

В. Д. ПИСЬМЕННЫЙ, А. Т. РАХИМОВ

**НЕУСТОЙЧИВОСТЬ МОЩНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА**

(Представлено академиком Л. А. Арцимовичем 24 VI 1970)

Рассматривается возможность скачкообразного изменения тока газового разряда, протекающего в условиях, при которых существен вклад излучения в энергобаланс плазмы. Аналогичный эффект, наблюдающийся в различных условиях горения газового разряда, но таких, что излучением можно пренебречь, неоднократно исследовался как теоретически, так и экспериментально (см., например, (1-3)).

Уравнение энергетического баланса изотермической и оптически прозрачной плазмы плоского газового разряда можно написать в виде

$$\sigma(T)E^2 - W(T) + \frac{d}{dx} \left[ \kappa(T) \frac{dT}{dx} \right] = 0, \quad (1)$$

где  $\sigma(T)$  и  $\kappa(T)$  — проводимость и коэффициент теплопроводности плазмы соответственно,  $W(T)$  — энергия излучения.

Решение уравнения (1) с граничными условиями

$$T(R) = T_R, \quad \frac{dT}{dx}(0) = 0, \quad (2)$$

где  $2R$  — толщина плоского газового разряда, позволяет следующим образом связать температуру плазмы с электрическим полем:

$$\int_{T_R}^{T(x)} \kappa(T'') \left\{ \int_{T''}^{T(0)} [\sigma(T')E^2 - W(T')] \kappa(T') dT' \right\}^{-1/2} dT'' = \sqrt{2}(R-x). \quad (3)$$

Здесь  $T(0)$  — температура плазмы в центре разряда, определяемая из (3) при  $x = 0$ .

Проанализируем полученное решение в частном случае водородной плазмы, когда задача существенно упрощается из-за отсутствия многократно заряженных ионов. Как будет видно из дальнейшего, возникновение токовой неустойчивости следует ожидать при  $T \approx 2-3$  эв. При этом проводимость и теплопроводность водородной плазмы имеют кулоновскую природу, а ее излучение носит преимущественно рекомбинационный характер (4):

$$\sigma = \alpha T^{3/2}, \quad \kappa = \frac{\sigma}{e^2} T, \quad W(T) = An_e^2 T^{-1/2} \equiv 5 \cdot 10^{-24} n_e^2 T^{-1/2}. \quad (4)$$

Здесь и во всех численных оценках в дальнейшем  $T$  выражена в электрон-вольтах, а все остальные величины — в единицах CGSE.

С учетом (4) уравнение (1) примет вид

$$\alpha T^{3/2} E^2 - An_e^2 T^{-1/2} + \frac{d}{dx} \left( \frac{\alpha}{e^2} T^{3/2} \frac{dT}{dx} \right) = 0, \quad (1')$$

где  $n_e$  — электронная плотность, определяемая уравнением Саха.

Заметим, что уравнение (1') может иметь решение, при котором подавляющая часть джоулевой энергии переходит в излучение. Температура плазмы при этом определяется соотношением

$$\alpha E^2 / A = n_e^2(T) / T^2 \equiv \Psi(T). \quad (5)$$



Функция  $\Psi(T)$  имеет максимум в области температуры  $T_i$ , соответствующей почти полной ионизации водорода. Оценку  $T_i$  дает выражение Саха при  $n_e = n$ , где  $n$  — полная концентрация тяжелых частиц:

$$10^{24} T_i e^{-I/T_i} = n.$$

Поэтому уравнение (5) при  $E < E_i = A^{1/2} n / \alpha^{1/2} T_i$  имеет два решения: одно с  $T < T_i$ , другое с  $T > T_i$ . (При  $E > E_i$  уравнение (5) вообще не имеет решения.)

Второе решение является неустойчивым. Действительно, в этом случае флуктуации излучения не могут компенсировать флуктуации джоулева нагрева, и вся плазма в целом должна либо охладиться до  $T < T_i$ , либо перегреться до температур, при которых джоулева энергия будет переходить не в излучение, а в тепловые потоки. При  $E > E_i$  основная часть джоулевой энергии также переходит в тепловые потоки.

Поэтому второе стационарное решение уравнения (1') при  $E < E_i$  и решение уравнения (1') при  $E > E_i$  приближенно можно найти из уравнения

$$\alpha T^{3/2} E^2 + \frac{d}{dx} \left( \frac{\alpha}{e^2} T^{3/2} \frac{dT}{dx} \right) = 0$$

с граничными условиями (2). Это решение имеет вид

$$T(0) \int_{T_R/T(0)}^{T(x)/T(0)} z^{3/2} (1 - z^5)^{-1/2} dz = \sqrt{\frac{2}{5}} e E (R - x).$$

Видно, что температура плазмы существенно меняется только вблизи границы разряда. Поэтому средняя температура близка к ее значению  $T(0)$  в центре разряда, оценку которого дает выражение

$$T(0) = \sqrt{\frac{2}{5}} e E R \left[ \int_0^1 z^{3/2} (1 - z^5)^{-1/2} dz \right]^{-1} \approx 10^2 E R. \quad (6)$$

Теперь из (5) и (6) делаем следующий вывод: при  $E < E_i$  уравнение (1') может иметь два исследуемых устойчивых решения ( $T_1 < T_i$ ,  $T_2 > T_i$ ), если выполняется неравенство

$$R > \alpha^{1/2} T_i^2 10^{-2} / A^{1/2} n. \quad (7)$$

Тогда температура в разряде в области  $E = E_i$  должна скачком измениться от  $T_1 = A^{1/2} n / \alpha^{1/2} E_i$  до  $T_2 = 10^2 E_i R$ . Если неравенство (7) не выполняется, то токовой неустойчивости не возникнет, и по мере повышения электрического поля температура в разряде плавно возрастет от значений, определяемых первым решением уравнения (5), до значений, вытекающих из выражения (6).

Кроме критерия (7) для возникновения рассматриваемой неустойчивости разряда требуется соблюдение еще двух условий: во-первых, плазма должна быть оптически прозрачной для собственного излучения, т. е.

$$R \leq l(T_i), \quad (8)$$

где  $l$  — Росселандов пробег рекомбинационного излучения, и, во-вторых, в разряде вплоть до температуры  $T = T_2$  не должен возникать пинч-эффект, т. е.

$$\frac{\pi}{c^2} (\alpha T_2^{3/2} E_i)^2 R^2 < n T_2. \quad (9)$$

Неравенства (7) и (9) одновременно удовлетворяются при  $n \geq 10^{18} \div 10^{19}$  и  $R \leq 0,1$  см. При этих условиях  $T_i \approx 2 \div 3$  эв;  $E_i/n \approx 2 \div 3 \cdot 10^{-17}$  в·см<sup>2</sup>. Условие (8) при таких параметрах водородной плазмы выполняется. Дей-



ствительно, при  $T_i \approx 3$  эв поглощение рекомбинационного излучения, в основном, связано с фотоионизацией водорода из основного состояния, и при  $n \sim 10^{18} \div 10^{19}$  проселандов пробег оказывается порядка 0,1 см.

Наконец, хотелось бы отметить, что исследованная нелинейность вольт-амперной характеристики мощного газового разряда может реализоваться при выполнении соответствующих условий в любом газе, для которого уравнение типа (5) имеет несколько решений. При этом соответствующее значение  $T_2$  может определяться как теплопроводностью, так и излучением плазмы.

Институт ядерной физики  
Московского государственного университета  
им. М. В. Ломоносова

Поступило  
24 VI 1970

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> В. Ю. Баранов, К. Н. Ульянов, Письма ЖЭТФ, 6, № 5 (1967). <sup>2</sup> А. Т. Рахимов, Ф. Р. Улинич, ДАН, 187, 72 (1969). <sup>3</sup> K. G. Emeleus, E. W. Gray et al., Int. J. Electronics, 25, 367 (1968). <sup>4</sup> В. И. Коган, Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций, 3, Изд. АН СССР, 1958, стр. 99.