

04:07
©1993

О РАДИАЦИОННОМ ОХЛАЖДЕНИИ ПЛАЗМЫ СИЛЬНОТОЧНОГО ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА

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

Растущий интерес к сильноточным импульсным разрядам высокого давления, применяемым в электрических ускорителях, плазменных двигателях и т.д., делает необходимым детальное исследование физических процессов в плазме таких устройств.

Представленные экспериментальные результаты получены на установке, подробно описанной в [1]. Разряд осуществлялся в замкнутой камере с объемом $V_0 = 30 \text{ см}^3$ при начальном давлении газа $P_0 \leq 13 \text{ МПа}$ от конденсаторной батареи $C = 900 \text{ мкФ}$, $U = 5 \text{ кВ}$. По мере ввода электрической энергии давление в разрядной камере увеличивалось до 50–80 МПа. Величина вложенной энергии $E = \int IU dt$ составляет 3–4 кДж в зависимости от начального давления P_0 . Величина импульсного давления измерялась пьезоэлектрическим датчиком с постоянной времени $\tau = 300 \text{ мс}$.

На рис. 1 приведены осциллограммы спада давления по окончании импульса тока в He, H_2 и N_2 при различных начальных давлениях газа. Из осциллограмм видно, что остывание газа в He происходит в две стадии: сначала быстрый спад давления на 20–30% в течение 200–300 мкс и затем более медленный с характерным временем 5–10 мс.

Из скоростного фотографирования разряда в режиме фоторазвертки в видимом [2] и рентгеновском диапазоне [3] следует, что в цилиндрической разрядной камере имеются две зоны: первая — собственно канал разряда с температурой $T_a \sim 2 - 3 \cdot 10^4 \text{ К}$, и вторая — окружающий газ, нагретый до температуры $T_g \sim 3 \cdot 10^3 \text{ К}$. По нашему мнению, первая фаза уменьшения давления в гелии связана, прежде всего, с радиационным остыванием столба дуги. Это подтверждается простой оценкой, основанной на балансе энергии.

Положим, что по окончании импульса тока плазма остывает за счет излучения, что приводит к адиабатическому расширению окружающего газа. Закон излучения абсолютно черного тела выполняется для азота и водорода. В случае гелия это будет являться лишь оценкой снизу. Будем также считать, что отсутствует обмен между плазмой и га-

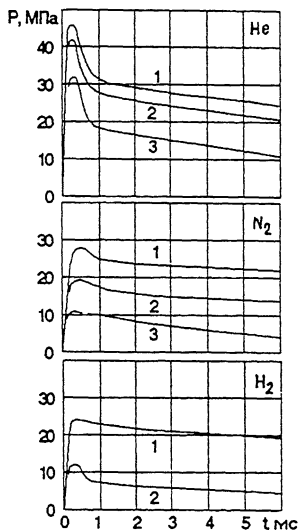


Рис. 1. Изменение величины избыточного давления в разрядной камере по окончании импульса тока.

He: 1 — $P_0 = 81$, 2 — $P_0 = 77$, 3 — $P_0 = 35$ бар,
 N₂: 1 — $P_0 = 110$, 2 — $P_0 = 36$, 3 — $P_0 = 10$ бар,
 H₂: 1 — $P_0 = 50$, 2 — $P_0 = 8$ бар.

зом. Это приводит к следующему уравнению:

$$N_a \frac{i}{2} k \frac{dT_a}{dt} + P \frac{dV_a}{dt} = -\sigma T_a^4 S, \quad (1)$$

где N_a — число атомов в дуге, S — площадь боковой поверхности столба разряда, i — число степеней свободы атомов или молекул газа, k — константа Больцмана. Для окружающего газа имеем аналогичное уравнение

$$N_g \frac{i}{2} k \frac{dT_g}{dt} + P \frac{dV_g}{dt} = 0. \quad (2)$$

При этом не учитываются потери окружающего газа, связанные с передачей тепла в стенку, поскольку этот процесс является существенно более медленным по сравнению с интересующими нас временами. Численное решение этих уравнений совместно с уравнениями состояния дано на рис. 2. Из них видно, что получено удовлетворительное согласие расчета с экспериментом не только на первой стадии остывания плазмы, но и на второй. Мы объясняем это тем, что на первой стадии в течение первых ~ 100 мкс резкое уменьшение давления обусловлено радиационным охлаждением столба разряда до температуры менее 10^4 К (при этом лучистые потери становятся малыми) и, как следствие,

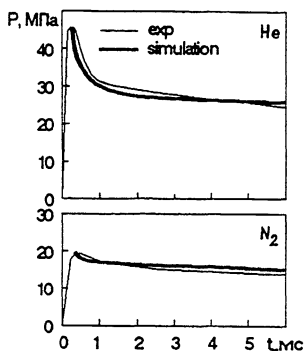


Рис. 2. Сравнение экспериментальных и рассчитанных кривых спада давления в разрядной камере.

резким уменьшением его объема V_a . В течение последующих нескольких миллисекунд давление продолжает плавно уменьшаться, поскольку окружающий газ все еще испытывает адиабатическое расширение за счет сжатия дугового канала.

Уравнения (1) и (2) можно решать аналитически. Пренебрежем остыванием окружающего газа по сравнению с остыванием плазмы (оценки на основе (1) и (2) показывают, что плазма остывает как минимум в 5 раз быстрее, чем окружающий газ). Далее будем приближенно считать, что радиус плазменного канала меняется как корень из температуры, что следует из уравнения состояния газа. Такая зависимость является оценкой снизу по сравнению с точной формулой. При этих предположениях уравнение (1) интегрируется и мы получим следующее выражение для давления:

$$P(t) = \frac{P_0}{T_0} \left(\frac{i P_0 r_0}{14 \sigma T_0^{1/2} t + \tau} \right)^{2/7}, \quad (3)$$

где

$$\tau = \frac{i P_0 r_0}{14 \sigma T_0^4}.$$

Данная зависимость хорошо согласуется с результатами численного счета.

Отсутствие первой быстрой стадии уменьшения давления в азоте и водороде обусловлено по крайней мере двумя причинами. Во-первых, температура излучающей поверхности столба разряда в водороде и азоте ниже, чем в гелии. Это связано с тем, что из-за относительно небольшого коэффициента лучистой теплопроводности λ_r , по сравнению с гелием, возникает существенный градиент температуры внутри дуги в случае азота и водорода, что приводит к менее

эффективному радиационному охлаждению столба разряда. В гелиевой дуге такой градиент практически отсутствует, так как величина коэффициента лучистой теплопроводности для гелия на два-три порядка превосходит этот коэффициент для водорода и азота [4]:

$$\lambda_r = 0.9 \cdot 10^7 \frac{16 \sigma T^5}{3 n Z^2} \exp\left(\frac{E_i}{kT_a}\right) [\text{CGS}], \quad (4)$$

где E_i — потенциал ионизации, Z — эффективный заряд, n — концентрация атомов.

Второй причиной является бóльшая теплоемкость молекулярных газов в сравнении с атомарным. И поскольку окружающий газ испытывает лишь адиабатическое расширение, то изменения давления в нем будет сравнительно невелики.

Экспериментальные результаты работы [3] подтверждают наше предположение о существовании плазменного канала в течение нескольких миллисекунд после окончания импульса тока.

В заключение сформулируем основные выводы данной работы. Наблюдаемое в эксперименте радиационное охлаждение столба разряда, которое обуславливает резкое изменение давления газа в разрядной камере по окончании импульса тока, должно учитываться при разработке и конструировании импульсных систем, использующих в качестве рабочего тела электродугую плазму высокого давления.

Список литературы

- [1] *Baksht F.G., Borodin V.S., Voronov A.M., Zhuravlev V.N.* // *Sov. Phys. Tech. Phys. (USA)*. 1990. V. 35. N 11. P. 1344.
- [2] *Voronov A.M., Goriachov V.L.* // *Sov. Phys.-Techn. Phys. Lett. (USA)*. V. 19. July 1993.
- [3] *Муравенко В.Г.* Тр. 7-й Всесоз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. 1987. Т. 2. С. 161-162.
- [4] *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.

Институт проблем
электрофизики РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
10 сентября 1993 г.