронта исследовался с помощью численной самосогласованной сферически-симметричной 1D-3V модели (1 пространственная координата – 3 скорости), основанной на методе «частица-в-ячейке». Исследован процесс формирования виртуального катода вблизи плазменного фронта в зависимости от его плотности и температуры. Получена зависимость плотности тока электронной эмиссии от параметров плазмы и напряжения, приложенного к расчетной области. Настоящая работа является вспомогательной работой для дальнейших исследований искровой стадии вакуумного разряда в форвакуумном диапазоне давлений.

2. Описание модели

Для построения модели электронной эмиссии из плазменного фронта использовался метод «частица-в-ячейке» в конфигурации 1D-3V (1 пространственная координата – три скорости). В рамках метода решались уравнения движения заряженных частиц и вычислялось распределение электрического поля с учетом объемного заряда электронов. Для расчета движения частиц использовалась математическая формулировка второго закона Ньютона в сферически-симметричной геометрии. Для самосогласованного расчета электрических полей использовалось уравнение Пуассона. Подробное описание применяемой математической модели дано в [7].

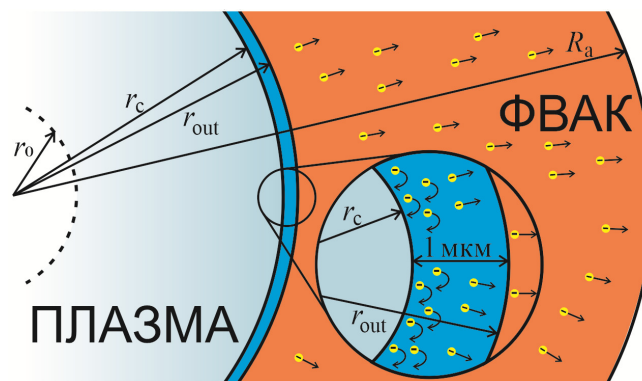


Рис.1. Схема численного эксперимента. Здесь ФВАК обозначает область, в которой протекает эмиссионный ток, рассматриваемый в работе [7]. Область, исследуемая в настоящей статье, обозначена синим.

Схематичное изображение моделируемой задачи приведено на Рис.1. Расчетная область состояла из двух полусферических границ с общим центром симметрии. Границей с меньшим радиусом кривизны r_c являлся эмитирующий плазменный фронт, расширяющийся в сторону анода – внешнего электрода форвакуумного диода, описанного в работе [7]. При этом предполагалось, что в некоторый момент времени плазма имеет плотность N_{pl} , зависящую от r_c как $N_{pl} = N_{pl0} (r_0 / r_c)^2$ [8, 9]. Здесь r_0 – начальный радиус плазмы, N_{pl0} – начальная плотность плазмы. Как и в работе [7], r_0 считался равным 10 мкм , $N_{pl0} = 10^{21} \text{ см}^{-3}$. r_c варьировался от r_0 до $R_a = 10^3 \cdot r_0$. Поэтому N_{pl} находилась в диапазоне $10^{21} \text{ см}^{-3} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

При моделировании считалось, что из плазменного фронта непрерывно эмитируются электроны, причем их начальная скорость направлена нормально эмитирующей поверхности. Для расчета модулей начальных скоростей электронов использовалось распределение Максвелла для компоненты скорости. Характерной температурой распределения была температура плазмы T_{pl} вблизи эмитирующего фронта. Плотность тока

электронной эмиссии из плазмы J_c определялась как $J_c = eN_{pl}(8eT_{pl}/\pi m)^{(1/2)}$, где e – абсолютная величина элементарного заряда. Движение электронов моделировалось с временным шагом 10^{-16} с.

Для получения зависимости электронного тока, протекающего через форвакуумный диод [7], от падения напряжения вблизи катода предполагалось, что внешняя граница расчетной области соответствует первой ячейке расчетной сетки, применявшейся в работе [7]. Эта внешняя граница располагалась на постоянном расстоянии 1 мкм от плазменного фронта, ее радиус r_{out} составлял $r_{out} = r_c + 1$ мкм. Потенциал внешней границы выбирался из диапазона 0–1000 В, в то время как плазменный фронт находился под нулевым потенциалом. Значения потенциалов были выбраны в результате анализа распределения электрического поля внутри форвакуумного диода, рассмотренного в работе [7]. В рамках настоящего моделирования распределение потенциала между границами вычислительной области рассчитывалось численно с помощью уравнения Пуассона для вычислительной сетки с равномерным шагом 5 нм.

Во введении было отмечено, что данное моделирование проводилось в качестве вспомогательной работы для анализа влияния ионизации остаточного газа на плотность тока эмитируемых плазмой электронов [7]. Однако здесь при моделировании не учитывался пространственный заряд ионов, генерируемых в результате ионизации. Допустимость пренебрежения влиянием объемного заряда ионов в данной задаче мотивируется тем, что, согласно нашим оценкам, даже равномерная концентрация ионов $\sim 10^{12}$ см $^{-3}$ (степень ионизации ~ 0.01 в условиях, описанных в работе [7]) в пределах области моделирования не приводит к существенному изменению распределения потенциала. Поэтому ролью положительного заряда ионов было решено пренебречь.

Учитывая высокую плотность взрывоэмиссионной плазмы, плотность тока электронной эмиссии J_c была значительно больше пропускной способности моделируемого промежутка. Поэтому на расстоянии x_m от плазменного фронта образовывался виртуальный катод высотой U_m (в вольтах), который являлся потенциальным барьером для эмитированных электронов. Величина U_m сильно зависела от значения $J_c(N_{pl})$. Образование виртуального катода приводило к тому, что не все электроны, эмитируемые плазмой, могли достичь внешней границы расчетной области. Только электроны с энергией $\varepsilon > U_m$ преодолевали виртуальный катод. Следовательно, плотность электронного тока на внешней границе расчетной области J_{out} была меньше J_c . Очевидно, что величина J_{out} зависела от U_m и разности потенциалов между плазмой и внешней границей расчетной области U . С учетом постановки задачи, напряжение U соответствовало напряжению, приложенному к первой ячейке расчетной сетки, рассматриваемой в работе [7]. Для учета условия непрерывности плотности тока предполагалось, что для протекания плотности тока J_{out} необходимо некоторое падение напряжения U_{dr} внутри плазмы. Это падение было рассчитано, исходя из условия $J_{out} = e(r_{in}/r_{out})^2 N_{pl}(2eU_{dr}/m)^{(1/2)}$. При этом начальные скорости эмитируемых электронов были соответствующим образом скорректированы.

Таким образом, в рамках настоящего моделирования анализировалась зависимость $J_{out}(U)$ и $J_{out}(N_{pl})$. Процедура моделирования была следующей. Сначала устанавливались значения N_{pl} , T_{pl} и U . Затем рассчитывалась величина J_c и начинался процесс моделирования. Было обнаружено, что для достижения некоторого стационарного состояния моделируемой системы требовалось ~ 2 пс моделируемого времени. Учитывая, что взрывоэмиссионная плазма расширяется со скоростью $\sim 2 \cdot 10^6$ см/с [8, 9], то изменение ее радиуса за 1 пс составляет ~ 20 нм. При этом относительное изменение плотности плазмы за то же время составляет менее 1%; величина J_c изменяется соответственно. Поэтому можно предполагать, что при расширении плазмы в любой момент времени вблизи ее границы устанавливается

некоторое стационарное распределение зарядов и потенциалов. Следовательно, при вычислении зависимостей $J_{out}(U)$ и $J_{out}(N_{pl})$ можно рассматривать фиксированные значения плотности плазмы, не учитывая их медленное изменение из-за расширения плазмы. Для исключения случайных численных ошибок регистрируемая на внешней границе расчетной области величина J_{out} усреднялась в течение ~ 10 пс расчетного времени. Также для предотвращения появления нефизических осцилляций моделирование проводилось, начиная от наименьшего значения N_{pl} (10^{15} см $^{-3}$) до наибольшего (10^{21} см $^{-3}$). Для уменьшения времени установления стационарного состояния задачи пространственные распределения потенциалов и частиц, полученные для предыдущего значения N_{pl} , использовались в качестве своего рода первой итерации для расчета следующего значения N_{pl} . Данная процедура обеспечила высокую скорость и стабильность моделирования.

3. Результаты и их обсуждение

Результаты моделирования представлены на Рис.2–4. На Рис.2–3 приведены зависимости плотности тока J_{out} электронов, прошедших через виртуальный катод, и высоты U_m виртуального катода от плотности плазмы N_{pl} и напряжения U , приложенного к расчетной области, для температуры плазмы 1 эВ (Рис.2) и 3 эВ (Рис.3). Было обнаружено, что зависимость $J_{out}(N_{pl})$ имеет качественно сходный вид для любого значения U . Так, типичная кривая $J_{out}(N_{pl})$ состояла из 3 участков, характеризующихся различными значениями высоты барьера U_m и скоростью ее роста с увеличением N_{pl} . Первый участок представлял собой линейную функцию, которая затем переходила в кривую с двумя экстремумами. Наличие линейного участка на зависимости $J_{out}(N_{pl})$ обусловлено отсутствием виртуального катода ($U_m = 0$ В, см. правые графики на Рис.2–3) для данного значения $J_c(N_{pl})$. То есть все эмитированные электроны достигли внешней границы расчетной области (очевидно, такая ситуация могла наблюдаться при всех U , кроме $U = 0$ В). Для линейного участка значение U_{dr} было постоянным $\sim 4T_{pl}/\pi$, так как $J_{out} = J_c$. Однако при некотором значении N_{pl} в момент появления виртуального катода ($U_m \gtrsim 0$) J_{out} и U_{dr} начинают одновременно уменьшаться. Это привело к формированию точки максимума на кривой $J_{out}(N_{pl})$. В этой области увеличение N_{pl} вызывало уменьшение J_{out} . По мере дальнейшего увеличения N_{pl} и уменьшения отношения J_{out}/J_c U_{dr} стремился к 0. В результате формируется точка минимума зависимости $J_{out}(N_{pl})$. При этом для $U \gtrsim 100$ В точка минимума была выражена слабо. Интересно отметить, что значение U_m , соответствующее точке минимума кривой $J_{out}(N_{pl})$, составляло практически ровно $2T_{pl}$ для каждого исследованного значения U и T_{pl} . Если U_m было больше $2T_{pl}$, то величина U_{dr} становилась ничтожно малой. Можно сказать, что, если $U_m \geq 2T_{pl}$, внешнее электрическое поле не проникало в плазменный фронт. В этом случае в рамках задачи о расширении взрывоэмиссионной плазмы в форвакуумном диоде [7] плазменный фронт можно воспринимать как относительно резкую границу между плазмой и вакуумной частью диода. Следовательно, условие $U_m \geq 2T_{pl}$ может выступать в качестве критерия применимости полученных в рамках настоящей работы данных для задачи, описанной в работе [7]. Этот критерий показан на Рис.2–3 в виде пунктирной линии.

После прохождения точки минимума на кривой $J_{out}(N_{pl})$ имел место второй участок, характеризующийся медленным ростом J_{out} . Скорость роста уменьшалась с увеличением U . Для большинства кривых это был самый большой участок зависимости $J_{out}(N_{pl})$. Исключение составляли кривые для $U \gtrsim 300$ В. Для них самым протяженным участком был первый (линейный) сегмент из-за затрудненного формирования виртуального катода при высоких U , то есть увеличения пропускной способности «вакуумного диода», соответствовавшего расчетной области. Медленный рост J_{out} сопровождался монотонным ростом U_m (см. правые графики на Рис.2–3). Слабая зависимость J_{out} от N_{pl} в широком диапазоне значений

плотности плазмы подтверждает справедливость часто используемого допущения бесконечной эмиссионной способности плазмы [8, 9].

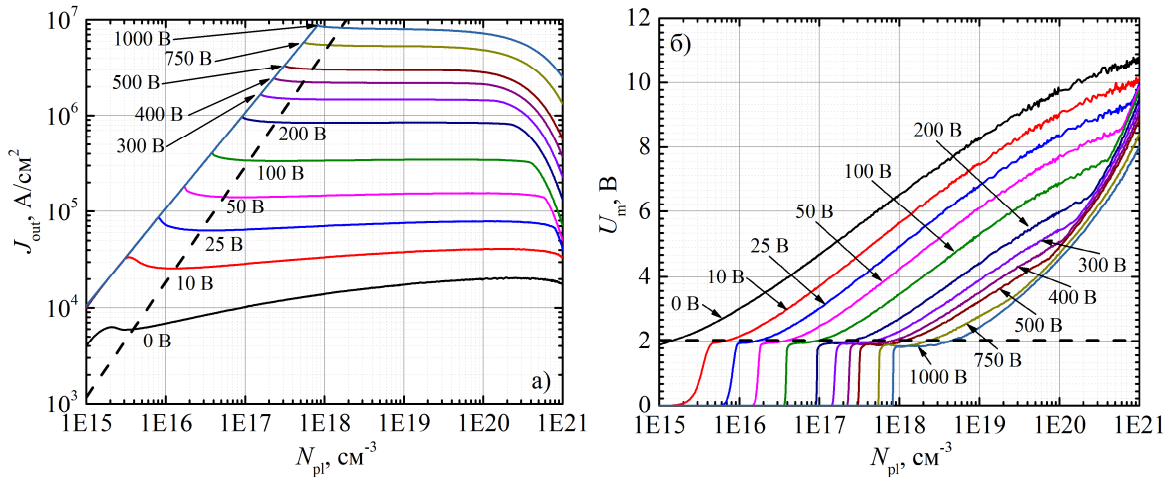


Рис.2. Зависимости $J_{out}(N_{pl})$ (а) и $U_m(N_{pl})$ (б) для различных U и $T_{pl} = 1$ эВ.

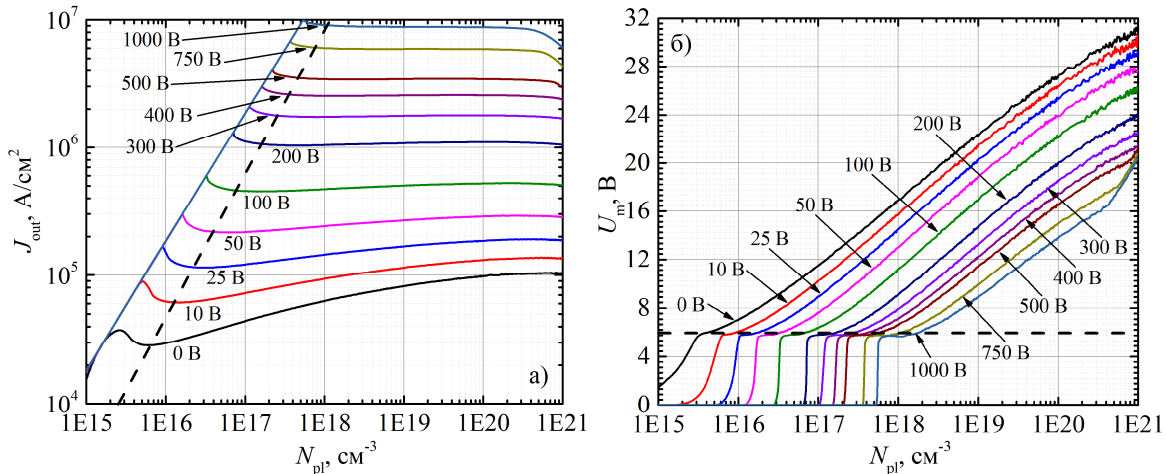


Рис.3. Зависимости $J_{out}(N_{pl})$ (а) и $U_m(N_{pl})$ (б) для различных U и $T_{pl} = 3$ эВ.

Однако при некоторых значениях U существовал и третий участок зависимости $J_{out}(N_{pl})$ при $N_{pl} \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$, что сравнимо с плотностью электронов в металлах ($\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$). Такая высокая плотность плазмы может иметь место в самом начале процесса взрывного расширения плазмы [8, 9]. Было обнаружено, что при увеличении N_{pl} выше некоторого порога J_{out} уменьшается, хотя J_c непрерывно увеличивается. Снижение J_{out} сопровождалось резким скачком скорости роста U_m (см. правые графики на Рис.2–3). Скорее всего, этот эффект был обусловлен тем, что виртуальный катод не мог приблизиться к фронту плазмы на расстояние, меньшее одного шага расчетной сетки (см. Рис.4). Следовательно, при $x_m \sim 5 \text{ нм}$ вместо дальнейшего уменьшения x_m в расчете наблюдалось резкое увеличение U_m . В свою очередь, это вызвало неизбежное уменьшение J_{out} . Описанный эффект был выражен сильнее при высоких значениях $U \gtrsim 100 \text{ В}$ и при $T_{pl} \lesssim 2 \text{ эВ}$, поскольку было обнаружено, что x_m уменьшается с увеличением U и уменьшением T_{pl} (см. Рис.4). Чтобы разрешить процесс приближения виртуального катода к плазменному фронту, необходимо значительно (на порядок) уменьшить временные и пространственные шаги моделирования. Можно ожидать, что в этом случае J_{out} будет продолжать медленно изменяться с увеличением N_{pl} . Описанная проблема будет решена в последующих работах.

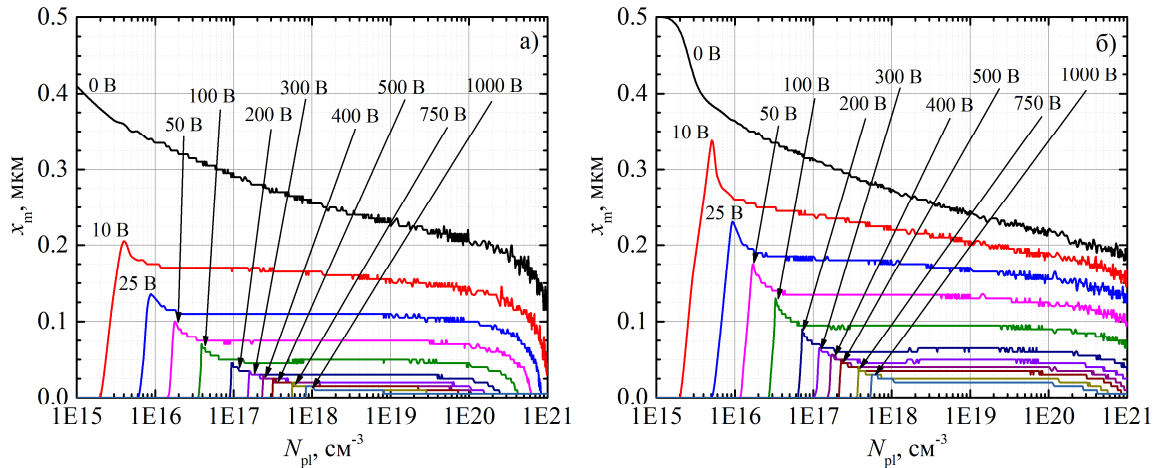


Рис.4. Зависимости $x_m(N_{pl})$ для различных значений U . Температура плазмы равна 1 эВ (а) и 3 эВ (б).

4. Заключение

Предложена модель электронной эмиссии из границы взрывоэмиссионной плазмы. Определены пределы применимости модели в рамках задачи о расширении плазмы в форвакуумном диоде [7]. Установлено, что в широком диапазоне значений N_{pl} плотность тока J_{out} слабо зависит от N_{pl} . Это подтверждает справедливость допущения бесконечной эмиссионной способности плазмы. При высоких значениях $N_{pl} \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и более наличие убывающего участка кривой $J_{out}(N_{pl})$, скорее всего, связано с недостаточным пространственным разрешением расчетной сетки. Устранение данного недостатка – наша задача на ближайшее время. После этого модель будет использована при моделировании расширения взрывоэмиссионной плазмы в форвакуумном диоде [7] в качестве условия, задающего плотность электронного тока вблизи фронта плазмы.

Благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках проекта № 20-38-90147.

5. Литература

- [1] Proskurovsky D.I., et al., *J. Vac. Sci. Technol. A*, **16**(4), 2480, 1998; doi: 10.1116/1.581369.
- [2] Ozur G.E., Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P., Markov A.B., *Las. Part. Beams*, **21**(2), 157, 2003; doi: 10.1017/S0263034603212040
- [3] Ozur G.E., Proskurovsky D.I., Karlik K.V., *Instr. Exper. Techn.*, **48**(6), 753, 2005; doi: 10.1007/S10786-005-0136-5
- [4] Bakeev I.Yu., Klimov A.S., Oks E.M., Zenin A.A., *Plasma Sourc. Sci. Tech.*, **27**(7), 075002, 2018; doi: 10.1088/1361-6595/aacb55
- [5] Bakeev I.Yu., Klimov A.S., Oks E.M., Zenin A.A., *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1393**(1), 012075, 2019; doi: 10.1088/1742-6596/1393/1/012075
- [6] Kazakov A.V., Medovnik A.V., Oks E.M., *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1393**(1), 012043, 2019; doi: 10.1088/1742-6596/1393/1/012043
- [7] Mamontov Yu.I., Uimanov I.V., 2020 *Proc. 7th Int. Cong. Energy Flux. Rad. Ef. (EFRE)*, 412, 2020; doi: 10.1109/EFRE47760.2020.9242082
- [8] Mesyats G.A. and Proskurovsky D.I., *Pulsed Electrical Discharge in Vacuum*. (Berlin: Springer, 1989).
- [9] Месяц Г.А., *Катодные явления в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга*. (Москва: Наука, 2000).