

УДК 537.523

ОТНОСИТЕЛЬНАЯ ПРЕДЕЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ ПЛАЗМЫ В РАЗРЯДНОМ КАНАЛЕ СВОБОДНО РАСШИРЯЮЩИХСЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ РАЗРЯДОВ В НЕОГРАНИЧЕННОМ ПЛОТНОМ ГАЗЕ

У. Юсупалиев, К. З. Рухадзе¹

На основе опытных данных о свободно расширяющихся импульсных сильноточных разрядах в плотном газе и методов теории размерности показано, что при осуществлении достаточно мощного разряда достигается относительная предельная (минимальная) плотность плазмы в разрядном канале.

В работе [1] при помощи интерферометра Рождественского определены распределения плотности плазмы по сечению искрового разряда в воздухе в различные моменты времени при следующих значениях параметров разрядного контура: зарядное напряжение конденсаторной батареи $U_0 = 10$ кВ при ее емкости $C = 0.25$ мкФ и длине разрядного промежутка $l_0 = 5$ мм и двух значениях индуктивности L , равных 2 и 12 мкГн. Разряд исследовался при нормальных условиях. На основе проведенных измерений впервые было определено качественное распределение плотности и температуры газа по сечению разряда, т.е. исследована его структура в плотном газе. Показано, что разряд состоит из ударной волны, оболочки и канала.

В этой работе было также установлено, что в течение первых 5–10 мкс средняя плотность газа в разрядном канале ρ_d практически не изменяется и для обоих параметров контура имеет величину $5 \cdot 10^{-6}$ г/см³ ($\rho_d \approx 3.9 \cdot 10^{-3} \cdot \rho_\infty$, ρ_∞ – начальная плотность воздуха), что соответствует концентрации частиц $N_p \approx 10^{17}$ см⁻³. При этом средняя температура плазмы разрядного канала T_d составляет примерно 40000 К. Здесь

¹Московский институт радиотехники, электроники и автоматики, 119456, Москва, пр. Вернадского, 78.

обращают на себя внимание два факта. Во-первых, средняя плотность ρ_d практически постоянна в течение первых 5–10 мкс (на начальной стадии) развития разряда. Во-вторых, для двух режимов разряда (при индуктивностях разрядного контура 2 и 12 мкГн) она практически одна и та же. Более того, в работе [2] для совершенно других начальных параметров искрового разряда в воздухе при нормальных условиях ($l_0 = 0.5$ м и при двух значениях амплитуды разрядного тока J_{MAX} , равных 13 и 28 кА) в течение первых 1–5 мкс величина ρ_d , определенная из опытных данных, составляет $\rho_d \approx (4.0 - 4.5) \cdot 10^{-3} \cdot \rho_\infty$ при изменении температуры в пределах от 44000 до 39000 К.

Опытные данные работ [1, 2], выполненных в разное время, показывают, что при варьировании индуктивности разрядного контура L (начальной скорости нарастания разрядного тока F для фиксированного напряжения на разрядном промежутке U) в 6 раз и J_{MAX} в 2 раза величина плотности плазмы ρ_d практически не изменяется. Варьирование величин L и J_{MAX} соответствует изменению безразмерной многопараметрической обобщенной переменной $\Xi = \frac{UF^2B}{l_0 A^2}$, которая установлена в работе [3] для свободно расширяющихся импульсных сильноточных разрядов в плотном газе. Здесь

$$A = \pi \cdot p_\infty \left[\frac{I_{ij}(D_j, \beta_j, I_i, \mu_i)}{\theta_\infty} - \left(\frac{1}{\gamma_d - 1} \right) \cdot \left(\frac{\gamma_\infty - 1}{\gamma_\infty - 1} \right) - \left(\frac{2\gamma_\infty}{\gamma_\infty + 1} \right) \right];$$

$$B = \pi \rho_\infty \left[\left(\frac{\gamma_d}{\gamma_d - 1} \right) \cdot \left(\frac{\gamma_\infty + 1}{2} \right) + \frac{1}{2} \right],$$

где γ_d – показатель адиабаты плазмы разрядного канала; p_∞ , $\theta_\infty = kT_\infty$ и γ_∞ – давление, температура и показатель адиабаты окружающего разряд газа соответственно (k – постоянная Больцмана); $I_{ij}(D_j, \beta_j, I_i, \mu_i)$ – эффективный потенциал ионизации газа, который является функцией потенциала ионизации I_i и доли i -го сорта атомов газа μ_i , потенциала диссоциации D_j и доли j -го сорта молекул газа β_j . Величина переменной Ξ для условий работ [1, 2] составляет 4–6. С ростом величины Ξ (скорости изменения мощности энергоклада в разряд) при $\Xi > 4$, согласно данным работы [3], относительная температура разрядного канала импульсных сильноточных разрядов (ИСР) в воздухе при атмосферном давлении практически перестает повышаться, то есть температура разрядного канала T_d насыщается. Из опытных данных работ [4–5] следует, что при нормальных условиях для воздуха T_{lim} составляет 43000–45000 К. Другими словами, в условиях работ [1, 2] практически достигнута предельная температура плазмы для рассматриваемого разряда.

Из приведенных данных можно предположить, что на начальной стадии развития таких разрядов при значении обобщенной переменной $\Xi \geq 4$ в разрядном канале также должно достигаться предельное минимальное значение средней плотности плазмы ρ_{lim} . Это связано с выравниванием давления плазмы в разряде до отрыва ударной волны вследствие того, что скорость звука в разряде намного больше скорости расширения канала. Однако вопрос о предельной минимальной плотности плазмы разрядного канала для указанных разрядов в литературе практически не рассматривался. Поэтому целью данного краткого сообщения является количественная оценка относительной предельной плотности плазмы разрядного канала для таких разрядов.

Масса газа в области, ограниченной ударной волной (УВ), равна $M_0(t) = \rho_\infty \pi R_{sw}^2(t) l_0$ (где $R_{sw}(t)$ – радиус ударной волны). Вследствие омического нагрева газа в центре разряда повышается его температура. При повышении его температуры газ из центральной области разряда выдавливается к его периферии. То есть масса газа, ограниченная ударной волной, перераспределяется внутри разряда: в канале плотность газа уменьшается, а в оболочке разряда увеличивается. Причем, согласно опытным данным работ [2, 5], при $\Xi \geq 4 - 6$ радиальное распределение температуры плазмы разрядного канала является практически однородным. Поэтому масса газа $M_0(t)$ состоит из массы плазмы разрядного канала $M_d(t) = \rho_d \pi R_d^2(t) l_0$ и массы газа, находящегося в оболочке разряда и за фронтом ударной волны

$$M_{sw_0}(t) = \pi \cdot l_0 \int_{R_d(t)}^{R_{sw}(t)} \rho(r, t) 2r dr, \quad (1)$$

$$\rho_\infty \pi R_{sw}^2(t) l_0 = \rho_d \pi R_d^2(t) l_0 + \pi \cdot l_0 \int_{R_d(t)}^{R_{sw}(t)} \rho(r, t) 2r dr. \quad (2)$$

($R_d(t)$ – радиус разрядного канала). Для величины $M_{sw_0}(t)$, согласно теореме о среднем, можно написать:

$$M_{sw_0}(t) = \pi \cdot l_0 \rho_{av}(t) [R_{sw}^2(t) - R_d^2(t)], \quad (3)$$

где $\rho_{av}(t)$ – средняя плотность газа в оболочке и за фронтом УВ. Тогда из уравнения (2) с учетом (3) получим выражение для плотности разрядного канала:

$$\rho_d(t) = \rho_\infty \lambda^2(t) - \rho_{av}(t) [\lambda^2(t) - 1], \quad (4)$$

где $\lambda = \frac{R_{sw}(t)}{R_d(t)}$. Формулу для величины λ можно получить из следующих соображений. На начальной стадии развития ИСР, согласно данным работ [2, 3, 6, 7], скорость расширения разрядного канала V_d постоянна и поэтому зависимость радиуса фронта УВ R_{sw} от времени такая же, как и у радиуса разрядного канала $R_d(t)$ – её поршня. Поэтому отношение λ для этой стадии развития должно остаться постоянным. Учитывая связь между скоростями УВ и её поршня [8], для величины λ получим следующее выражение:

$$\lambda = \frac{\gamma_\infty + 1}{4} \left[1 + \left(1 + \frac{16 \cdot c_\infty^2}{(\gamma_\infty + 1)^2 V_d^2} \right)^{1/2} \right], \quad (5)$$

где c_∞ – скорость звука в невозмущенной среде. Причем формула (5) имеет смысл при $V_P \geq c_\infty$ (условие образования УВ). В работе [9] на основе экспериментальных данных и методов теории размерности получена следующая формула для скорости расширения разрядного канала V_d таких разрядов от обобщенной переменной Ξ :

$$V_d = \sqrt{\frac{A}{2B}} \cdot (\sqrt{1 + 2 \cdot \Xi} - 1). \quad (6)$$

В ней также показано, что такая зависимость удовлетворительно согласуется с опытными данными, полученными рядом исследователей в разное время [6, 7, 10–12].

Из (5) следует, что при $\Xi > 10-12$ и дальнейшем росте Ξ величина отношения $\lambda(t) \approx \frac{\gamma_\infty + 1}{2}$. При $\Xi \gg 1$, согласно формуле (6), скорость V_d превышает $10c_\infty$ ($V_d > 10c_\infty$). Известно [13], что при числе Маха УВ больше 10 достигается практически предельное сжатие газа за ее фронтом: $\rho_{sw}/\rho_\infty \approx (\gamma_\infty + 1)/(\gamma_\infty - 1)$. Следовательно, $\rho_{av}(t)$ также не может превышать определенного (предельного) значения ρ_{lim} при росте величины Ξ :

$$\rho_{av}(t) \leq \rho_{lim}.$$

Итак, в начальной стадии развития свободно расширяющихся ИСР в плотном газе величины $\lambda(t)$ и $\rho_{av}(t)$ стремятся к определенным (предельным) значениям при больших значениях переменной Ξ (осуществлении достаточно мощного разряда $\Xi > 4$). Следовательно, из уравнения (4) следует, что при указанных условиях относительная плотность плазмы в разрядном канале должна также стремиться к некоторому минимальному значению:

$$\frac{(\rho_d)_{lim}}{\rho_\infty} = \left[\left(\frac{\gamma_\infty + 1}{2} \right)^2 - \left(\frac{\rho_{lim}}{\rho_\infty} \right) \cdot \left\{ \left(\frac{\gamma_\infty + 1}{2} \right)^2 - 1 \right\} \right]. \quad (7)$$

С учетом предельного сжатия за фронтом УВ выражение (7) можем переписать следующим образом:

$$\frac{(\rho_d)_{lim}}{\rho_\infty} = \left[\left(\frac{\gamma_\infty + 1}{2} \right)^2 - b_0 \cdot \left(\frac{\gamma_\infty + 1}{\gamma_\infty - 1} \right) \cdot \left\{ \left(\frac{\gamma_\infty + 1}{2} \right)^2 - 1 \right\} \right], \quad (8)$$

где величина коэффициента b_0 определяется из опытных данных и лежит в интервале $0 < b_0 < 1$. Определим теперь значение b_0 для условий работ [1, 2]. По данным работы [1] предельное сжатие воздуха за УВ составило примерно 9. Это значит, что воздух перед фронтом УВ частично ионизован. Следовательно, согласно работе [13], соответствующий этому предельному сжатию показатель адиабаты воздуха γ_∞ перед фронтом УВ составляет 1.25. Тогда из (8) для условий работ [1, 2] получим $b_0 \approx 0.5275$.

Таким образом, на начальной стадии развития ИСР в неограниченном плотном газе при $\bar{\varepsilon} > \bar{\varepsilon}_{lim} \approx 6$ стремится к предельному значению не только относительная температура плазмы разрядного канала, но и относительная плотность плазмы разрядного канала.

Теперь, после установления относительной предельной плотности плазмы канала таких разрядов, задача состоит в определении конкретного вида зависимости относительной предельной температуры разряда от начальных параметров разрядного канала и окружающей среды.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Долгов Г. Г., Мандельштам С. Л. ЖЭТФ **24**(6), 691 (1953).
- [2] Бобров Ю. К. ЖТФ **44**(11), 2340 (1974).
- [3] Юсупалиев У. Краткие сообщения по физике, N 9, 42 (2005).
- [4] Ванюков М. П., Мак А. А. УФН **66**(2), 301 (1958).
- [5] Импульсные источники света. Под ред. Маршака И.С. М., Энергия, 1978.
- [6] Александров А. Ф., Рухадзе А. А. Физика сильноточных электроразрядных источников света. М., Атомиздат, 1976.
- [7] Борович Б. Л., Розанов В. Б., Зуев В. С. и др. Сильноточные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой. М., ВИНТИ, Итоги науки и техники, Сер. Радиотехника, **15**, 296 (1987).
- [8] Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики М., Наука, 1980.
- [9] Юсупалиев У. Краткие сообщения по физике, N 12, 45 (2005).

- [10] Басов Н. Г., Борович Б. Л., Зуев В. С., Розанов В. Б. ЖТФ 40(3), 516 (1970).
- [11] Гегечкори Н. М. ЖЭТФ 21, 493 (1951).
- [12] Вульфсон К. С., Либин И. Ш. ЖЭТФ 21, 510 (1951).
- [13] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966.

Институт общей физики
им. А.М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 13 марта 2007 г.