

ЛИТЕРАТУРА

1. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги.— М.: Наука, 1968.
2. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме.— М.: Наука, 1970.
3. Jüttner B. Erosion craters and arc cathode spots in vacuum // Plasma Physik.— 1979.— V. 19, N. 1.

Поступила 3/VII 1986 г.

УДК 533.95

РАЗРЯД, ВОЗНИКАЮЩИЙ ПРИ ВЫТЕКАНИИ МАГНИТНОГО ПОТОКА ИЗ ПЛАЗМЫ В ИЗОЛЯТОР

С. Ф. Гаранин

(Москва)

При рассмотрении многих задач, таких как удержание плазмы с магнитным полем стенками, сжатие замагниченной плазмы лайнерами и т. д., необходим учет потерь магнитного потока и плазмы из-за диффузии поля и теплопроводности на стенку. Роль разряда, возникающего в плазме при вытекании из нее магнитного потока, должна быть особенно существенной для водородной плазмы, проводимость которой из-за слабого влияния излучательных процессов может быть велика по сравнению с проводимостью плазмы в магнитопржатом разряде [1], возникающем на поверхности стенки. В этом случае, если плотность плазмы окажется недостаточно малой, сопротивление разряда будет определяться разрядом по водородной плазме.

Развитие этого разряда рассмотрим в следующей постановке: имеется водородная плазма с магнитным полем, ограниченная жесткой непроводящей стенкой-изолятором. Эта задача решалась в [2, 3] на качественном уровне, и в результате эффективный коэффициент диффузии для плазмы с $\beta \ll 1$ ($\beta = 16\pi N_0 T_0 / H_0^2$ — отношение теплового давления плазмы к магнитному давлению, N_0 , T_0 , H_0 — плотность, температура и магнитное поле в плазме вдали от разрядной зоны) $D \sim cH_0/4\pi eN_0$, для $\beta \gg 1$ $D \sim cT_0/10eH_0$.

В настоящей работе количественно рассмотрена структура пристеночного токового слоя и сформулировано граничное условие, с помощью которого можно описать влияние этого разряда на движение плазмы во всем объеме.

Пусть все величины зависят от координаты X и времени t , магнитное H и электрическое E поля перпендикулярны друг другу и оси X , характерные времена велики по сравнению с газодинамическими, так что полное давление в системе успевает выравниваться:

$$(1) \quad 2NT + H^2/8\pi = p_0 = 2N_0T_0 + H_0^2/8\pi.$$

Плотность плазмы в основном объеме предполагается малой по сравнению с плотностью в пристеночной разрядной зоне. В этом случае, как показано в [2], задача квазистационарная, т. е. в уравнениях магнитного и электрического полей и теплового баланса плазмы в разрядной зоне можно пренебречь производными по времени, а электрическое поле и поток энергии считать постоянными. Тогда эти уравнения имеют вид

$$(2) \quad E = -\frac{c}{4\pi\sigma} \frac{\partial H}{\partial X} - \frac{b_\Lambda}{e} \frac{\partial T}{\partial X}, \quad Q = -\chi \frac{\partial T}{\partial X} - \frac{cT}{4\pi e} b_\Lambda \frac{\partial H}{\partial X} + \frac{c}{4\pi} EH,$$

где σ , χ , b_Λ — поперечные проводимость, теплопроводность и термоэлектрический коэффициент; Q — поток энергии. Масса плазмы, накапливаемая в пристеночном слое,

$$(3) \quad a = \int_0^{X_0} N dX$$

(X_0 — граница разрядной зоны). Стенка является плоскостью $X = 0$, плазма находится в области $X > 0$. Тогда граничные условия к уравнениям (1), (2) следующие:

$$(4) \quad T(0) = 0, \quad H(0) = H_1, \quad N(X_0) = 0$$

(H_1 — магнитное поле в изоляторе). Поток энергии, втекающий в разрядную зону из плазмы, $Q = \frac{c}{4\pi} EH_0 + 5N_0 T_0 v$ (v — скорость втекающей плазмы). В силу условия замороженности магнитного поля в плазму вдали от изолятора

$$(5) \quad v = cE/H_0$$

$$\text{и, значит, } Q = \frac{c}{4\pi} EH_0 \left(1 + \frac{5}{4} \beta\right).$$

На границе плазмы с изолятором в силу (4) плазма не замагничена. В этой области по мере удаления от стенки с ростом температуры увеличиваются коэффициенты χ , b_λ , характерные размеры X , соответствующие температуре T , растут, согласно (2), и происходит накопление разрядной плазмы. При замагничивании плазмы коэффициенты χ , b_λ уменьшаются, следовательно, уменьшаются характерные размеры X и одновременно плотность. Поэтому главный вклад в массу плазмы, накапливаемую в разряде, будет давать область, в которой степень замагниченности электронов $\omega_e \tau_e \sim 1$. В качестве единицы измерения давления в задаче естественно выбрать p_0 , а единицы измерения температуры $[T]$ и плотности $[N]$ выбрать таким образом, чтобы при $T = [T]$, $N = [N]$ $p = p_0$, а $\omega_e \tau_e \sim 1$ (см. [1]). Из этих условий получаем

$$(6) \quad [T] = (\sqrt{p_0} c \lambda e^3 \sqrt{m})^{2/5}, \quad [N] = p_0^{4/5} / (c \lambda e^3 \sqrt{m})^{2/5}$$

(m — масса электрона, λ — кулоновский логарифм).

Единицу измерения координаты X удобно выбрать, исходя из уравнений (2), подставив в них в качестве температуры и плотности $[T]$ и $[N]$ из (6). Тогда, вводя безразмерную координату $x = -\frac{E}{e^{0,2} m^{0,2} c^{0,4} \lambda^{0,4} p_0^{0,2}} X$

(электрическое поле E отрицательно) и безразмерные

$$(7) \quad \theta(x) = T/[T], \quad n(x) = N/[N], \quad h(x) = H/\sqrt{8\pi p_0}, \quad \xi = -eEa/p_0,$$

систему уравнений (1)–(3) можно переписать в виде

$$(8) \quad 2n\theta + h^2 = 1, \quad \frac{4}{3} \frac{\alpha}{\rho^{3/2}} h' + b\theta' = 1, \\ b\theta h' + \frac{3}{4} \left(\gamma + \frac{\gamma_i}{\sqrt{912A}} \right) \theta^{5/2} \theta' = \frac{1 + 1.25\beta}{\sqrt{1+\beta}} - h, \\ \xi = \int_0^{x_0} n dx,$$

где $\alpha, b, \gamma, \gamma_i$ зависят от степени замагниченности $y = \omega_e \tau_e = \frac{3}{2} \frac{k}{n} \theta^{3/2}$

и определяются приближенными формулами [4]

$$\alpha = 1 - \frac{6.42y^2 + 1.86}{\Delta}, \quad b = \frac{y(1.5y^2 + 3.05)}{\Delta}, \quad \gamma = \frac{4.66y^2 + 12.1}{\Delta}, \\ \gamma_i = \frac{2y_i^2 + 2.64}{y_i^4 + 2.7y_i^2 + 0.677}, \quad \Delta = 3.77 + 14.8y^2 + y^4, \quad y_i = y/\sqrt{912A}$$

(A — атомный вес). Здесь в отличие от [1] учтен член γ_i , представляющий ионную теплопроводность, который является малой поправкой. Учет ионной теплопроводности, однако, меняет поведение решения в области сильной замагниченности $x \simeq x_0$. Граничные условия (4) в новых обозначениях запишутся как

$$(9) \quad h(0) = h_1, \quad \theta(0) = 0, \quad n(x_0) = 0, \quad h_1 = H_1/\sqrt{8\pi p_0}.$$

Оценим порядки величин, характеризующих разрядную зону при больших β . В этом случае из уравнений (8) следует, что главный вклад в электрическое поле дает термоэлектрический перенос магнитного потока,

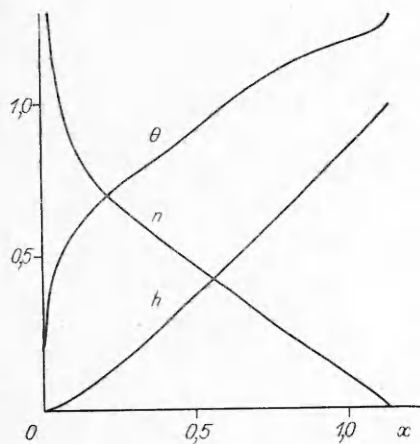


Рис. 1

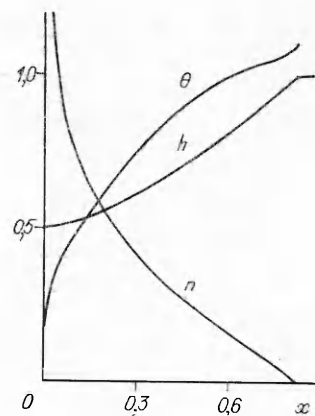


Рис. 2

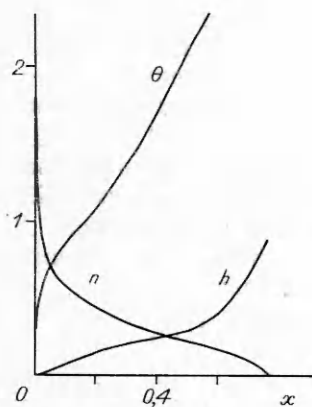


Рис. 3

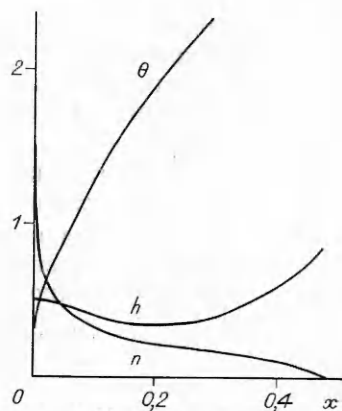


Рис. 4

а в поток энергии — теплопроводность. Тогда с учетом того, что в зоне разряда $y \sim 1$, получим $h \sim 1/\sqrt{\beta}$, $T \sim \beta^{0.2}$, $n \sim \beta^{-0.2}$, $x \sim \beta^{0.2}$, $\xi \sim 1$. Таким образом, параметр ξ , характеризующий накапливаемую массу, слабо зависит от β , меняясь лишь при $\beta \sim 1$.

Результаты численных расчетов системы (8) с граничными условиями (9) для $h_1 = 0; 0,5; 0; 0,5$, $\beta = 0; 0; 10; 10$, $A = 2$ представлены на рис. 1—4, а зависимость ξ от β и h_1 — на рис. 5 ($h_1 = 0; 0,25; 0,5; 0,75$ — линии 1—4).

Расчеты показали, что термоэлектрические явления, которые играют главную роль в переносе магнитного потока при $\beta \gg 1$ и приводят к выносу магнитного потока даже в изолятор с большим, чем в плазме, магнитным полем (рис. 4), при $\beta \sim 1$ численно не очень существенны. Так, если в уравнениях (8) положить $b = 0$, то при $\beta = 0$, $h_1 = 0$ значение ξ уменьшится всего на 13%. Заметное уменьшение ξ (примерно на 30%) при отключении термоэлектрических потоков происходит лишь при $\beta \simeq 10$. Весьма малый вклад в накапливаемую массу ξ вносит ионная теплопроводность, представляющая собой поправку $\sim 1/\sqrt{912A}$, отключение которой при $\beta = 0$, $h_1 = 0$ уменьшает ξ на 2%.

Рассмотрим динамику осаждения плазмы. Скорость накопления массы $da/dt =$

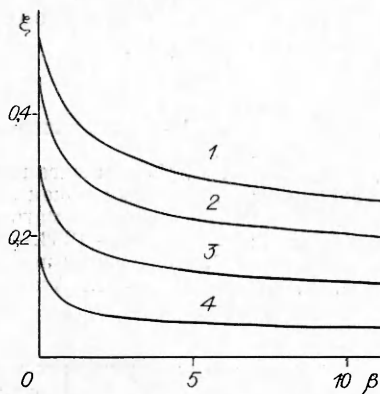


Рис. 5

$= N_0 v$, согласно (5), (7), определяется из дифференциального уравнения $a \frac{da}{dt} = \xi(\beta, h_1) \frac{c}{e} \frac{p_0 N_0}{H_0}$, которое для всего объема плазмы можно рассматривать как граничное условие, описывающее потери плазмы и магнитного потока. При $H_0(t) = \text{const}$, $N_0(t) = \text{const}$, $p_0(t) = \text{const}$, $H_1(t) = \text{const}$, $\beta(t) = \text{const}$ осаждение плазмы происходит по диффузионному закону

$$(10) \quad a = \sqrt{2\xi \frac{c}{e} \frac{p_0 N_0}{H_0} t},$$

$$E = \sqrt{\frac{\xi}{2ec} \frac{p_0 H_0}{N_0 t}}, \quad [X] = \frac{c^{0.7} m^{0.2} c^{0.9} \lambda^{0.4}}{p_0^{0.3}} \sqrt{\frac{2N_0 t}{\xi H_0}}.$$

Эффективный коэффициент диффузии в этом случае $D \sim 2\xi c p_0 / e N_0 H_0$, что при $\beta \ll 1$, когда $\xi \simeq 0,5$ (рис. 5), дает $D \sim c H_0 / 8 \pi e N_0$ и примерно соответствует оценке [2], а при $\beta \gg 1$, когда $\xi \simeq 0,25$ (рис. 5), $D \sim c T_0 / e H_0$ и превышает оценку [3] и боровскую теплопроводность примерно на порядок.

Рассмотрим теперь вопрос об условиях применимости приведенного решения задачи о пристеночном разряде. Ограничимся при этом областью магнитных полей мегагауссного диапазона и значениями $\beta \sim 1$. Плотность плазмы N_0 должна быть много меньше плотности плазмы в разрядной зоне, т. е. в соответствии с [1] $N_0(\text{см}^{-3}) < 3 \cdot 10^{20} H^{1,6}(\text{МГс})$. В этом случае задачу можно считать квазистационарной и пользоваться уравнениями (2) и граничным условием $N(X_0) = 0$. При $N_0(\text{см}^{-3}) \gtrsim 3 \cdot 10^{20} \times H^{1,6}(\text{МГс})$ плотность плазмы в разрядной зоне порядка N_0 и проведенные вычисления неприменимы. Условие того, что потерями на излучение в разрядной зоне можно пренебречь, дает

$$(11) \quad N_0(\text{см}^{-3}) t(\text{мкс}) < 0,8 \cdot 10^{20} H^{0,2}(\text{МГс}).$$

Кроме того, пренебрегалось ролью магнитопржатого разряда в изоляторе, т. е. считалось, что магнитный поток, поступающий из разряда по внеизоляторной плазме, недостаточен для формирования магнитопржатого разряда в изоляторе. Это означает, что электрические поля (10) должны быть меньше полей, полученных в [1]*. Для изолятора оргстекла $\text{H}_8\text{C}_5\text{O}_2$ из этого условия получаем при $t(\text{мкс}) < 0,03/H^{1,12}(\text{МГс})$

$$(12) \quad N_0(\text{см}^{-3}) t(\text{мкс}) > 9 \cdot 10^{15} H^{0,6}(\text{МГс});$$

при $t(\text{мкс}) > 0,03/H^{1,12}(\text{МГс})$

$$(13) \quad N_0(\text{см}^{-3}) > 2 \cdot 10^{17} H^{1,72}(\text{МГс}).$$

При нарушении условия (11), т. е. при достаточно больших временах, разряд вступит в стационарную стадию, описанную в [1]. При нарушении условий (12), (13), т. е. при достаточно малых плотностях водородной плазмы, на поверхности изолятора возникает рассмотренный в [1] магнитопржатый разряд.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гаранин С. Ф. Диффузия сильного магнитного поля в плотную плазму // ПМТФ.— 1985.— № 5.
2. Векштейн Г. Е. Потери магнитного потока при формировании плазменной конфигурации с обращенным полем // ДАН СССР.— 1983.— Т. 271, № 1.
3. Векштейн Г. Е. Эволюция магнитного поля и аномальные тепловые потери в плотной плазме // ЖЭТФ.— 1983.— Т. 84, № 2.
4. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы/Под ред. М. А. Леонтовича.— М.: Атомиздат, 1963.— Т. 1.

Поступила 26/VIII 1986 г.

* Значения электрических полей в «рабочих» формулах [1] для диффузионной и стационарной стадий разряда в водороде и стационарной стадии разряда в оргстекле завышены в 5 раз.