

## Численное моделирование коммутационной стадии вакуумного разряда

Ю.И. Мамонтов<sup>1,\*</sup>, С.А. Баренгольц<sup>1,2</sup>, Д.Л. Шмелев<sup>1</sup>, И.В. Уйманов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

\*[mamontov.ura.1994@yandex.ru](mailto:mamontov.ura.1994@yandex.ru)

**Аннотация.** В работе приведены результаты двумерного кинетического моделирования коммутации вакуумного промежутка катодным плазменным факелом. Показано, что в зависимости от величины пропускаемого через вакуумный промежуток тока могут существовать устойчивый режим коммутации, при котором стадия искры переходит в квазистационарную дугу, и неустойчивый квазипериодический режим. Причиной неустойчивого режима является развивающаяся в плазме токовая неустойчивость, приводящая к быстрому частичному распаду плазмы катодного факела. Кроме того показано, что возникающие в плазме неустойчивости способствуют уширению и сдвигу распределений по энергиям ионов, достигших анода.

**Ключевые слова:** вакуумная дуга, катодное пятно, плазменные токовые неустойчивости, численное моделирование.

### 1. Введение

Известно, что коммутационная стадия вакуумного разряда имеет устойчивые и неустойчивые режимы [1]. В устойчивом режиме ток во время вакуумного пробоя монотонно растет, а напряжение промежутка монотонно уменьшается до момента переключения плазмой промежутка и возникновения дуговой стадии вакуумного разряда. В неустойчивом режиме возникают всплески тока, генерируются высокоэнергетичные ионы и электроны и т.д. Причиной существования неустойчивого режима, предположительно, являются токовые неустойчивости, развитие которых в искровой стадии моделировалось в гидродинамическом и кинетическом приближении [2–4].

Другим явлением, за которое, по предположению, ответственны возникающие в плазме неустойчивости, является уширение распределений по энергиям дуговых ионов [5]. Причем одни экспериментаторы утверждают, что уширение и сдвиг максимумов распределений увеличиваются с ростом заряда ионов [6], а другие утверждают, что такой зависимости от среднего заряда ионов не существует [7]. Оценки, проведенные в [8, 9], показывают, что уширение и дополнительное ускорение ионов разных знаков можно объяснить возникновением сильных электрических полей при развитии неустойчивости в плазме.

Данная работа посвящена двумерному кинетическому моделированию процессов разлета токонесущего плазменного катодного факела, переключения промежутка и перехода разряда в дуговую стадию. Особое внимание уделяется возникающим при этом плазменным неустойчивостям.

### 2. Краткое описание модели

Для исследования процессов в плазмонаполненном межэлектродном промежутке (МП) и прианодной области в рамках метода «частица-в-ячейке» была разработана двумерная осесимметричная кинетическая расширяющейся плазмы с упрощенной катодной привязкой. В отличие от работы [3], здесь не рассматриваются процессы испарения материала катода с последующей ионизацией, учитывается только кулоновское рассеяние между частицами всех типов. Через модельное катодное пятно (МКП) в межэлектродное пространство впрыскивался сверхзвуковой поток полностью ионизированной плазмы. Этот поток имел коническую форму с углом раствора конуса  $\pi/4$ . Радиус МКП был  $3.8 \cdot 10^{-4}$  см. Инжектировались ионы алюминия (вместе с нейтрализующими электронами) со средней

скоростью  $1.5 \cdot 10^6$  см/с с фиксированным зарядом 2 или со средним зарядом 2 (ионы с зарядом +1, +2, +3 с равной вероятностью). Температура инжектируемых ионов составляла 1 эВ; температура инжектируемых электронов – 4 эВ. Кроме того, поверхность катода в МКП считалась источником электронов с бесконечной эмиссионной способностью. Эмитируемый электронный ток считался по закону «степени 3/2» на первом пространственном шаге расчетной сетки, в результате чего вблизи МКП появлялось прикатодное падение потенциала в несколько вольт (см. Рис. 2), которое является артефактом модели и не имеет отношения к реальному прикатодному падению вакуумной дуги. При данных параметрах максимальная плотность электронов в районе МКП  $\approx 4 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ . Максимальная плотность электронов определяла минимальные временной и пространственный шаги задачи; так, минимальный пространственный шаг задачи составил  $1.6 \cdot 10^{-6}$  см, временной –  $5 \cdot 10^{-15}$  с. По мере разлета плазмы ее плотность падала, а дебаевский радиус увеличивался. Поэтому пространственный шаг в модели регулировался за счет применения вложенных структурированных сеток. Полное количество частиц в задаче доходило до  $1.5 \cdot 10^8$ .

Интегральный поток ионов, инжектируемый в МП, соответствовал потоку с эрозией 7.5 мкг/Кл при токе дуги 0.5 А. Поток ионов не менялся с изменением тока. В реальности поток ионов в вакуумной дуге примерно пропорционален току, но в рамках данной модели осуществить подобное чрезвычайно затратно. Однако увеличение плотности плазмы с увеличением эрозии в вакуумной дуге происходит с некоторой задержкой, так что внешние слои плазмы не «чувствуют» изменения эрозии. Это дает некоторое обоснование нашего приближения.

В рамках рассматриваемой модели для учета влияния внешней электрической цепи емкость МП считалась фиксированной и равной 0.1 пФ. Также использовались ограничивающие сопротивления для фиксирования максимального тока ( $I_{max}$ ) в диапазоне 0.5 – 1.5 А. Считалось, что катод находился под нулевым потенциалом. Анод в начальный момент времени имел потенциал 2.5 кВ и 5 кВ для МП 50 мкм и 100 мкм, соответственно. Поверхности анода и катода полагались идеальными коллекторами для частиц всех типов.

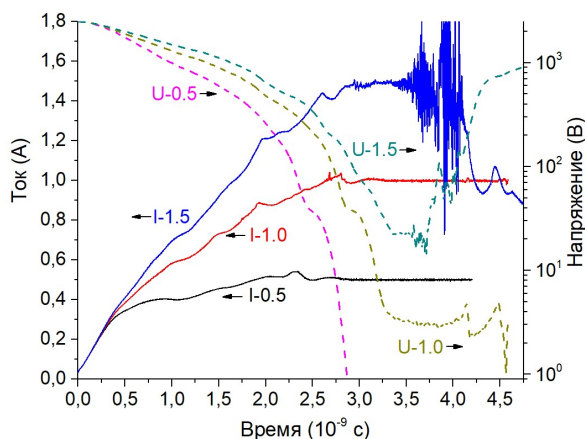


Рис. 1. Зависимость тока (сплошные кривые) и напряжения на аноде (пунктирные кривые) от времени, для значений  $I_{max}$  0.5, 1.0, 1.5 А.

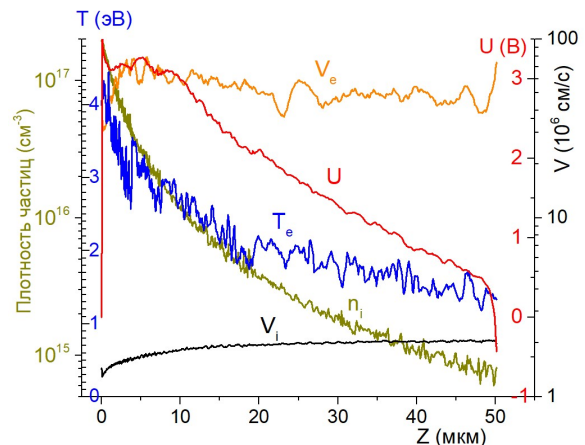


Рис. 2. Зависимость параметров (плотность ионов ( $n_i$ ), электронная температура ( $T_e$ ), средняя скорость ионов ( $V_i$ ) и электронов вдоль  $Z$ , электрический потенциал ( $U$ )) плазмы от расстояния от катода вдоль оси  $Z$ , для момента 4 нс.  $I_{max}$  0.5 А.

Сценарий шага по времени в модели следующий: 1) по данному распределению частиц вычисляется распределение плотности заряда, 2) решается уравнение Пуассона и

вычисляется напряженность электрического поля, 3) рассчитывается перемещение частиц в новом поле, 4) добавляются новые инжектированные ионы и электроны, 5) методом Монте-Карло разыгрывается кулоновское рассеяние, 6) переход к следующему шагу по времени.

### 3. Результаты расчетов и обсуждение

На Рис. 1 показаны изменения тока и потенциала анода при разлете плазмы и переключении МП для разных уровней  $I_{max}$ . Видно, что все три случая существенно отличаются друг от друга. При  $I_{max} = 0.5$  А имеем “спокойный” режим разлета плазмы. Распределение основных параметров плазмы вдоль оси  $Z$  после переключения МП показаны на Рис. 2. Полученные зависимости параметров от расстояния типичны для расширяющейся приблизительно сферически симметричной плазмы. В газодинамическом приближении получаются очень похожие зависимости основных параметров. Однако в нашем случае наблюдаются колебания, которые возбуждаются в электронной и ионной подсистемах электронным током с токовой скоростью  $V_e$  (см. Рис. 2), существенно превышающей ионно-звуковую скорость, т.е. в плазме выполняются условия для возбуждения ионно-звуковой неустойчивости. При этом, как видно из Рис. 3, в данном случае электростатическая энергия колебаний остается на два-три порядка меньше, чем энергии ионов и электронов. Таким образом, колебания незначительно влияют на течение плазмы в МП. Однако даже при малом токе в плазме развивается неустойчивость в момент касания плазменным факелом поверхности анода. Это видно из кривой  $E_f - 0.5$  (Рис. 4), которая показывает среднюю электростатическую энергию в плазменном факеле в расчете на один ион. В начале разлета уровень  $E_f$  относительно велик из-за относительно большого вклада энергии прикатодного падения. По мере расширения и увеличения количества плазмы в МП  $E_f$  постепенно снижается. Однако, вблизи  $t \approx 2.5$  нс  $E_f$  возрастает. В этот момент плазменный факел достигает анода. Электронный ток концентрируется в области контакта с анодом, площадь которого сначала мала. Это приводит к повышению токовой скорости электронов до тепловой скорости и выше и, как следствие, к развитию Бунемановской неустойчивости. По мере увеличения площади контакта токовая скорость падает и развитие неустойчивости прекращается. В случае  $I_{max} = 0.5$  А колебания затухают через  $\sim 1$  нс после контакта плазмы с анодом. После заполнения плазмой МП возникает квазистационарный режим горения вакуумной дуги

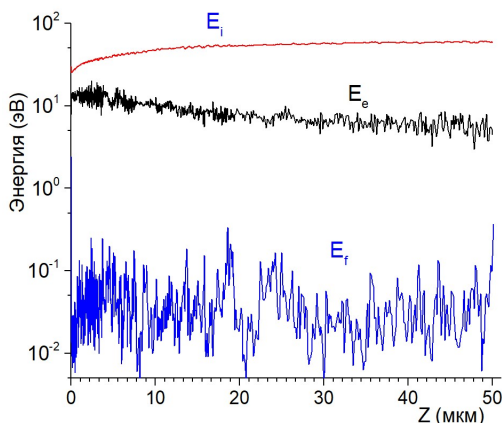


Рис. 3. Зависимость ионной кинетической энергии ( $E_i$ ), электронной кинетической энергии ( $E_e$ ) и электростатической энергии ( $E_f$ ) в расчете на один ион плазмы от расстояния от катода вдоль оси  $Z$ , для момента 4 нс.  $I_{max} = 0.5$  А.

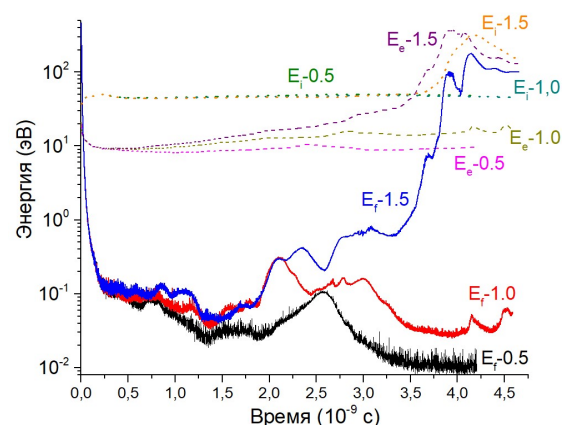


Рис. 4. Зависимость от времени средних энергий (электронной ( $E_e$ ), ионной ( $E_i$ ), электростатической ( $E_f$ )) плазменного факела в расчете на один ион, для значений  $I_{max} = 0.5, 1.0, 1.5$  А.

При  $I_{max} = 1$  А неустойчивость после контакта плазмы с анодом полностью не затухает. В прианодной области сохраняются колебания плотности и скорости ионов. Эти колебания увеличивают разброс ионов по энергиям, но на среднюю скорость ионов влияют незначительно. После заполнения плазмой МП реализуется квазистационарный режим дуги с повышенной энергией колебаний.

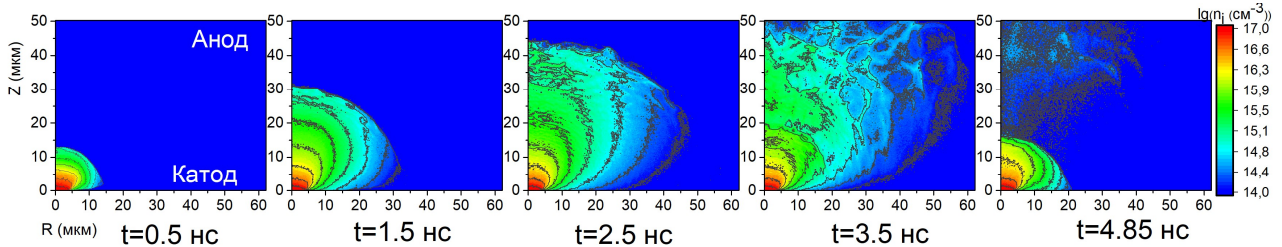


Fig. 5. Распределение ионной плотности в МП в различные моменты времени.  $I_{max} = 1.5$  А.

Дальнейшее увеличение  $I_{max}$  существенно меняет характер разлета плазмы. Распределение ионной плотности в последовательные моменты времени при  $I_{max} = 1.5$  А показано на Рис. 5. После переключения МП энергия колебаний возрастает уровня энергий электронов и ионов (Рис. 4). Часть энергии колебаний передается частицам. В плазменном факеле возникает разрыв с образованием двойного плазменного слоя (Рис. 5). Между прикатодной и прианодной частью плазменного факела возникает разность потенциалов. Исходящий из прикатодного факела электронный пучок проходя через прианодную часть факела нагревает электроны (Рис. 6). Горячие электроны покидают эту часть факела увеличивая потенциал прианодного факела, что в свою очередь увеличивает энергию электронов пучка и т.д. В результате потенциал прианодной части факела может значительно превысить потенциал анода. Под действием образовавшейся разности потенциалов ионы прианодной части разлетаются как в сторону катода, так и в сторону анода (Рис. 7). Происходит т.н. кулоновский взрыв. Прианодная часть плазменного факела распадается, что приводит к частичному восстановлению вакуумного промежутка, падению тока через МП и возрастанию потенциала анода (Рис. 1). Этот сценарий разрыва и частичного распада плазмы при превышении проходящим током некоторой критической величины был неоднократно описан нами ранее при разных условиях (например, в [3]) и, по всей видимости, имеет универсальный характер. После распада прианодной плазмы МП вновь заполняется катодной плазмой и процесс повторяется, т.е. имеет место квазипериодический режим коммутации. Вероятно, неустойчивый режим коммутации, наблюдаемый в эксперименте [1], работает по такому сценарию.

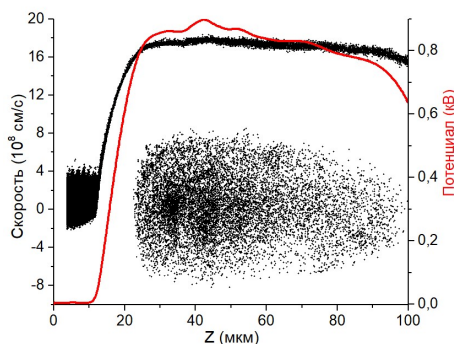


Рис. 6. Фазовый портрет электронов (фаза кулоновского взрыва),  $I_{max} 1.5$  А,  $t=8$  нс, МП – 100 мкм.

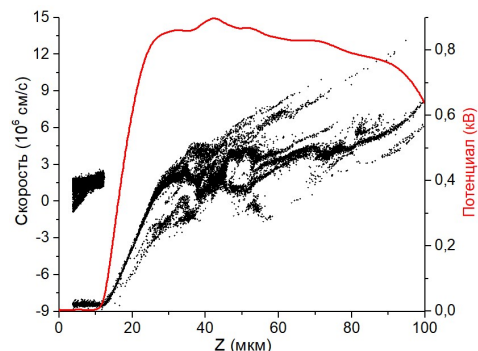


Рис. 7. Фазовый портрет ионов (фаза кулоновского взрыва),  $I_{max} 1.5$  А,  $t=8$  нс, МП – 100 мкм.

Распределение достигших анода ионов по энергиям показаны на Рис. 8. Видно, что случае  $I_{max} = 0.5$  А, когда электростатическая энергия колебаний имеет очень низкий уровень (Рис. 3), распределения ионов разных знаков практически не отличаются друг от друга. Наиболее вероятные энергии почти равны. В случае  $I_{max} = 1$  А, когда появляется заметная неустойчивость, но возможно квазистационарное течение плазмы, распределения заметно уширяются. В случае  $I_{max} = 1.5$  А, когда имеется хорошо развитая токовая неустойчивость, приводящая к квазипериодическому течению плазмы, распределения ионов разных знаков по энергиям сильно отличаются друг от друга. Ширина распределений и наиболее вероятные энергии существенно увеличиваются с увеличением заряда ионов. Качественно, подобные зависимости наблюдались в экспериментах [6].

Сдвиг и уширение функций распределения происходит из-за увеличения электростатической энергии колебаний, вызванных токовой неустойчивостью. Очевидно, что вид распределений зависит от того, развилась ли в МП токовая неустойчивость и какой уровень насыщения энергии колебаний достигнут. На это будут влиять, в свою очередь, геометрия МП, параметры цепи, величина катодной эрозии. Качественно понятно, что если при определенных условиях разряда неустойчивости не развиваются, то уширения и сдвига распределений нет, и тогда правы одни экспериментаторы (например, [7]). При других условиях неустойчивости развиваются, и наблюдается зависимость распределений от заряда ионов [6].

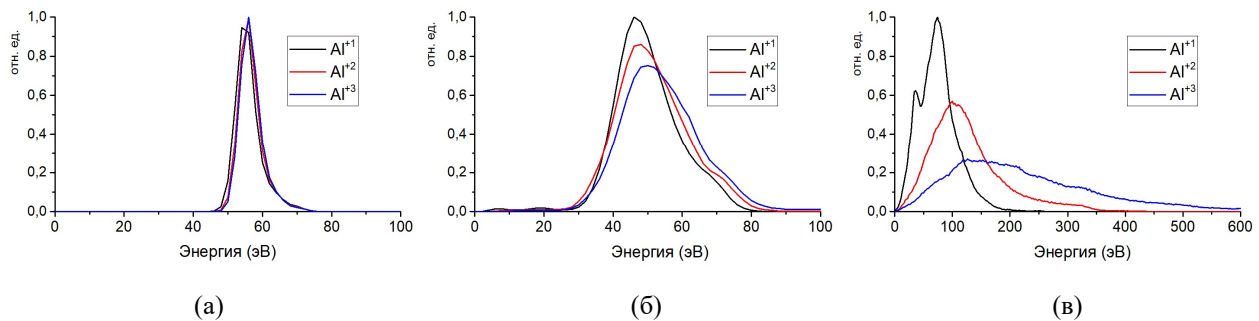


Fig. 8. Распределение по энергиям ионов, достигших анода: а)  $I_{max} = 0.5$  А, время накопления 3.5–4.0 нс. б)  $I_{max} = 1.0$  А, время накопления 4.0–4.3 нс, в)  $I_{max} = 1.5$  А, время накопления 3.0–4.0 нс.

#### 4. Заключение

Проведено численное кинетическое двумерное моделирование (методами частица-ячейка и Монте-Карло) процесса коммутации вакуумного промежутка. Показано, что в зависимости от величины пропускаемого через МП тока может существовать устойчивый режим коммутации, и неустойчивый квазипериодический режим. В устойчивом режиме стадия искры переходит в квазистационарную дугу. В неустойчивом режиме перехода в квазистационарную дугу не происходит. Причиной этого является развивающаяся в плазме токовая неустойчивость, приводящая к быстрому распаду плазмы катодного факела и частичному восстановлению электрической прочности вакуумного промежутка.

Кроме того показано, что возникающие в плазме неустойчивости способствуют уширению и сдвигу распределений по энергиям ионов, достигших анода. Результаты моделирования качественно согласуются с известными экспериментальными данными.

#### Благодарность

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00360, <https://rscf.ru/project/23-19-00360>.

The research was carried out with financial support of Russian Science Foundation under grant number 23-19-00360.

## 5. Список литературы

- [1] G.A. Mesyats, D.I. Proskurovsky, *Pulsed Electrical Discharge in Vacuum*, Berlin: Springer-Verlag, 1989.
- [2] E.V. Nefedtsev, A.V. Batrakov, Numerical simulations of stable explosive-emission center plasma expansion in vacuum, *J. Exp. Theor. Phys.*, vol. **121**, 706, 2015; doi: 10.1134/S1063776115100180
- [3] D.L. Shmelev, S.A. Barengolts, M.M. Tsventoukh, Numerical simulation of plasma near the cathode spot of vacuum arc, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. **45**, 3046, 2017; doi: 10.1109/TPS.2017.2754541
- [4] D.L. Shmelev, S.A. Barengolts, M.M. Tsventoukh, On the anode potential fall in a vacuum arc: PIC simulation, *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. **23**(6), 062004, 2014; doi: 10.1088/0963-0252/23/6/062004
- [5] E. Byon, A. Anders, Ion energy distribution functions of vacuum arc plasmas, *J. Appl. Phys.*, vol. **93**(4), 1899, 2003; doi: 10.1063/1.1539535
- [6] J. Rosén, A. Anders, S. Mráz, J. M. Schneider, Charge-state-resolved ion energy distributions of aluminum vacuum arcs in the absence and presence of a magnetic field, *J. Appl. Phys.*, vol. **97**(10), 103306, 2005; doi: 10.1063/1.1906291
- [7] A.S. Bugaev, V.I. Gushenets, A.G. Nikolaev, E.M. Oks, G.Y. Yushkov, Influence of a current jump on vacuum arc parameters, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. **27**(4), 882, 1999; doi: 10.1109/27.782254
- [8] B. Alterkop, I. Beilis, R. Boxman, S. Goldsmith, Influence of current instabilities on the parameters of the vacuum arc plasma jet, *Proc. XVI International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, 1994; doi: 10.1117/12.174612
- [9] I. Muzyukin, The turbulent nature of the ion flow of the vacuum arc, *Proc. 29th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum*, 194, 2021; doi: 10.1109/ISDEIV46977.2021.9587016