

О давлении, действующем на поверхность металла в катодном пятне

Д.Л. Шмелев^{1,*}, С.А. Баренгольц^{1,2}, И.В. Уйманов¹

¹Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*shmelev@iep.uran.ru

Аннотация. В манускрипте приведены результаты двумерного кинетического моделирования генерации и разлета токнесущей плазмы катодного пятна вакуумной дуги. Показано, что зависимость плотностей потоков частиц, импульса и энергии на катод внутри пятна слабо зависит от радиуса, а за пределами катодного пятна зависимость аппроксимируется степенной функцией радиуса. Электронные плотности потоков спадают с радиусом на порядки быстрее, чем ионные плотности. Анализируются различные компоненты давления в пятне. Показано, что отрицательное электростатическое давление на катод в пятне почти компенсирует сумму давлений ионов и атомов так, что результирующее давление определяется в основном реактивным давлением испаренных атомов.

Ключевые слова: вакуумная дуга, катодное пятно, плазменная струя, катодная эрозия, численное моделирование.

1. Введение

Вакуумная дуга (ВД) – это разряд, горящий в плазме, образованной из паров электродов [1]. В слаботочной дуге (ток менее 1 кА) источниками плазмы являются хаотически перемещающиеся микроскопические катодные пятна. Катодные пятна испускают высокоскоростные струи плотной сильно ионизованной плазмы. Вследствие чего, на катод действует сила отдачи. Экспериментально показано [2], что сила отдачи ВД на катод приблизительно пропорциональна току ВД. Коэффициент пропорциональности для ВД на медном катоде примерно равен 20 дин/А [2].

Детальный разбор составляющих давления на катод ВД в предположении бесстолкновительного прикатодного слоя выполнен в [3]. Где было показано, что основной вклад в давление на катод вносят три слагаемых: сила отдачи испаряемых атомов, давление ионов из плазмы ускоряемых прикатодным слоем и электростатическая сила. Причем первые два слагаемых положительные, а третье слагаемое отрицательное. Можно показать, что в некотором идеальном случае сила давления на катод ионов равна по модулю и противоположна по направлению электростатической силе [3]. Таким образом, в идеальном случае, давление на катод определяется силой отдачи испаренных атомов. Пропорциональность давления току ВД легко объясняется в рамках эктонной модели [4]. В этой парадигме катодная привязка слаботочной вакуумной дуги состоит из множества катодных пятен (КП) с примерно одинаковым током на одно пятно, так что увеличение тока приводит к пропорциональному увеличению количества КП и пропорциональному увеличению давления на катод.

В данной работе мы описываем некоторые результаты касающиеся давления на катод, полученные в ходе двумерного моделирования разлета прикатодной плазмы одиночного катодного пятна ВД.

2. Краткое описание модели

Для детального изучения приэлектродных процессов ВД нами была разработана серия моделей (например, [5–8]) в которых динамика образующейся в разряде плотной плазмы описывается кинетическим методом частица-в-ячейке (PIC) с учетом кулоновского рассеяния и различных реакций, описываемых методом Монте-Карло [9]. В том числе разработана двумерная осесимметричная кинетическая модель образования и разлета

плотной плазмы из катодного пятна [7, 8]. Похожие модели были разработаны другими научными группами, обзор этих работ дан в [10]. В данной работе будут рассматриваться результаты расчета нашей модели со следующими параметрами. На катоде задается горячее пятно, которое имеет радиус 0.1 мкм и фиксированную постоянную температуру 7.5 кК. Горячее пятно служит источником испаряющихся атомов металла (меди) и эмиссионного тока. Остальная поверхность катода и поверхность анода являются идеальными поглотителями. Рождение и эволюция прикатодной плазмы рассчитываются в ходе численного эксперимента. Учитываются процессы ионизации, рекомбинации, резонансной перезарядки ионов и атомов и кулоновского рассеяния. Шаг по времени ориентировочно следующий: по данному распределению частиц вычисляется распределение плотности заряда, решается уравнение Пуассона и вычисляется напряженность электрического поля, рассчитывается перемещение частиц в новом поле, добавляются новые испаренные атомы и эмитированные электроны, методом Монте-Карло разыгрываются все учитываемые виды рассеяния, выполняется следующий шаг по времени и т.д.

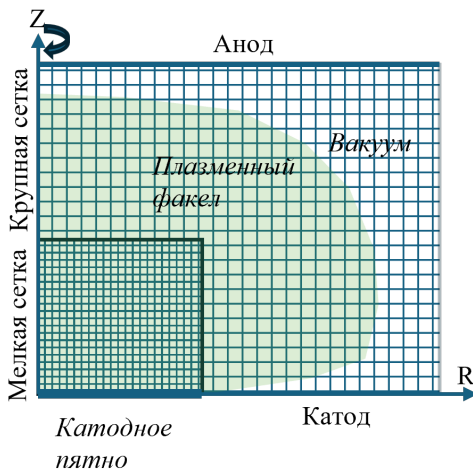


Рис. 1. Геометрия задачи. Схематично показаны вложенные сетки.

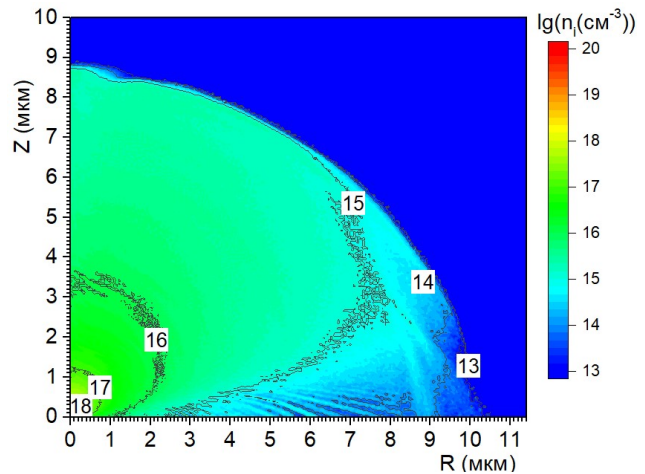


Рис. 2. Распределение ионной плотности в межэлектродном промежутке в момент 775 пс.

Геометрия задачи схематически изображена на Рис. 1. Расчетная область имеет размер 10×12 ($Z \times R$) мкм. Катод находится под нулевым потенциалом. Первоначально к аноду прикладывается напряжение в несколько киловольт ($U_0 = 20$ кВ). Сопротивление включено последовательно с расчетным зазором, чтобы ограничить максимальный ток ($I_{\max} = 0.15$ А) через межэлектродный промежуток. Столь малые величины тока и катодного пятна обусловлены стремлением сократить время расчета до приемлемой величины.

Шаг сетки в явных PIC методах ограничен радиусом Дебая [9]. Плотность плазмы при разлете из катодного пятна меняется в очень широком диапазоне. Как можно заметить из Рис. 2 и Рис. 3 вдоль оси Z плотность плазмы уменьшается от $\sim 10^{21}$ см^{-3} до 10^{15} см^{-3} , а электронная температура меняется в диапазоне $\sim 2-4$ эВ. Таким образом, дебаевский радиус меняется на три порядка. Для соответствующего изменения шага расчетной сетки используется система прямоугольных структурированных вложенных сеток, как это схематически показано на Рис. 1. Шаг каждой последующей сетки в два раза больше предыдущей. В описываемой задаче используется восемь последовательно вложенных сеток. Размер по R самой мелкой сетки совпадает с радиусом горячего пятна – 0.1 мкм, а шаг сетки – $3 \cdot 10^{-8}$ см. Размер самой большой сетки совпадает с размерами расчетного промежутка, шаг этой сетки $\sim 3.8 \cdot 10^{-6}$ см. Минимальный шаг по времени $6 \cdot 10^{-16}$ с. Эффективный переменный шаг сетки позволяет сократить необходимое число частиц. Простая геометрия вложенных

сеток позволяет максимально упростить поиск для частицы соответствующей ячейки. Кроме того, система сеток позволяет легко организовать расчет с разными шагами по времени на разных сетках, что сокращает общее время расчета. Количество макрочастиц в данном расчете увеличивается со временем до $\sim 10^8$ штук.

3. Некоторые результаты расчетов и обсуждение

Распределение плотности плазмы в межэлектродном промежутке для момента 775 пс показано на Рис. 2. Распределение параметров плазмы вдоль оси Z для этого же момента, приведены на Рис. 3. Электрический потенциал и электронная температура имеют вблизи катода локальные максимумы характерные для приближенно сферически симметрично расширяющейся плазмы. Внешние, приближающиеся к аноду, слои плазмы не имеют сферической симметрии. Здесь происходит перераспределение плотности тока, частично проникает внешнее электрическое поле, что приводит к уменьшению средней скорости ионов и увеличению электронной температуры.

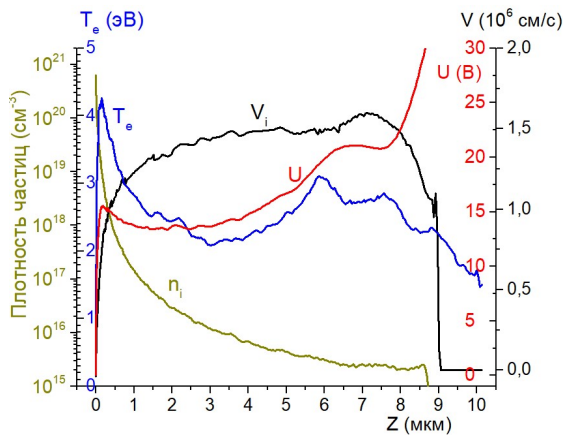


Рис. 3. Зависимость параметров (плотность ионов (n_i), электронная температура (T_e), средняя скорость ионов (V_i) вдоль Z , электрический потенциал (U)) плазмы от расстояния вдоль оси Z , для момента 775 пс.

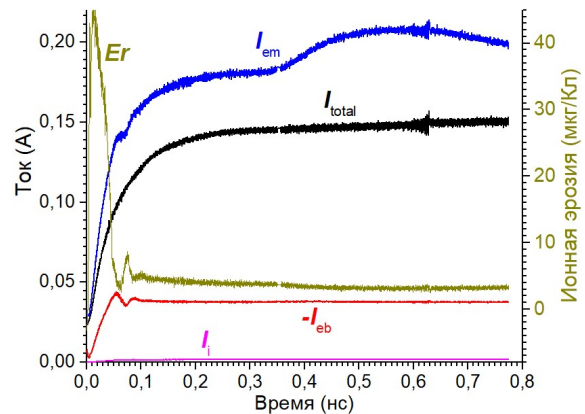


Рис. 4. Зависимость от времени токов (электронной эмиссии (I_{em}), обратного электронного (I_{be}), ионного (I_i) и полного (I_{total})) и удельной эрозии (E_r).

На Рис. 4 и Рис. 5 показана зависимости от времени разных компонент тока и удельной эрозии и силы отдачи. Видно, что почти все величины выходят на насыщение к ~ 200 пс несмотря на то, что плазменный факел продолжает расширяться. Отличие зависимости от времени эмиссионного тока от других зависимостей объясняется тем, что начиная с ~ 350 нс часть электронного пучка, эмитируемого плазменным факелом, выходит через боковую поверхность расчетного промежутка и, следовательно, не достигает анода. Эмиссионный ток через пятно увеличивается, чтобы компенсировать эту потерю.

Слабая зависимость потоков частиц, энергии и импульса на катод за пределами некоторого характерного времени легко объясняется. Как видно из Рис. 6–8, основные потоки зарядов и вещества сосредоточены в пятне и в непосредственной близости от него. Можно сказать, что внутри пятна плотности потоков довольно слабо зависят от R , а вне пятна быстро уменьшаются с ростом R . Как очевидно из Рис. 6–8 зависимости потоков вне пятна удовлетворительно аппроксимируются прямой в дважды логарифмических координатах. Это значит, что в линейных координатах зависимости потоков от R описываются степенной функцией вида $F(R)=F_0 R^a$. Очевидно, что должно выполняться неравенство $a < -2$, иначе интеграл по площади расходится. Из расчетов, были получены следующие значения для показателя степени a : плотность ионного тока (J_i) $a \approx -2.44$,

плотность электронного обратного тока ($-J_{eb}$) $a \approx -4.9$, плотность ионного теплового потока (Q_i) $a \approx -2.3$, плотность теплового потока обратных электронов (Q_{eb}) $a \approx -5$, ионное давление (P_i) $a \approx -2.3$, электростатическое давление ($-P_E$) $a \approx -2.15$. Близки значения параметра a получаются и при других параметрах расчета разлета плазмы. Электронные потоки на катод спадают очень быстро с ростом R , а ионные на порядки медленнее. Нескомпенсированный ионный ток на катод может существовать на значительном удалении от катодного пятна. Такой ток может приводить к зарядке диэлектрических пленок, что может приводить к пробое и возникновению новых катодных пятен первого типа [11].

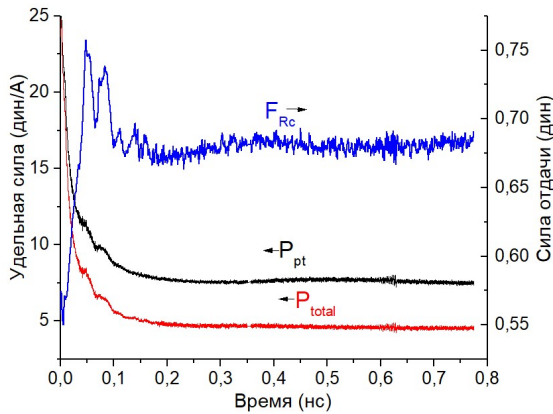


Рис. 5. Сила отдачи на действующая на катод (F_{Rc}), удельная сила отдачи частиц (F_{pt}/I_{tot}), полная удельная сила отдачи с учетом электростатического давления (F_{tot}/I_{tot}).

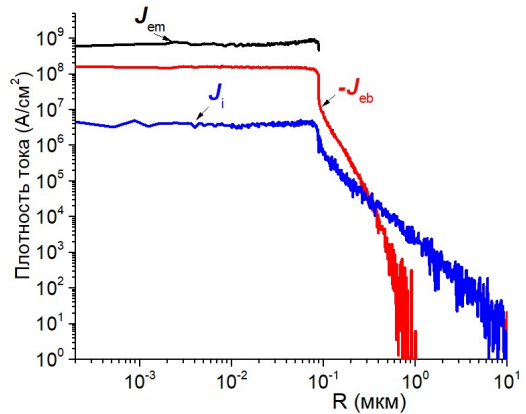


Рис. 6. Зависимость от радиуса компонент плотности тока на катоде (электронная эмиссия (J_{em}), обратный электронный (J_{eb}), ионный (J_i)).

Рассмотрим подробнее компоненты давления на катод (Рис. 8). Результирующее давление $P_{tot} = P_{rp} + P_{vp} + P_i - P_E$, где P_{rp} реактивное давление испаряемых атомов, P_{vp} давление испаренных атомов, возвращающихся на катод, P_i давление ионов, P_E электростатическое давление. В момент времени 775 пс с начала разлета интегралы различных компонент давления по площади пятна равны: сила отдачи испаряемых атомов $F_{rp} \approx 0.54$ дин, сила давления атомов $F_{vp} \approx 0.30$ дин, сила ионного давления $F_i \approx 0.09$ дин, сила электростатического давления $F_E \approx -0.35$ дин. Результирующая сила отдачи в пределах пятна $F_{tot} \approx 0.58$ дин. Полная сила отдачи, с учетом давления вокруг пятна, $F_{Rc} \approx 0.69$ дин (Рис. 5). Напомним, что в идеальном случае бесстолкновительного катодного плазменного слоя $P_i = -P_E$ [3]. В нашем случае катодный плазменный слой сильно столкновительный для ионов. Благодаря большому сечению резонансной перезарядки ионы передают большую часть импульса атомам. Поэтому электростатическое давление почти компенсирует сумму $P_{vp} + P_i$. Результирующее давление в пятне лишь немногим больше давления отдачи испаряемых атомов P_{rp} . Очевидно, что $P_{rp} = P_{sat}/2$, где P_{sat} давление насыщенных паров для заданной температуры пятна. Давление насыщенных паров для меди задается в нашей постановке как интерполяция между критической точкой и точкой кипения, где давления насыщенных паров известны [12]: $P_{sat}(T) = 10 \cdot \exp(25.0565 - 38814.5/T(K))$ Бар.

Вокруг пятна существуют практически только P_i и P_E . Причем P_i несколько больше P_E , так, что существует ненулевое положительное давление. Катодный плазменный слой здесь можно считать бесстолкновительным. Однако полной компенсации давлений не происходит потому, что ионы входят в слой с большими скоростями, что отличается от условий [3], где предполагается, что ионы имеют нулевую скорость на входе в катодный плазменный слой.

На Рис. 5 показаны удельные (дины на ампер) силы отдачи, действующие на катод в зависимости от времени. Полная удельная сила отдачи в момент 775 пс (от времени зависит слабо) $F_{tot}/I_{tot} \approx 4.6$ дин/А. Напомним, что, согласно [2] для меди $F_{tot}/I_{tot} \approx 20$ дин/А. Если учесть, что в нашем случае, удельная эрозия примерно на порядок меньше, чем экспериментальное значение, можем линейно экстраполировать наш результат до $F_{tot}/I_{tot} \approx 46$ дин/А. Всего в два с небольшим раза больше, чем экспериментальное значение. Учитывая большую неопределенность с постановкой граничных условий в пятне, можем считать, что расчетное значение силы отдачи неплохо согласуется с экспериментальным результатом.

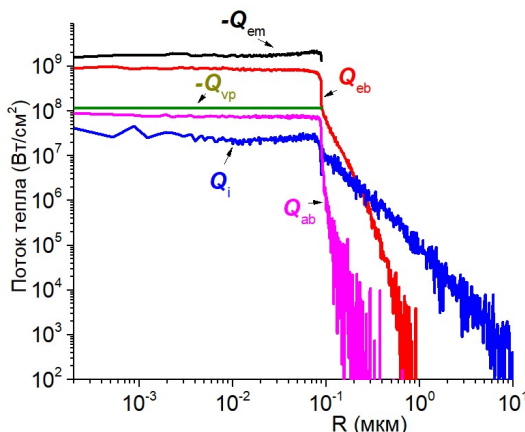


Рис. 7. Зависимость от радиуса компонент потока тепла на катод (электронная эмиссия (Q_{em}), обратный электронный (Q_{eb}), ионный (Q_i), атомов (Q_{ab}), охлаждение испарением (Q_{vp})).

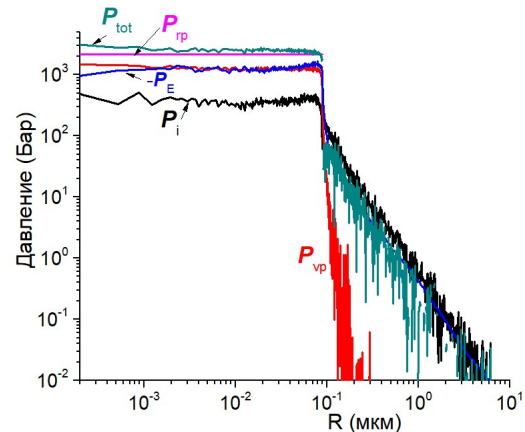


Рис. 8. Зависимость от радиуса компонент давления на катод (полное (P_{tot}), давление отдачи испарения (P_{vp}), ионное (P_i), атомов (P), электростатическое (P_E)).

4. Заключение

Проведено двумерное кинетическое моделирование (с использованием методов частица-в-ячейке и Монте-Карло) генерации и разлета токнесущей плазмы катодного пятна вакуумной дуги в межэлектродном промежутке 10 мкм. Показано, что зависимость плотностей потоков частиц, импульса и энергии за пределами катодного пятна от радиуса R описывается функцией вида $F(R) = F_0 R^a$. Для ионных плотностей потока, импульса и энергии параметр a равен -2.44 , -2.3 , -2.3 соответственно. Электронные потоки спадают с радиусом на порядки быстрее. Показано, что давление на катод в пятне определяется четырьмя компонентами: реактивным давлением испаряемых атомов, давлением возвращающихся на катод атомов, давлением ионов и электростатическим давлением. Причем последний компонент давления отрицательный по величине и почти компенсирует сумму ионного давления и давления возвращающихся на катод атомов так, что результирующее давление в пятне на $\sim 90\%$ определяется реактивным давлением испаряемых атомов. Вне пятна присутствуют в основном ионное и электростатическая компоненты давления, причем ионное больше электростатического. Полная удельная сила отдачи на катод в нашем случае 4.6 дин/А, что с учетом заниженной эрозии неплохо согласуется с экспериментальными данными.

Благодарности

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

5. Список литературы

- [1] G.A. Mesyats, D.I. Proskurovsky, *Pulsed electrical discharge in vacuum*, Berlin: Springer-Verlag, 1989.
- [2] R. Tanberg, On the cathode of an arc drawn in vacuum, *Physical Review*, vol. **35**(9), 1080, 1930; doi: 10.1103/PhysRev.35.1080
- [3] E. Hantzsche, A new model of crater formation by arc spots, *Beiträge aus der Plasmaphysik*, vol. **17**(1), 65, 1977; doi: 10.1002/ctpp.19770170107
- [4] G.A. Mesyats, Ecton mechanism of the vacuum arc cathode spot, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. **23**(6), 879, 1995; doi: 10.1109/27.476469
- [5] D.L. Shmelev, Kinetic model of short vacuum arc with hot evaporating anode, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. **41**(8), 1969, 2013; doi: 10.1109/TPS.2013.2244918
- [6] 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
- [7] D.L. Shmelev, I.V. Uimanov, S.A. Barengolts, M.M. Tsventoukh, 2D kinetic simulation of current-carrying plasma expansion, *Proc. 29th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV)*, 268, 2021; doi: 10.1109/ISDEIV46977.2021.9586863
- [8] D.L. Shmelev, S.A. Barengolts, I.V. Uimanov, Kinetic simulation of plasma jet originated from cathode spot, *Materials. Technologies. Design*, vol. **5**(2 (12)), 120, 2023; doi: 10.54708/26587572
- [9] D. Tskhakaya, The particle-in-cell method, *Computational many-particle physics*, 161, Berlin: Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [10] W. Yang, Q. Sun, Q. Zhou, Particle modeling of vacuum arc discharges, *J. Appl. Phys.*, vol. **128**, 060905, 2020; doi: 10.1063/5.0014485
- [11] M.M. Tsventoukh, S.A. Barengolts, V.G. Mesyats, D.L. Shmelev, Retrograde motion of cathode spots of the first type in a tangential magnetic field, *Tech. Phys. Lett.*, vol. **39**, 933, 2013; doi: 10.1134/S1063785013110138
- [12] V.E. Fortov, I.T. Iakubov, A.G. Khrapak, *Physics of strongly coupled plasma*, Oxford: Clarendon Press, 2006.