

02:04
©1994

О ДИНАМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ ИМПУЛЬСНОГО СИЛЬНОТОЧНОГО РАЗРЯДА В ГАЗАХ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ

В.Л.Горячев, А.М.Ходаковский, А.М.Воронов

Импульсные ($\tau = 10^{-4} - 10^{-2}$ с) сильноточные ($I = 10^3 - 10^6$ А) разряды в газах высокой плотности ($n_a = 10^{20} - 10^{22}$ см $^{-3}$) используется в различных плазменных устройствах: электротехнических ускорителях, плазмохимических реакторах и др. Эффективность работы таких устройств во многом зависит от характера динамической структуры плазменного столба разряда. В экспериментах [1-3] обнаружено существование двух видов динамической структуры импульсного разряда — контрагированной и турбулентной.

В представляемой работе рассматривается один из возможных механизмов возникновения неустойчивости импульсного сильноточного разряда, при которой появляются температурные неоднородности. Температурные неоднородности порождают, в свою очередь, флуктуационные токи [4]:

$$[\nabla \mathbf{j}] = \frac{d\sigma}{dT} [\mathbf{E}_0, \nabla T], \quad (1)$$

где \mathbf{j} — плотность флуктуационного тока, T — флуктуация температуры, σ — электропроводность плазмы, \mathbf{E}_0 — напряженность невозмущенного электрического поля.

Появление флуктуационных токов при наличии внешнего или собственного магнитного поля вызывает конвективное движение плазмы, а значит, и холодного газа, окружающего разряд.

В монографии [4] получено в линейном приближении уравнение для стационарного поля конвективной скорости и найдено его решение. Однако в этой работе отсутствуют данные о величине инкремента неустойчивости, определяющие время ее возникновения, что представляет особый интерес для анализа результатов экспериментов с импульсными разрядами. Кроме того, там не учтены эффекты нагрева плазмы электрическим током и потери энергии на излучение.

Для определения величины инкремента используем следующую модель, обобщающую [4]. Рассмотрим плазму, находящуюся между двумя пластинами при температурах T_1 и T_2 . Через плазму параллельно пластинам течет электрический ток \mathbf{J}_0 , перпендикулярно ему направлено магнитное поле \mathbf{B}_0 . Рассмотрим возмущение этой системы.

Линеаризованная для возмущений $(\mathbf{J}, T, \sigma, \rho)$ система уравнений выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{d\mathbf{V}}{dt} &= -\nabla P + \eta \Delta \mathbf{V} + [\mathbf{j}, \mathbf{B}_0], \\ \rho_0 c_v \left(\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{V}, \nabla) T_0 \right) &= \chi \Delta T + \alpha T, \\ (\nabla \mathbf{V}) &= 0, \\ (\nabla \mathbf{j}) &= 0, \\ \mathbf{J} &= \frac{\partial \sigma}{\partial T} \mathbf{E}_0 T - \sigma_0 \nabla \varphi, \end{aligned} \quad (2)$$

где \mathbf{V} — скорость плазмы, P — давление, \mathbf{j} — плотность тока, φ — возмущенный потенциал, α — описывает потери энергии на излучение, причем \mathbf{j} ортогонально \mathbf{B}_0 . Во всех коэффициентах, за исключением ∇T_0 , значения параметров невозмущенной системы заменим их усреднениями. Рассматривая возмущения в виде $\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 e^{\beta t}$; $T = T_0 e^{\beta t}$, после несложных преобразований получим следующее выражение для величины β :

$$\beta = C \left\{ -q + \frac{\gamma}{2} + \sqrt{\left(\frac{\gamma}{2} - q \right)^2 - \left(q^2 - \gamma q - \frac{R_a(q-1)}{q} \right)} \right\}. \quad (3)$$

Здесь введены следующие обозначения для коэффициентов: $C = \frac{D}{R^2}$, где D — коэффициент диффузии, R — радиус разряда; $\gamma = \frac{\alpha R^2}{\chi \pi^2}$; $q = n^2 + \frac{R^2}{\pi^2} k^2$, где n и k — целые числа; R_a — число Релея для этой задачи

$$R_a = \pi^{-4} \frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{E_0 B_0 R^4 \rho_0 C_v}{\eta \chi} \frac{dT_0}{dR}, \quad (4)$$

где B_0 — индукция внешнего или собственного магнитного поля, R — радиус разряда, ρ_0 — плотность, C_v — удельная теплоемкость газа, η и χ — вязкость и температуропроводность соответственно.

Поскольку неустойчивому состоянию соответствуют значения $\beta > 0$, то необходимо оценить максимальную величину β . Как видно из формулы (3), значение β зависит от величин q , γ и R_a . Оценка этих величин для условий, соответствующих импульсным сильноточным разрядам ($R = 2 - 5$ см, $T \sim 10^4$ К, $P \sim 10^6$ Па), дает следующие значения величин:

$$C = 10^3 - 10^4 \text{ с}^{-1}, \quad R_a = 10^5 - 10^6, \quad \gamma = 10^1 - 10^3, \quad q \sim 10.$$

Приведенные значения величины C и γ даны для легких газов — водорода и гелия. Для тяжелых аргона и азота эти значения на порядок величины меньше. Исходя из приведенных значений коэффициентов из (3), следует, что величина инкремента β может быть оценена, как

$$\beta \approx C\gamma \quad (5)$$

$$\tau = \frac{1}{\beta} = \frac{1}{C\gamma} \approx 10^{-4} - 10^{-6} \text{ с.}$$

Обсудим теперь физический смысл коэффициента α . Он определяет в линейном приближении баланс энергии между джоулевым тепловыделением и потерями на излучение:

$$\alpha = \frac{\frac{3}{2}\sigma E_0^2 - 4Q_\tau}{T_0}. \quad (6)$$

Величина этого коэффициента изменяется в широком диапазоне значений в случае импульсного разряда. В начальной стадии разряда ее значение $\alpha \approx \frac{\sigma E_0^2}{T_0} \sim 10^6 - 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-3} \text{ К}^{-1}$, а в квазистационарном состоянии $\alpha \approx 0$. В этом случае значение величины инкремента из (3) будет выражаться как

$$\beta = \sqrt{C - \frac{R_a}{q}} \quad (7)$$

$$\tau = \frac{1}{\beta} \approx 10^{-5} \text{ с.}$$

Сравнение полученных результатов с экспериментом [5] показывает, что по порядку величины $\tau = 10^{-5}$ с — это время, течение которого разряд в гелии ($I_0 = 65$ кА, $P_0 = 8$ Мпа, $\tau_0 = 1.2 \cdot 10^{-4}$ с) становится неустойчивым (регистрируется появление радиальных колебаний).

Список литературы

- [1] Глебов И.А., Рутберг Ф.Г. Мощные генераторы плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1985. 153 с.
- [2] Воронов А.М., Горячев В.Л. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 14. С. 64-69.
- [3] Андреев Д.А., Богомаз А.А., Рутберг Ф.Г., Шакиров А.М. // ЖТФ. 1992. Т. 62. В. 6. С. 74-82.
- [4] Недоспасов А.В., Хайт В.Д. Физика процессов в устройствах с низкотемпературной плазмой. М.: Энергоатомиздат, 1991. 224 с.
- [5] Goriachou V.L., Voronov A.M., Rutberg F.G. 9th Intern. Pulsed Power Conf. N PII-37. June 21-23, 1993, Albuquerque, NM.

Институт проблем
электрофизики РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
5 ноября 1993 г.