

Эволюция униполярного слоя в прерывателе тока с низкоплотной плазмой

С.В. Логинов*

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

*loginov@oit.hcei.tsc.ru

Аннотация. Рассмотрена эволюция униполярного слоя пространственного заряда в прерывателях тока с низкоплотной плазмой. Анализ выявляет предельно возможные величины ионного тока и напряжённости электрического поля на катоде в зависимости от плотности плазмы и скорости нарастания электромагнитного поля. Обнаружено, что протекание ионного тока в слое в режиме ограничения пространственным зарядом происходит ещё до замагничивания электронов. Поле на катоде не превышает ~ 300 кВ/см. Переносимый ионами заряд в наносекундных прерывателях не более $\sim 5\%$ от общего переноса заряда в течение времени замагничивания электронов.

Ключевые слова: плазменный прерыватель тока, униполярный ионный слой.

1. Введение

В традиционном исполнении прерыватель представляет собой отрезок вакуумной коаксиальной линии, заполненный полностью ионизованной плазмой. Плазма инжектируется со стороны анода в направлении центрального катода. В [1] рассмотрен случай бесстолкновительной плазмы, имеющей, однако, направленную скорость v_{inj} . При распространении магнитного поля $B(t)$ со скоростью u_{cl} в плазме возникает индуцированное радиальное электрическое поле $E_{ind}(t) = u_{cl}B(t)/c$, c – скорость света. В этом поле ион слегка доускоряется, а электрон, напротив, в силу отличия масс быстро тормозится и после обнуления v_{inj} ускоряется к аноду. Для линейно нарастающего поля $B(t) = \dot{B}t$ реверс скорости происходит в момент времени $\tau_r = (2v_{inj}mc/u_{cl}e\dot{B})^{1/2}$, m и e – масса и заряд электрона. После этого электрон удаляется от катода или от плотной приэлектродной плазмы при её наличии. Очевидной причиной образования последней является стагнация инжектируемого потока на поверхности электрода. Для простоты будем предполагать отход электрона непосредственно от катода.

Интегрирование уравнения движения $m\ddot{s} = eE_{ind}(t)$ даёт координату электрона $s(t) = e\dot{B}u_{cl}t^3/6mc$. Для токовой скорости $\dot{s}(t)$ ларморовский радиус электрона $\rho_{Be}(t) = u_{cl}t/2$. При $t > \tau_{cl} \approx (3mc/e\dot{B})^{1/2}$ он становится меньше $s(t)$. Это означает утрату свободного ускорения после замагничивания электрона. Дальнейший перенос тока поперёк сильного магнитного поля происходит за счёт дрейфа в скрещённых магнитном и электрическом поляризованном полях. Отметим, что отношение $\tau_r/\tau_{cl} = (2v_{inj}/3u_{cl})^{1/2}$ обычно заметно меньше единицы.

2. Эволюция униполярного слоя

Отход электронов от катода в момент $\tau_r = (2v_{inj}/3u_{cl})^{1/2}\tau_{cl}$ обнажает нескомпенсированный по заряду ионно-матричный слой [2]. Динамика слоя во многом зависит как от v_{inj} , так и от быстроты удаления электронов от электрода. Эволюция униполярного ионного слоя без допущения мгновенного ухода электронов под действием прикладываемого к плазме импульса напряжения рассмотрена в [3].

Инжекция плазмы обеспечивает плотность тока ионов на катод $j_0 = Zen_iv_{inj}$, Ze и n_i – их заряд и концентрация. Отход от катода границы квазинейтральной плазмы сопровождается повышением тока эмиссии ионов

$$j_{em}(t) = j_0 + en\dot{s}(t) \quad (1)$$

для скорости расширения слоя $\dot{s}(t) = 3u_{cl}(t/\tau_{cl})^2$. Уравнение (1), известное как эрозионное, описывает самосогласованную эволюцию тока ионов и электронов. Оно отражает увеличение потока ионов через вдвигающуюся в плазму границу с темпом $\dot{s}(t)$. При этом энергия ионов определяется, разумеется, скоростью v_{inj} . Повышение $j_{em}(t)$ происходит только до величины, при которой начинается ограничение пространственным зарядом. С учётом v_{inj} ток даётся модифицированным законом степени трёх вторых [4]

$$j_i(t) = j_{3/2}(t)[1 + m_i v_{inj}^2 / 2ZeU(t)]^{3/2}, \quad (2)$$

$j_{3/2}(t) = (1/9\pi)(2Ze/m_i)^{1/2}U^{3/2}(t)/s^2(t)$ – классический закон Чайлда-Ленгмюра для напряжения на формируемом зазоре $U(t)$, m_i – масса иона. Для нулевой v_{inj} формула (2) сводится к $j_i(t) = j_{3/2}(t)$. При $m_i v_{inj}^2 / 2 \gg ZeU(t)$ плотность тока равна

$$j_i(t) = (1/9\pi)(2Ze/m_i)^{1/2}U_{eff}^{3/2}/s^2(t). \quad (3)$$

Здесь $U_{eff} = m_i v_{inj}^2 / 2Ze$ – эффективное напряжение.

По сравнению с другими известными модификациями закона степени трёх вторых формула (2) предсказывает наименьший ток. По этой причине ограничимся её применением, поскольку она даёт асимптотику предельно возможного однонаправленного тока в слое. Изучение многопоточковых течений вряд ли возможно без привлечения численных методов.

Уравнение $j_{em}(t) = j_i(t)$ определяет время, при котором начинается ограничение тока пространственным зарядом. Для $\tau_r \ll \tau_{cl}$ приближённое решение равно $\tau_{mj} = (2\tau_r^6 / \omega_{pi}^2)^{1/8}$, $\omega_{pi} = (4\pi Ze^2 n / m_i)^{1/2}$ – ионная плазменная частота. Эмиссионный ток $j_{em}(\tau_{mj}) = \lambda j_0$, $\lambda = 2^{1/4} / (\omega_{pi} \tau_r)^{1/2}$ – коэффициент повышения тока. Поскольку $\lambda \propto u_{cl}^{3/4}$, то возрастания эмиссии следует ожидать в прерывателе с более высокой скоростью транспорта поля. Случай $\lambda \gg 1$ реализуется, если $u_{cl} \gg (2Zm/3m_i)^{1/3} (v_{inj} c^2)^{1/3}$. Выполнение неравенства $s(\tau_{mj}) < v_{inj} \tau_{mj}$ обеспечивает возможность увеличения тока без преждевременного провисания потенциала в слое пространственного заряда. Отсюда следует ограничение на скорость инжекции плазмы: $v_{inj} > u_{cl}(\tau_{mj}/\tau_{cl})^2 / 2$.

В интервале $\tau_{mj} \leq t \leq \tau_{cl}$ пространственный заряд ограничивает плотность ионного тока до много меньшей j_0 величины. Условие $\tau_{mj} < \tau_{cl}$ выполняется, если $u_{cl} > (2/3)^3 (m_i / Zm) v_{inj}^3 / c^2$.

Отношение дрейфового тока электронов $j_e(\tau_{cl})$ к максимально возможному току ионов $j_{em}(\tau_{mj})$ равно $j_e(\tau_{cl})/j_{em}(\tau_{mj}) = v_{dr} / \lambda v_{inj}$. Немонотонный характер отбора ионов в течение τ_{cl} детерминирует количественное сравнение электронной и ионной компонент по переносимому заряду. До момента τ_{cl} ток электронов $j_e(t) = (3/2)en u_{cl}(t/\tau_{cl})^2$, протекающий через единицу площади заряд $Q_e(\tau_{cl}) = en u_{cl} \tau_{cl} / 2$. Ионы переносят заряд $Q_i(\tau_{cl}) = \int_0^{\tau_{mj}} j_{em}(t) dt + \int_{\tau_{mj}}^{\tau_{cl}} j_i(t) dt$, который равен $Q_i(\tau_{cl}) = j_0 [1 + 8 \cdot 2^{1/4} / 15 (\omega_{pi} \tau_r)^{1/2}] \tau_{mj}$.

В ионно-матричном слое напряжённость электрического поля $E_m(x) = 4\pi en[x - s(t)]$, x – промежуточная между катодом и границей плазмы координата [2]. Модуль поля на катоде $|E_m(0)| = 4\pi en s(t)$ нарастает пропорционально $s(t)$ и становится больше $E_{ind}(t)$ уже при $t > \sqrt{6}/\omega_{pe}$. Для ограниченного пространственным зарядом тока поле на катоде $E_{3/2}(0) = 4U_{eff}/3s(t)$ снижается по мере расширения слоя. Равенство полей $|E_m(0)| = |E_{3/2}(0)|$ достигается в момент времени $\tau_{me} = (6\tau_r^4 / \omega_{pi}^2)^{1/6}$.

До момента τ_{mj} падение напряжения на ионной матрице $U_m(t) = 2\pi n e s^2(t)$ [2]. Оно должно удовлетворять двум условиям: $U_{ind}(t) \ll U_m(t) \ll U_{eff}$, $U_{ind}(t) = E_{ind}(t)s(t)$. Первое из них эквивалентно неравенству $\omega_{pe}\tau_m \gg 2\sqrt{3}$, второе накладывает ограничение на скорость инъекции плазмы: $v_{inj} \gg \omega_{pi}s(\tau_m)$.

3. Сравнение с экспериментом

Эволюцию униполярного слоя продемонстрируем на примере трёх рассмотренных в [5] прерывателей: Gamble I (ток и время проводимости – $I_c = 200$ кА и $t_c = 50$ нс, протяжённость плазмы $l = 30$ см), Gamble II ($I_c = 750$ кА, $t_c = 50$ нс, $l = 10$ см), POP ($I_c = 135$ кА, $t_c = 490$ нс, $l = 12$ см). В первом из них уникальна длина плазмы, во втором – величина тока, в третьем – длительность стадии проводимости.

В прерывателе Gamble I темп $\dot{B} \approx 320$ Гс/нс обеспечивает нарастание поля $\dot{E}_{ind} \approx 1.9$ (кВ/см)/нс и замагничивание электронов через $\tau_{cl} \approx 0.7$ нс, $s(\tau_{cl}) \approx 2$ мм. Плотность тока равна $j_0 \approx 5$ А/см² ($n_i \approx 1.5 \cdot 10^{12}$ см⁻³) для $v_{inj} = 10$ см/мкс, соответствующей энергии $eU_{eff} \approx 300$ эВ для дважды ионизованной углеродной плазмы. Экстремум тока ионов $j_{em}(\tau_m) \approx 25$ А/см² реализуется при $\tau_{mj} \approx 160$ пс (Рис. 1а), коэффициент $\lambda \approx 5$. Величина τ_{mj} заметно меньше τ_{cl} , а отношение $j_{em}(\tau_{mj})/j_e(\tau_{cl})$ не превышает $\sim 6\%$. В течение τ_{cl} переносимый ионами заряд $Q_i(\tau_{cl}) \approx 2.5$ нКл/см² или $\sim 2.4\%$ от протекающего в слое суммарного заряда $Q_i(\tau_{cl}) + Q_e(\tau_{cl})$. Напряжённость электрического поля на катоде ~ 50 кВ/см достигается при $\tau_{mE} \approx 250$ пс (Рис. 1б), её длительность на полувысоте $\Delta t_{1/2} \approx 120$ пс.

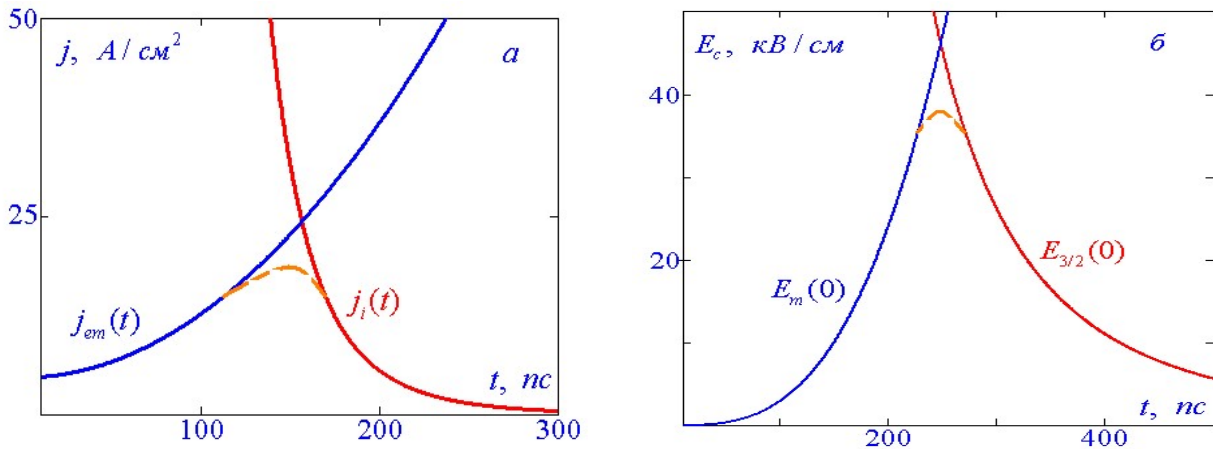


Рис. 1. Зависимости от времени ионного тока (а) и напряжённости электрического поля на катоде (б) в прерывателе Gamble I.

В прерывателе Gamble II $\dot{B} \approx 1.2$ кГс/нс, $\dot{E}_{ind} \approx 2.4$ (кВ/см)/нс, $\tau_{cl} \approx 0.4$ нс, $s(\tau_{cl}) \approx 0.4$ мм. Ток $j_{em}(\tau_m)$ нарастает до ~ 430 А/см² ($j_0 \approx 160$ А/см², $n_i \approx 5 \cdot 10^{13}$ см⁻³, $\lambda \approx 2.7$) за $\tau_{mj} \approx 90$ пс (Рис. 2а), меньшее τ_{cl} . Отношение $j_{em}(\tau_{mj})/j_e(\tau_{cl}) \approx 9\%$. В течение τ_{cl} ионы переносят заряд $Q_i(\tau_{cl}) \approx 30$ нКл/см² или $\sim 4.8\%$ от $Q_i(\tau_{cl}) + Q_e(\tau_{cl})$. Максимум напряжённости электрического поля на катоде в момент $\tau_{mE} \approx 130$ пс не превышает ~ 270 кВ/см, $\Delta t_{1/2} \approx 60$ пс (Рис. 2б).

В прерывателе POP $\dot{B} \approx 22$ Гс/нс, $\dot{E}_{ind} \approx 5$ (В/см)/нс, $\tau_{cl} \approx 2.8$ нс, $s(\tau_{cl}) \approx 0.3$ мм. Экстремум $j_{em}(\tau_m) \approx 250$ А/см² (рис. 3а) получается при $\tau_{mj} \approx 750$ пс, $\lambda \approx 1.3$ для $j_0 \approx 190$ А/см² ($n_i \approx 6 \cdot 10^{13}$ см⁻³). Время τ_{mj} меньше τ_{cl} , но отношение $j_{em}(\tau_{mj})/j_e(\tau_{cl})$ возрастает до $\sim 36\%$. В течение τ_{cl} переносимый ионами заряд $Q_i(\tau_{cl}) \approx 200$ нКл/см² или $\sim 23\%$ от

протекающего в зазоре суммарного заряда. Электрическое поле на катоде достигает ~ 300 кВ/см за $\tau_{mE} \approx 950$ пс (Рис. 3б), $\Delta t_{1/2} \approx 440$ пс.

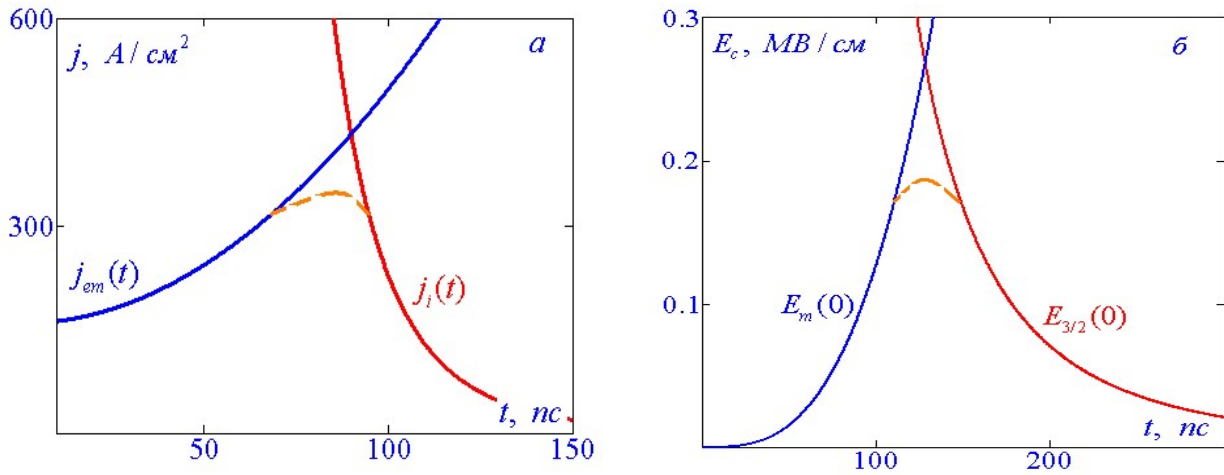


Рис. 2. Зависимости от времени ионного тока (а) и напряжённости электрического поля на катоде (б) в прерывателе Gamble II.

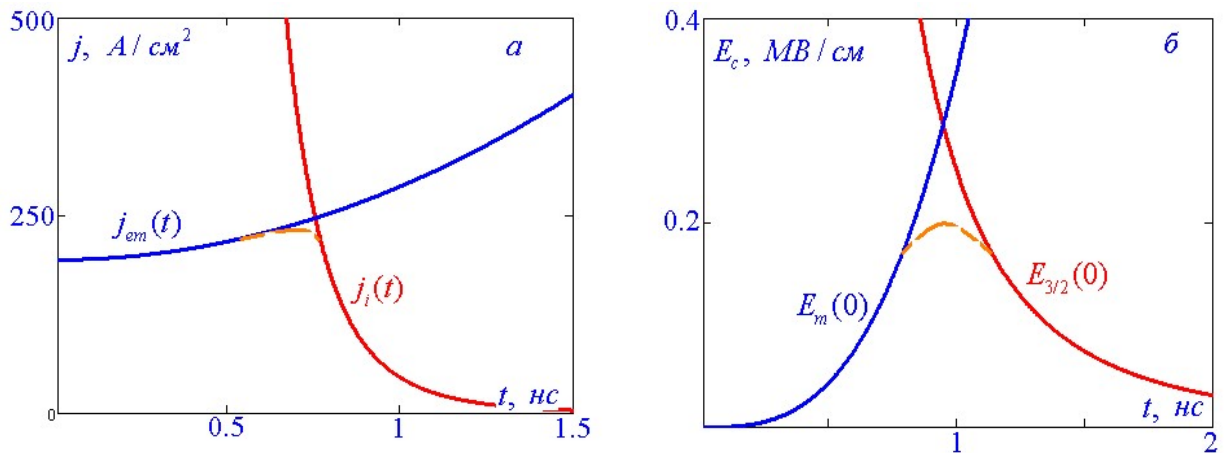


Рис. 3. Зависимости от времени ионного тока (а) и напряжённости электрического поля на катоде (б) в прерывателе POP.

Для любого прерывателя выполняются условия $U_{ind}(\tau_{mj}) \ll U_m(\tau_{mj}) \ll U_{eff}$. После момента τ_{mj} протекание тока в униполярном слое релаксирует к режиму ограничения пространственным зарядом ещё до замагничивания электронов. После достижения экстремума плотность ионного тока быстро становится много меньше j_0 . Это выполняется даже при возрастании индуцированного напряжения к моменту τ_{cl} до величины порядка U_{eff} в случае Gamble I. В остальных вариантах $U_m(\tau_{cl}) \ll U_{eff}$.

Немонотонный характер присущ также напряжённости электрического поля на катоде. Во всех случаях τ_{mE} несколько больше τ_{mj} . Это возникает из-за отличающихся функциональных зависимостей плотности тока и напряжённости поля от координаты $s(t)$. Плавная сшивка решений (она схематично показана на рисунках штрихом) в переходном между ионно-матричным и ограниченным пространственным зарядом режиме нивелирует, несомненно, отличие τ_{mj} от τ_{mE} и понизит пиковые значения тока и напряжённости поля.

4. Обсуждение результатов

Из результатов анализа следует пара важных выводов. Первый состоит в том, что ни в одном из прерывателей напряжённость поля на катоде не превышает $E_{th} = 300$ кВ/см, принимаемой обыкновенно в качестве пороговой для стимулирования неограниченной эмиссии катода. Это маловероятно и по причине мизерности величины $\Delta t_{1/2}$. Помимо этого, в случае образования слоя в водородной плазме U_{eff} снижается до 50 В, а поле не превышает ~ 20 , ~ 110 , ~ 120 кВ/см для Gamble I, Gamble II, POP. Второй вывод заключается в том, что плотность ионного тока достигает экстремально больших значений, причём коэффициент λ возрастает при увеличении скорости транспорта поля. Достижение плотности ~ 250 А/см² в прерывателе POP может, казалось бы, способствовать образованию вторичной плазмы на катоде. Однако мощность и энергия потока не более ~ 150 кВт/см² и ~ 0.12 мДж/см². В течение времени замагничивания всей плазмы энерговыделение на катоде площадью ~ 200 см² не превышает ~ 25 мДж. В вариантах Gamble I и Gamble II энергия потока ещё на один-два порядка меньше из-за сокращения τ_{cl} . Если слой формируется в быстрее долетающей до катода водородной плазме, то максимум плотности тока ионов снижается до ~ 17 , ~ 325 , ~ 225 А/см² для Gamble I, Gamble II, POP. Образование вторичной плазмы из-за этого оказывается ещё более затруднённым. Этому же способствует аксиальное смещение плазмы [6].

Электронный и ионный токи сравниваются в момент $\tau_{eq} = (2\tau_r^6/\omega_{pi}^2)^{1/8}$, равный численно ~ 160 , ~ 100 , ~ 900 пс для Gamble I, Gamble II, POP. Далее ограниченный пространственным зарядом ток ионов стремительно уменьшается, а электронов, напротив, возрастает до $j_{dr} = Zen_i v_{dr}$. Поскольку электронный заряд увеличивается до $Q_e(\tau_{dr}) = j_{dr}\tau_{dr}$ ($\tau_{dr} = (r_a - r_c)/v_{dr}$ – время дрейфа), то отношение $Q_i(\tau_{cl})/Q_e(\tau_{dr})$ в опытах Gamble I, Gamble II, POP не превышает ~ 0.2 , ~ 0.1 , ~ 0.4 %. Поэтому в случае малого аксиального сдвига возникает необходимость замыкания тока в униполярном слое током смещения. Этот ток $j_{dis}(t) = \partial E_{sh}(x, t)/4\pi\partial t$ индуцируется за счёт динамики электрического поля пространственного заряда ионов [2]. Он необходим для сопряжения с разрядным током $j(t) = Zen_i \dot{s}(t)$ и, значит, выполнения непрерывности тока в формируемом слое. Вместе с тем потребность в токе смещения изрядно нивелируется при существенном аксиальном сдвиге плазмы. Если всё же ширина канала составляет заметную часть начальной протяжённости плазмы, то требуется полномасштабное двумерное численное моделирование динамики пространственного заряда, в результате которого могут быть обнаружены новые неожиданные эффекты.

5. Заключение

Из результатов анализа формулируется следующее заключение. Во-первых, в формируемом униполярном слое напряжённость электрического поля на катоде не превышает $E_{th} = 300$ кВ/см. Этого вместе с её кратковременностью недостаточно для стимулирования неограниченной эмиссионной способности катода. Во-вторых, плотность ионного тока достигает экстремально больших значений, однако сильно ограниченная длительность импульса едва ли способна обеспечить интенсивное образование вторичной катодной плазмы. Это затрудняется и из-за аксиального сдвига плазмы. Обсуждаемые аспекты второстепенны для альтернативной концепции [6], которая адекватно объясняет факт быстрого транспорта электромагнитного поля через полностью ионизованную плазму.

Благодарности

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по теме № FWRM-2021-0001.

6. Список литературы

- [1] S.V. Loginov, Self-magnetic insulation in plasma opening switches, *J. Plasma Phys.*, vol. **86**(6), 905860609, 2020; doi: 10.1017/S0022377820001439
- [2] M.A. Lieberman and A.J. Lichtenberg, *Principles of plasma discharges and materials processing*. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 2005.
- [3] S.V. Loginov, Some issues of the operation of plasma opening switches, *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. **2064**, 012022, 2021; doi: 10.1088/1742-6596/2064/1/012022
- [4] R.R. Puri, D. Biswas, and R. Kumar, Generalization of the Child–Langmuir law for nonzero injection velocities in a planar diode, *Phys. Plasmas*, 2004, vol. **11**(3), 1178, 2004; doi: 10.1063/1.1644583
- [5] S.V. Loginov, Conduction current in low-density plasma opening switches, *IEEE Trans. Pl. Sci.*, vol. **50**(7), 2026, 2022; doi: 10.1109/TPS.2022.3178792
- [6] С.В. Логинов, Магнитная самоизоляция в сильноточных плазмодинамических системах. Новокузнецк: Знание-М, 2023.