

04;12

Влияние собственного магнитного поля на формирование катодной плазменной струи в стационарных вакуумных дугах

© И.А. Кринберг, Е.А. Зверев

Иркутский государственный университет

Поступило в Редакцию 23 июля 1996 г.

В работе показано, что магнитное сжатие катодной плазменной струи начинается после слияния отдельных микроструй в единую струю на расстоянии $r > 10^3 d$ от катода (d — диаметр катодного микропятна). Плазменная струя принимает форму параболоида вращения, поверхность которого осциллирует около положения равновесия из-за инерционности поперечного движения плазмы. При этом остывание струи прекращается.

1. Как известно, плазма, образующаяся в катодных микропятнах вакуумно-дугового разряда, распространяется к аноду в виде токнесущих плазменных струй с достаточно четко выраженной боковой границей [1]. Обычно предполагается [1,2], что кинетическое давление плазмы $P = N_e T_e + N_i T_i$, на этой границе уравнивается поперечным сжатием катодной плазменной струи собственным магнитным полем. В этом случае должно приближенно выполняться условие равновесия Беннета [3] $\beta = 2c^2 PS/I^2 = 1$, полученное для произвольного распределения давления и тока по сечению $S = \pi d^2/4$ плазменного цилиндра (здесь \bar{P} — усредненное давление, I — сила тока, c — скорость света). Однако около катода, где диаметр микроструи порядка размеров катодного микропятна $d \simeq 1$ мкм, $\beta \geq 10^2$ (кинетическое давление существенно больше магнитного), так как измерения электронной концентрации и температуры вблизи катода дают $N_e \simeq 10^{21}$ см⁻³, $T_e \approx 5-10$ эВ [4-6], $I/d \approx 10^5$ А/см (оценка по эффекту Зеемана [7]), а параметры ионов (со средним зарядом Z) оцениваются как $N_i = N_e/Z$ и $T_i < T_e$.

В настоящей работе показано, что магнитного сжатия начинает сказываться лишь после слияния отдельных микроструй в единую катодную плазменную струю на расстоянии $r > 10^3 d$ от катода. В итоге катодная плазменная струя принимает форму параболоида вращения, поверхность

которого осциллирует около положения равновесия ($\beta = 1$) в силу инерционности поперечного движения плазмы. При этом остывание катодной плазменной струи прекращается, что объясняет наблюдаемое постоянство электронной температуры на больших расстояниях ($r = 5-40$ см) от катода [1,8].

2. На начальном участке струи, где $\beta \gg 1$, поперечному расширению препятствует, по-видимому, трение плазмы о нейтральный газ, который окружает плазму и распространяется преимущественно вдоль поверхности катода [9]. Будем считать, что при $\beta > 1$ имеет место сферическое расширение катодной плазмы в пределах конуса с телесным углом $\Omega_0 = 2\pi(1 - \cos \alpha_0) = \text{const}$ (размер которого определяется взаимодействием с нейтральным газом), а сечение струи меняется как $S(r) = \Omega_0 r^2$. Так как отношение электронного и ионного токов $I_e/I_i = \gamma \approx 10$ [9], то в условиях стационарности квазинейтральности $V_e = \gamma V$ и $I \approx \gamma e N_e V S$, где V_e и V — радиальные скорости электронов и ионов. Учитывая $T_e \gg T_i$ [10], имеем $P \approx T_e N_e$ и $\beta = 2c^2 T_e / (\gamma e V I)$. Как показано в [6,10,11], при сферическом расширении токонесущая плазма разгоняется до сверхзвуковой скорости $V_* = (5ZT_*/3m)^{1/2}$ на расстоянии $\Delta r = r_* - r_0 \simeq d/4$ от катода, а при $r > 10^2 d$ скорость достигает предельного значения $V_\infty \approx 5V_*$ (знаком " * " отмечены значения переменных в критической точке r_* , r_0 — положение поверхности катода, m — масса иона). Поэтому уменьшение параметра β будет происходить лишь за счет охлаждения плазмы. Так как $\beta = \beta_* T_e V_* / (T_* V)$, то при $\beta_* \simeq 10^2$ значение $\beta \simeq 1$ достигается на расстоянии $r_1 \geq 10^3 d$, где $T_e/T_* \approx 0.1$ [10]. Дальнейшее охлаждение плазмы вследствие расширения приводит к превышению магнитного давления над кинетическим ($\beta < 1$) и ускорению плазмы к оси струи. Особенности такого процесса существенно зависят от величины угла полураствора струи α_0 и параметра β_* .

3. Влияние магнитного поля будем учитывать, начиная с $r = r_1$. Воспользуемся одномерным приближением, рассматривая катодную плазменную струю как плазменную струю с переменным сечением $S(r)$. Величины $T_e(r)$, $V(r)$ и $j(r) = I/S$ будем считать постоянными по сечению, но учтем зависимость плотности частиц $N \equiv N_i = N_e/Z$ и скорости $V_\theta = r\dot{\theta}$ от полярного угла θ (в сферической системе координат r, θ, φ), полагая $N = 0$ на границе струи ($\theta = \alpha$). Будем считать $V_\theta \ll V$, т. е. форма боковой поверхности струи близка к конической с медленно

меняющимся углом полураствора α . В этом случае $d/dt = Vd/dr$ и $\dot{\alpha} = Vd\alpha/dr$.

При данных предположениях полученная в [10] система уравнений для $V(r)$, $T(r)$ и потенциала $\Phi(r)$ сохраняет свой вид и должна быть дополнена лишь уравнением для сечения $S(r) = 2\pi r^2(1 - \cos \alpha(r))$. С этой целью рассмотрим θ -проекцию уравнения движения плазмы

$$\frac{mNV}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \dot{\theta}) = -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} - \frac{jB}{c}. \quad (1)$$

Так как скорость сжатия $\dot{\theta}$ максимальна и равна $\dot{\alpha}$ на боковой границе струи и $\dot{\theta} = 0$ на оси, то можно использовать простейшее автомодельное приближение $\dot{\theta} = \dot{\alpha}\theta/\alpha$. Тогда, умножая уравнение (1) на $1 - \cos \theta$ и интегрируя по θ от 0 до α , находим

$$f(\alpha)m\bar{N}V \frac{d}{dr}(r^2 \frac{\dot{\alpha}}{\alpha}) = \bar{P} = \frac{I^2}{2c^2 S} \quad (2)$$

где $f(\alpha) = \int_0^\alpha N(\theta)(1 - \cos \theta)\theta d\theta / \int_0^\alpha (N(\theta) \sin \theta) d\theta$, $\bar{P} = Z\bar{N}T_e$, N — усредненная концентрация ионов. При получении последнего члена в уравнении (2) применялось уравнение Максвелла $\nabla \times \mathbf{B} = 4\pi\mathbf{j}/c$, где $j = j_r = I/S$, а также предполагалось неравенство $\sin^2 \alpha/2 \ll 1$, выполняющееся уже при $\alpha < \pi/3$. Как видно из уравнения (2), условие равновесия ($\dot{\alpha} = 0$) для конической струи совпадает с условием Беннета ($\beta = 1$) для цилиндра, но при наличии дополнительных ограничений ($j = \text{const}$ и условия на угол α).

Переходя, как в [10,11], к безразмерным переменным $x = r/r_*$ (где $r_* \simeq d$) [11], $s = S/s_* = x^2(1 - \cos \alpha)/1(1 - \cos \alpha_0)$, $v = V/V_*$, $t = T_e/T_*$, получаем уравнение

$$\frac{5}{3}f(\alpha) \frac{d}{dx} \left(\frac{x^2 v}{\alpha} \frac{d\alpha}{dx} \right) = \frac{t}{v} - \frac{1}{\beta_*}. \quad (3)$$

Функция $f(\alpha)$ слабо зависит от относительного распределения плотности частиц $N(\theta)$ по сечению струи и близка к виду $f \approx k\alpha^2$. В случае $N = \text{const}$ при $\theta < \alpha$ и $N = 0$ при $\theta \geq \alpha$ имеем $k \approx 1/4$; при $N = N_0(1 - \theta^2/\alpha^2)$ или $N = N_0(1 - \sin^2 \theta/\sin^2 \alpha)$ получаем значение $k \approx 1/6$, которое и использовалось при дальнейших расчетах.

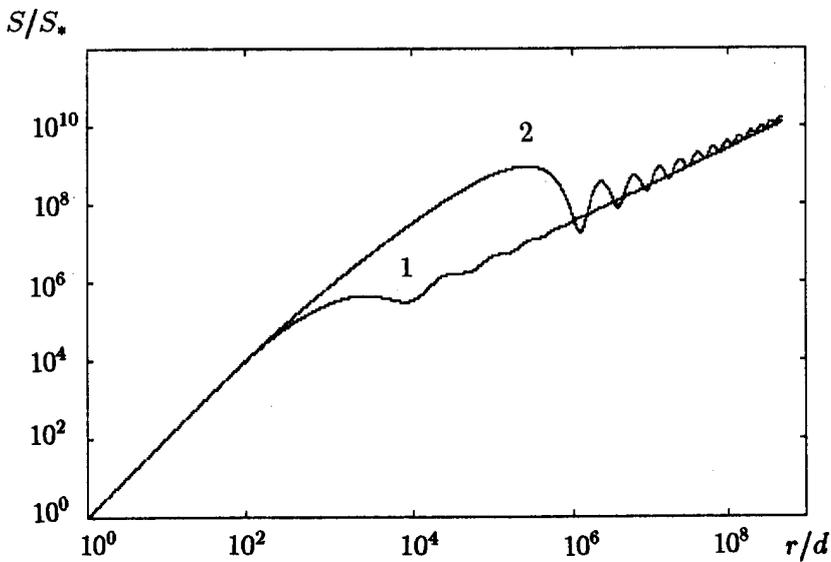


Рис. 1. Изменение сечения катодной плазменной струи с расстоянием вдоль оси: 1 — расчет при $\alpha_0 = \pi/6$; 2 — расчет при $\alpha_0 = \pi/3$.

Уравнение (3) решается совместно с уравнениями для v и t [10] при граничных условиях $\alpha = \alpha_0$ и $d\alpha/dx = 0$ при $x = x_1$ (где $v(x_1)/t(x_1) = \beta_*$).

4. Решение было вначале проведено для элементарной катодной микроструи, в которой переносится ток $I \simeq 1 - 10$ А [6,7,12], $d \simeq 0.3 - 3$ мкм [4,6,7] и $\beta_* \geq 10^2$. Оказалось, что магнитное сжатие такой струи становится заметным лишь при $r > 10^7 \simeq 10$ м, т. е. на нереально больших расстояниях. Отсюда следует вывод, что собственное магнитное поле не играет заметной роли в низкочастотных вакуумных дугах с суммарным током $I_a \simeq 1 - 30$ А.

В случае больших токов I_a , плазма эмитируется из отдельных микропятен и на начальном этапе $r \leq D$ существует $n = I_a/I$ независимых токнесущих микрострей (здесь $D \simeq (3 - 30)d$ [12,13] — расстояние между микропятнами). Можно считать, что слияние микрострей в единую катодную плазменную струю с током $I_a = nI$ и полным сечением

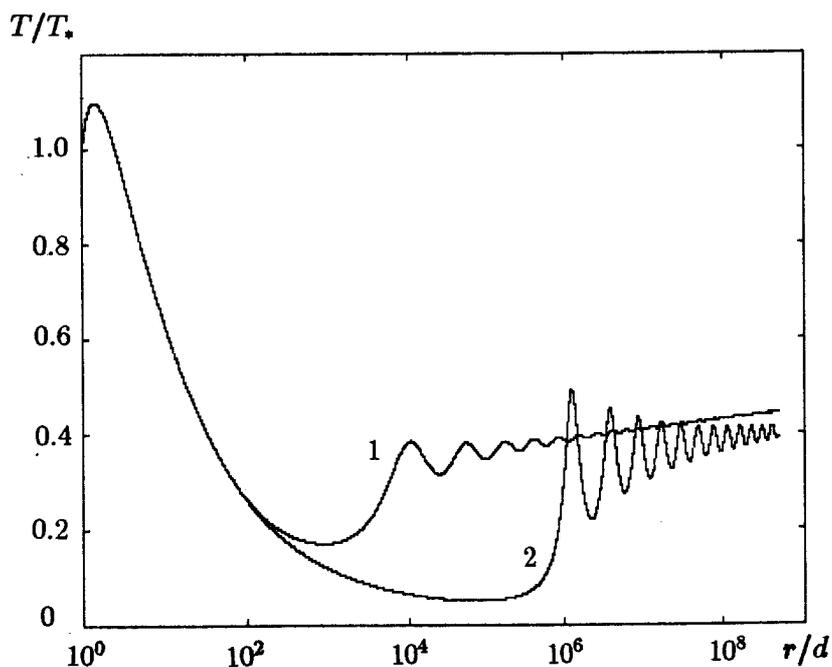


Рис. 2. Изменение электронной температуры вдоль оси катодной плазменной струи (обозначения как на рис. 1).

$S_a \approx nS$ произойдет на расстоянии $r \approx D$, где скорость плазмы уже близка к предельному сверхзвуковому значению $V_\infty \approx 5V_* \approx 10^4$ м/с, а температура упала лишь до $T \approx 2/3T_*$ [10]. Так как параметр $\beta \sim S/I^2$, то для суммарной струи $\beta_a \approx \beta/n$.

В качестве примера на рис. 1 и 2 представлены решения уравнения (3) (и уравнений для v и t) с $\beta_* = \beta_a = 10$, что примерно соответствует $n = 10$ и $I_a \approx 30-100$ А. В области значений $x < 30$, где $t/v \gg 1/\beta_*$, решение дает изменение параметров отдельной микроструи с безразмерным расстоянием $x = r/d$. Область $x > 10^3$, где $t/v \approx 1/\beta_*$, соответствует решению для суммарной катодной плазменной струи. В переходном интервале значений x имеет место слияние отдельных

микроструй в полную катодную и плазменную струю, что, конечно, не описывается уравнением (3). Однако температура и скорость плазмы на этом отрезке меняются сравнительно слабо, так что общая картина изменения параметров катодной плазменной струи при таком приближенном методе расчета сохраняется.

Рис. 1 показывает, что магнитное сжатие приводит первоначально к уменьшению сечения струи, которое затем в среднем возрастает, но не как $S \sim r^2$ (сферическое расширение), а как $S \sim r$, т. е. боковая поверхность катодной плазменной струи принимает форму параболоида вращения. Из рис. 2 видно, что быстрый спад электронной температуры (соответствующий свободному сферическому расширению) сменяется ее ростом и выходом на приблизительно постоянное значение $T_e \approx 0.4T_*$. Такое изменение электронной температуры хорошо согласуется с экспериментом, так как согласно оценке по ионному составу (которая дает значения, соответствующие прикатоде области, где $T_e \approx T_* \approx T_{\max}$) $T_e \approx 10$ эВ (Mo) и $T_e \approx 4$ эВ (Ti) [6], тогда как зондовые измерения вдали от катода дают $T_e \approx 3$ эВ (Mo, $t = 15-40$ см) и $T_* \approx 1.3$ эВ (Ti, $r = 5-40$ см) [8].

Проведенные модельные расчеты показывают, что превышение магнитного давления над газовым вызывает ускорение плазмы в направлении оси катодной плазменной струи. В силу инерционности поперечного движения возникает периодическое сжатие и расширение плазмы, сопровождающееся колебаниями температуры. Такой процесс аналогичен радиальным колебаниям цилиндрического плазменного шнура в Z-пинче [14]. В отличие от последнего катодная плазменная струя в целом остается стационарной, а поперечное сжатие и расширение имеют место лишь для отдельных порций плазмы по мере их перемещения вдоль струи. При этом электронная температура T_e и скорость продольного движения ионов V остаются практически постоянными, увеличиваясь лишь на несколько процентов при изменении расстояния от катода на несколько порядков величины. К значительному ускорению ионов магнитное сжатие приводит лишь в случае нестационарной катодной плазменной струи с нарастающим током I_a [15].

Список литературы

- [1] Лунев В.М., Овчаренко В.М., Хороших В.М. // ЖТФ. 1977. Т. 47. В. 7. С. 1486–1490.
- [2] Афанасьев В.П. // ЖТФ. 1992. В. 11. С. 72–79.
- [3] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
- [4] Anders A., Anders S., Jüttner B. et al. IEEE Trans. Plasma Sci. 1992. V. 20. N 4. P. 466–472.
- [5] Puchkarev V.F. J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. V. 24. N 5. P. 685–692.
- [6] Krinberg I.A., Lukovnikova M.P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. N 4. P. 711–715.
- [7] Vogel N., Jüttner B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. V. 24. N 6. P. 922–927.
- [8] Аксенов И.И., Коновалов И.И., Падалка В.Г. и др. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. С. 1373–1379.
- [9] Daalder J.E. // Physica. B+C. 1981. V. 104. N 1–2. P. 91–106.
- [10] Кринберг И.А., Луковникова М.П., Паперный В.Л. // ЖЭТФ. 1990. Т. 91. В. 3. С. 806–820.
- [11] Krinberg I.A. // Phys. Plasmas. 1994. V. 1. N 9. P. 2822–2826.
- [12] Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984. 256 с.
- [13] Andres S., Anders A., Jüttner B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. V. 24. N 10. P. 1591–1599.
- [14] Леонтович М.А., Осовец С.М. // Атомная энергия. 1956. № 3. С. 81–83.
- [15] Krinberg I.A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. N 7. P. 2049–2051.