

04;12

Нагрев токового шнура и образование перетяжек в импульсном вакуумном разряде

© Е.А. Зверев, И.А. Кринберг

Иркутский государственный университет

Поступило в Редакцию 6 марта 1998 г.

Показано, что при быстром нарастании тока в импульсном вакуумном разряде усиливается сжатие токового шнура собственным магнитным полем. В результате на расстоянии $L \simeq 1$ мм от катода образуется перетяжка, а электронная температура повышается до значений 10^2 – 10^3 eV при токах порядка 1 кА, что объясняет наблюдаемое повышение кратности ионного заряда и появление рентгеновского излучения при уменьшении длительности импульса тока. Критерием быстрого нарастания является условие $\tau < L/V \simeq 10^{-7}$ с, где τ — характерное время усиления тока, $V \simeq 10^6$ — скорость движения катодной плазмы.

1. Как показывают измерения [1–3], зарядовый состав ионов в катодной плазменной струе (КПС) стационарного вакуумно-дугового разряда зависит лишь от материала катода и почти не меняется в широком диапазоне вариаций силы тока ($I \approx 50 - 1200$ А) и длины межэлектродного промежутка ($l = 1 - 50$ см). Также слабо меняется с силой тока и средняя скорость ионов, оставаясь в диапазоне $V \simeq (1 - 3) \cdot 10^6$ м/с [4,5]. Эти факты согласуются с установившимся представлением [6], что усиление тока приводит лишь к росту числа катодных микропятен размером $d_m \simeq 1$ мкм, эмитирующих плазменные микроструи с током $I_m \simeq 1 - 5$ А [7,8]. Так как ускорение отдельной микроструи до предельной скорости $V_0 \approx 5(ZT_*/m)^{1/2} \simeq 10^6$ см/с и ее максимальный нагрев до $T_* \simeq 5 - 10$ eV имеют место на расстояниях $r < 30d_m$ от поверхности катода [7,9], то в образующейся при $r > 10^2 d_m$ суммарной КПС сохраняется то же значение скорости V_0 и почти такой же зарядовый состав ("замороженная" ионизация, приблизительно соответствующая максимальной температуре T_* [7]), а электронная температура спадает до величины $T_e \simeq T_*/3 \simeq 1 - 3$ eV [10].

Однако измерения в нестационарных вакуумных разрядах показывают существенное возрастание среднего заряда ионов Z (в 2 раза при $\tau \simeq 1 \mu\text{s}$ [11]) и электронной температуры (на два порядка при $\tau \simeq 1 \text{ ns}$ [12]) при уменьшении длительности импульса тока. В связи с этим целью настоящей работы явилось изучение динамики КПС в режиме быстрого нарастания тока на основе магнитогидродинамической модели, развитой ранее [10,13] для стационарных условий.

2. В рамках одножидкостной магнитной гидродинамики исходная система уравнений для нестационарной плазмы с током имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{j} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \rho (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} = -\nabla P + \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathcal{E})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathcal{E} \mathbf{V}) = -\nabla \cdot (P \mathbf{V}) + \frac{j^2}{\sigma}, \quad (3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (4)$$

Здесь ρ, P, \mathbf{V} — плотность, давление и скорость плазмы, \mathbf{j} — плотность тока, \mathbf{B} — магнитное поле, $\mathcal{E} = 3T_e/2m + V^2/2$, σ — проводимость плазмы, m — масса иона. Учитывая, что $T_e \gg T_i/Z$, будем пренебрегать ионным давлением [9], полагая $P = T_e N_e$, где N_e — концентрация электронов.

Далее будем использовать сферическую систему координат (r, θ, ψ) . Аналогично [10,13] будем полагать, что сжатие плазменной струи собственным магнитным полем сопровождается таким же сжатием канала тока, а скорость сжатия много меньше скорости распространения струи к аноду, т.е. $V_\theta \ll V_r$, и сечение струи $S = 2\pi r^2(1 - \cos \alpha)$ представляет собой элемент сферической поверхности, где $\alpha(r, t)$ — угол, соответствующий боковой границе струи. Для перехода к одномерному приближению будем считать величины T_e, V_r и $j_r = j$ постоянными по сечению S , но учтем зависимость от полярного угла θ плотности частиц $\rho(\theta)$ и скорости сжатия $V_\theta(\theta)$. Для ее профиля используем простейшую монотонную зависимость от угла $V_\theta = V_\alpha \theta / \alpha$, где $V_\alpha = r \partial \alpha / \partial t$ — скорость движения границы струи. Усредняя уравнения (1)–(3) по сечению струи, с учетом (4) находим [10,13]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho V_r S)}{S \partial r} = 0, \quad j = I/S, \quad (5)$$

$$\frac{\partial(\rho V_r)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho V_r^2 S)}{S \partial r} = -\frac{\partial P}{\partial r}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathcal{E})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho V_r \mathcal{E} S)}{S \partial r} = -\frac{\partial(\rho V_r P S)}{S \partial r} + \frac{j^2}{\sigma}. \quad (7)$$

Здесь теперь $\rho = mN_e/Z$, $P = N_e T_e$ и $\sigma(T_e)$ — средние по сечению плотность, давление и проводимость плазмы.

Умножая θ -проекцию уравнения (2) на $1 - \cos \theta$ и интегрируя по θ от 0 до α , получим уравнение движения боковой границы струи

$$f(\alpha) \left(\frac{\partial(\rho V_\alpha)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho V_r V_\alpha S)}{S \partial r} \right) = \frac{P}{r} - \frac{I^2}{2c^2 r S}. \quad (8)$$

Входящая в (8) функция $f(\alpha)$ слабо зависит от распределения плотности частиц $\rho(\theta)$ по сечению струи и далее принята равной $f(\alpha) = \alpha^2/6$ [10].

Система уравнений (5)–(8) решалась численно методом крупных частиц [14]. Поскольку потоки частиц в поперечном направлении в данной модели учитывались изменением сечения струи, изменение сечений ячеек рассчитывалось на одном этапе с потоками, в соответствии с порядком вычислений в методе крупных частиц [14].

3. Процесс усиления разрядного тока в КПС моделировался следующим образом. Предполагалось, что ток линейно нарастает со временем, т.е. $I = I_0 + \dot{I}t$, где $\dot{I} = \text{const}$. Считалось, что слияние микроструй происходит на расстоянии $r_0 \approx 300 \mu\text{m}$, а размер начального сечения суммарной струи $S_0 \simeq r_0^2 \simeq 10^5 \mu\text{m}^2$ ($\alpha_0 \simeq \pi/6$) [13] остается постоянным в процессе усиления тока. Данное предположение приемлемо для рассматриваемого интервала времени $t < 300 \text{ ns}$, так как, согласно [6,8], новые катодные микропятна (эктоны) образуются преимущественно под уже существующей плазмой. Поэтому увеличения сечения S_0 можно ожидать лишь при $t \simeq 10 \mu\text{s}$ [2], соответствующем времени прогрева катода. Было принято, что при $t = 0$ $I = I_0 = 100 \text{ A}$, так как при меньших токах сжатие струи собственным магнитным полем еще не существенно и параметры плазмы суммарной КПС приблизительно соответствуют параметрам единичной микроструи [13] (которые и использовались в виде начального условия). Учитывалось, что усиление тока происходит за счет образования новых микропятен, эмитирующих электроны и материал катода с характерным значением безразмерного отношения потока массы G_m к электрическому току $ZeG_m/mI_m \approx 0.1$ [6]. Так

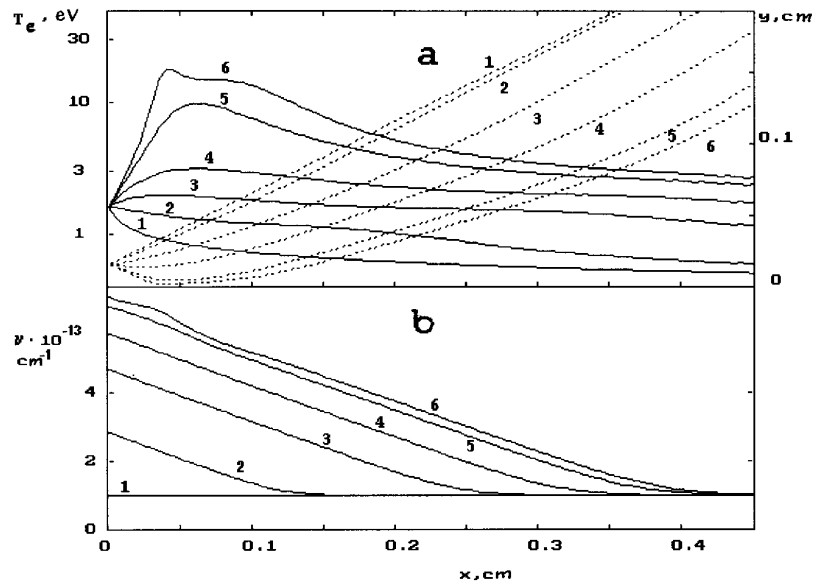


Рис. 1. Параметры плазменной струи при $I = 5 \text{ A/ns}$ ($\tau \approx 10^2 \text{ ns}$) в различные моменты времени: 1, 2, 3, 4, 5, 6 — $t = 0, 35, 70, 90, 105, 110 \text{ ns}$; *a* — электронная температура (сплошная линия) и профиль струи (штриховая линия), *b* — погонное число ионов.

как полный ток $I(t) = nI_m$ (где $n(t)$ — число микропятен), а поток вещества через начальное сечение $\rho_0 V_0 S_0 = nG_m$, то $\rho_0(t) = \rho_0(t)I(t)/I_0$, т. е. плотность плазмы на границе увеличивается одновременно с током. Остальные параметры плазмы на границе $r = r_0$ считались неизменными и равными $V_r = V_0 \approx 4(5ZT_*/3m)^{1/2}$, $V_\alpha = 0$, $T_e = 0.2T_*$, т. е. определялись температурой микроструи [10,13]. Последующие расчеты были выполнены для катода из Cu и Ti, когда $Z \approx 2$, $T_* \approx 8 \text{ eV}$, $V_0 \approx 3 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$, $N_{e0} = \rho_0(0)/m \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [13].

4. На рис. 1 и 2 приведены результаты расчета температуры T_e и погонного числа ионов $\nu = N_i S$ ($N_i = N_e/Z$). Там же показана эволюция во времени профиля струи $y(x)$, где x и y — расстояния вдоль и поперек струи. Видно, что характер сжатия и нагрева струи в значительной мере определяется соотношением между временем заполнения межэлек-

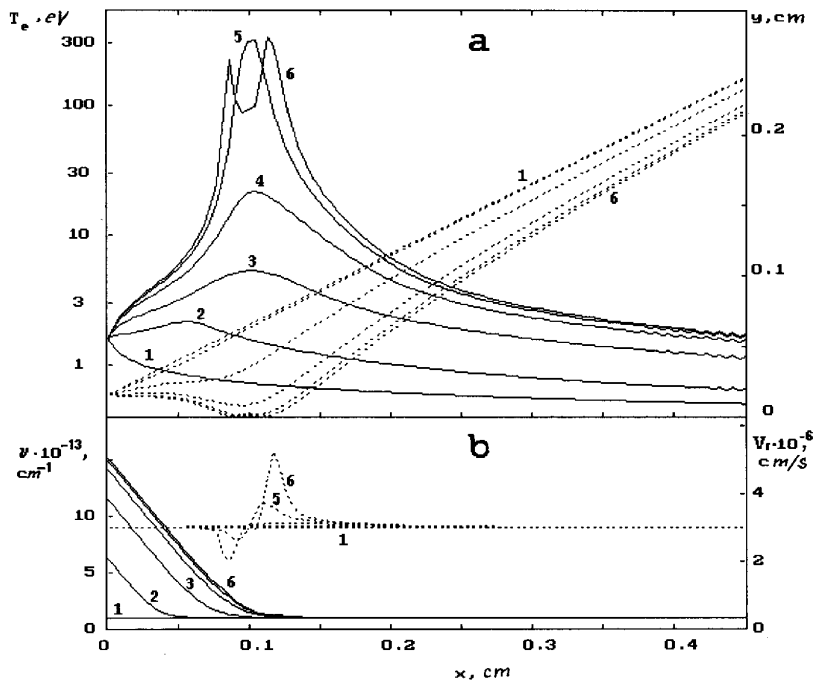


Рис. 2. Параметры плазменной струи при $\dot{I} = 50 \text{ A/ns}$ ($\tau \approx 10 - 20 \text{ ns}$) в различные моменты времени: 1, 2, 3, 4, 5, 6 — $t = 0, 10, 20, 25, 26.5, 27 \text{ ns}$; *a* — электронная температура (сплошная линия) и профиль струи (штриховая линия), *b* — погонное число ионов (сплошная линия) и скорость плазмы (штриховая линия).

тродного промежутка плазмой Δt и характерным временем нарастания тока τ , которые можно оценить как $\Delta t = L/V_0$ (при $L \approx 0.1 - 1 \text{ cm}$ $\Delta t \approx 10^2 \text{ ns}$) и $\tau \approx I/\dot{I}$. В первом рассмотренном случае (рис. 1) $\tau \approx \Delta t$ и плазма в заметной степени успевает распространиться по разрядному промежутку, а сжатие и рост температуры имеют место вдоль всей КПС, скорость которой $V_r \approx V_0$ практически не меняется. Во втором случае (рис. 2) $\tau \ll \Delta t$ и плотность тяжелых частиц ν успевает возрасти лишь вблизи катода, в то время как ток (переносимый

преимущественно электронами) усиливается вдоль всей струи. Поэтому сжатие струи начинается прежде всего перед фронтом потока вещества, где отношение потока массы $m\nu V_r$ к электрическому току I становится существенно меньше первоначального значения $G_m/I_m \simeq 0.1m/Ze$. Из рис. 2 видно, что в плазменной струе начинает развиваться перетяжка, т. е. локальное уменьшение сечения струи. Температура возрастает здесь до $T_e \simeq 300$ eV, а плазма начинает выдавливаться из области перетяжки. Исследование дальнейшей эволюции перетяжки не имело смысла, так как начинает нарушаться условие $V_r \gg V_\alpha$, используемое в настоящей модели.

Приведенные модельные расчеты показывают, что в отличие от вакуумной дуги, где магнитное сжатие лишь замедляет остывание плазмы (сохраняя $T_e \simeq T_*/3$ [10,13]), в нестационарной КПС возникает область сжатия с электронной температурой, существенно превышающей температуру исходных катодных микроструй ($T_e \gg T_*$). Поэтому здесь возможна дальнейшая ионизация первичных ионов микроструи и рост кратности заряда Z , что и объясняет увеличение Z при уменьшении длительности импульса тока [11]. Полученные при $\tau \simeq 20$ ns модельные значения электронной температуры $T_e \simeq 100 - 300$ eV согласуются со значением $T_e \geq 1$ keV, найденным по спектру рентгеновского излучения катодной плазмы при $\tau < 1$ ns.

Список литературы

- [1] *Brown I.G., Galvin J.E.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1989. V. 17. N 5. P. 679–682.
- [2] *Anders A., Anders S., Juttner B., Brown I.G.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1993. V. 21. N 3. P. 305–311.
- [3] *Лунев В.М., Падалка В.Г., Хороших В.М.* // ЖТФ. 1977. Т. 47. В. 7. С. 1491–1495.
- [4] *Лунев В.М., Овчаренко В.Д., Хороших В.М.* // ЖТФ. 1977. Т. 47. В. 7. С. 1486–1490.
- [5] *Kutzner J., Miller H.C.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1992. V. 25. N 4. P. 686–693.
- [6] *Месяц Г.А.* // УФН. 1995. Т. 165. В. 6. С. 601–626.
- [7] *Krinberg I.A., Lukovnikova M.P.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. N 11. P. 2901–2906.
- [8] *Puchkarev V.F., Vochkarev M.B.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. V. 27. N 6. P. 1214–1219.
- [9] *Кринберг И.А., Луковникова М.П., Паперный В.Л.* // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. N 3. С. 806–820.

- [10] Кринберг И.А., Зверев Е.А. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 11. С. 47–53.
- [11] Anders A., Brown I., Macgill R., Dickinson M. // Rev. Sci. Instrum. 1996. V. 67. N 3. P. 1202–1204.
- [12] Varyshnikov V.I., Paperny V.L. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. N 12. P. 2519–2521.
- [13] Кринберг И.А., Зверев Е.А. // Физика плазмы. 1998. Т. 24. В. 7.
- [14] Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. // Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 392 с.