

16. Васильев В. М., Куликов С. В., Скребков О. В. О расчете химически и колебательно-неравновесного течения многокомпонентного газа через сопло. — ПМТФ, 1977, № 4.
17. Klosterman E. L., Hoffman A. Z. A high pressure shock tube driven gasdynamic laser. — In: Proc. IX Intern. Shock Tube Symp., Stanford, 1973

УДК 537.521

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАЗРЯДА В ГАЗЕ С ВНЕШНЕЙ ИОНИЗАЦИЕЙ

Е. В. Чехунов

(Москва)

В работе [1] получены стационарные решения уравнений разряда в области изменения мощности источника внешней ионизации Q , разрядного тока j и напряжения U , в которой нет ударной ионизации в положительном столбе, а напряжение меньше пробивного.

В данной работе рассматривается более широкий диапазон изменения Q , U , j , в частности, рассматриваются такие токи, при которых существенна ударная ионизация в положительном столбе, а напряжение больше пробивного.

Разряд в газе с внешней ионизацией можно описать следующей системой уравнений [1, 2]:

$$(1) \quad \frac{\partial q_-}{\partial t} + \frac{\partial j_-}{\partial x} = \alpha j_- + Q - \beta q_- q_+, \quad \frac{\partial q_+}{\partial t} - \frac{\partial j_+}{\partial x} = \alpha j_- + Q - \beta q_- q_+,$$

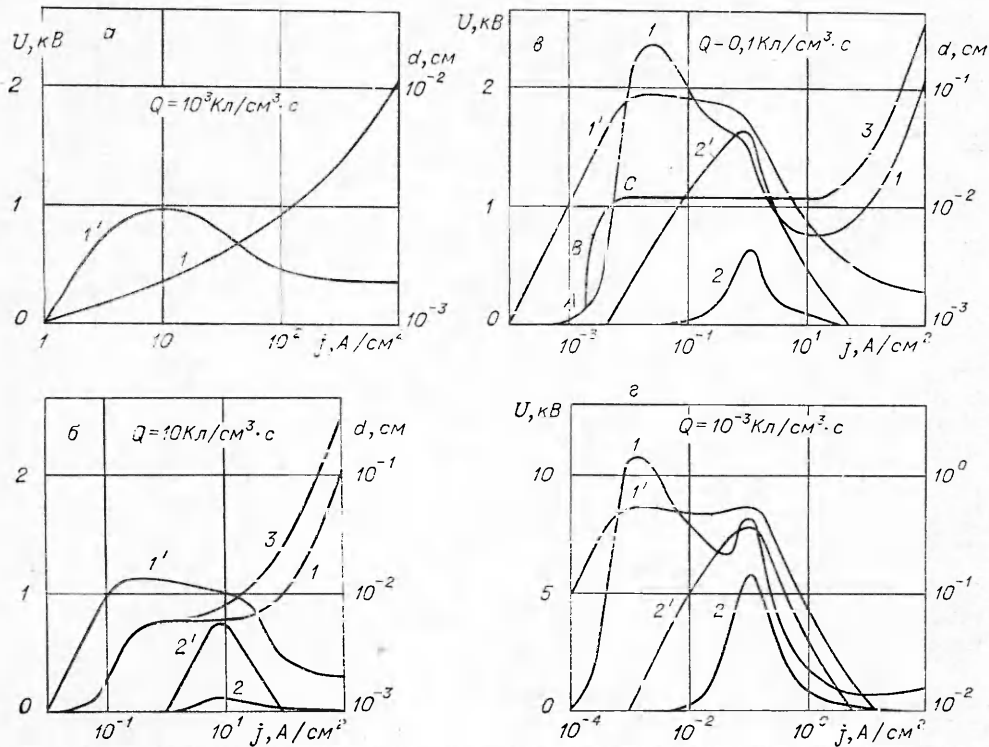
$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{1}{\varepsilon} (q_- - q_+), \quad j_-(0) = \gamma j_+(0), \quad j_+(d) = 0, \quad \int_0^d E dx = U,$$

где q_- и q_+ — плотности зарядов электронов и ионов; j_- и j_+ — плотности токов электронов и ионов; α — коэффициент ударной ионизации; β — коэффициент рекомбинации; γ — коэффициент вторичной эмиссии на катоде за счет действия ионного удара.

В данной работе используются такие же параметры для азота, что и в [1]. Давление принято равным атмосферному, коэффициент $\gamma = 0,01$. Метод численного решения стационарной и временной системы (1) описан в [1].

На фиг. 1, $a - z$ представлены катодное U_K (кривая 1) и анодное U_a (кривая 2) падения и катодное d_K (кривая 1') и анодное d_a (кривая 2') расстояния разряда с внешней ионизацией для мощности источника внешней ионизации $Q = 10^3, 10, 10^{-1}, 10^{-3}$ Кл/см³·с в зависимости от разрядного тока j (для $Q = 10^3$ Кл/см³·с анодное падение не показано, так как оно пренебрежимо мало).

Из сравнения фиг. 1, $a - z$ видно, что при одинаковом токе катодное падение для меньших Q всегда больше. При $Q \geq 10$ Кл/см³·с катодное падение монотонно увеличивается с ростом разрядного тока. При $Q \leq 10^{-1}$ Кл/см³·с катодное падение — немонотонная функция j . Это приводит к тому, что при таких Q вольт-амперные характеристики разряда могут иметь участок отрицательной проводимости [1, 2]. При боль-



Ф и г. 1

ших токах, когда в положительном столбе $\alpha j_- \gg Q$, катодное падение не зависит от Q и увеличивается с ростом тока.

Из сравнения фиг. 1, б — г видно, что анодное падение при одинаковом разрядном токе всегда меньше катодного и существенно лишь для относительно малых Q в узкой области изменения j .

Знание катодного и анодного падений позволяет строить вольт-амперные характеристики разряда с такими междуэлектродными расстояниями, для которых $d_a + d_k < d$. В этом случае полное падение напряжения равно $U = U_k + U_a + E_0(d - d_k - d_a)$, где E_0 — напряженность электрического поля в положительном столбе и находится из уравнения $\alpha j_- + Q - \frac{d}{d} \bar{j}_+ = 0$.

Из сравнения фиг. 1, а — г видно, что при одинаковом разрядном токе сумма d_k и d_a меньше при большем Q .

Зафиксируем междуэлектродное расстояние $d = 0,02$ см.

Из фиг. 1, а, б видно, что для $Q \geq 10$ Кл/см³·с во всей области изменения j $d_k + d_a < 0,02$ см. На фиг. 1, б (кривая 3) показана вольт-амперная характеристика, полученная указанным выше способом.

Из фиг. 1, в, г видно, что для $Q \leq 10^{-1}$ Кл/см³·с в некоторой области изменения j сумма d_k и d_a превышает 0,02 см. Покажем, как строится вольт-амперная характеристика в этом случае.

При малых напряжениях ударная ионизация незначительна. Из прикатодного слоя вытягиваются заряды, образуется катодное падение, на которое приходится практически все приложенное напряжение. В прикатодном слое можно пренебречь рекомбинацией. Тогда стационар-

ное решение (1), справедливое вплоть до напряжения $U = (d^2/2)\sqrt{Qp/\epsilon\mu_+}$, имеет вид (участок до точки *A* кривой *З* на фиг. 1, *e*):

$$j = (1 + \gamma) Q d_{\kappa}, \quad U = \frac{d^2}{2} \sqrt{Qp/\epsilon\mu_+},$$

где μ_+ — подвижность ионов; p — давление газа. При больших напряжениях наступает насыщение плотности тока (участок между точками *A* и *B* кривой *З* на фиг. 1, *e*):

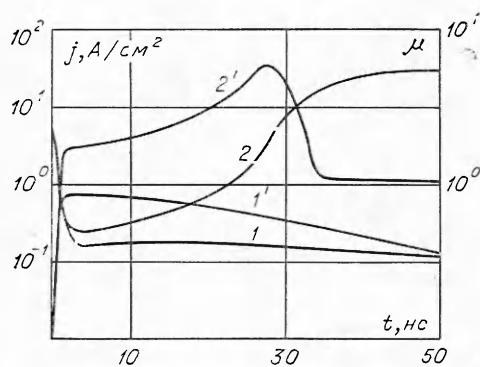
$$j = (1 + \gamma) Q d.$$

При дальнейшем повышении U начинает играть роль ударная ионизация. Так как $\partial E/\partial x \ll E/d$, $E = U/d$, то можно полагать $\alpha = \text{const}$. В этом случае решение имеет вид (участок между точками *B* и *C* кривой *З* на фиг. 1, *e*)

$$(2) \quad j = \frac{Q(1 + \gamma) [\exp(\alpha d) - 1]}{\alpha [1 - \gamma (\exp(\alpha d) - 1)]}.$$

При некотором напряжении U_* вольт-амперная характеристика претерпевает резкий скачок, природу которого можно понять, рассмотрев развитие разряда во времени.

На фиг. 2 показана зависимость тока от времени для $U = 1,05 \text{ кВ} < U_*$ (кривая 1) и $1,1 \text{ кВ} > U_*$ (кривая 2). В начальный момент времени задавалась плотность зарядов $q_- = q_+ = \sqrt{Q/\beta}$. За времена порядка $\tau = d/v_-$, $v_- = \mu_- U/pd$ из междуэлектродного промежутка вытягиваются электроны, поле деформируется, возрастает ударная ионизация. В случае $U = 1,05 \text{ кВ} < U_*$ ударная ионизация полностью не компенсирует процесс вытягивания ионов из междуэлектродного промежутка, деформация поля с течением времени уменьшается, имеет место стационарное решение (2). В случае $U = 1,1 \text{ кВ} > U_*$ вследствие ударной ионизации в междуэлектродном промежутке накапливаются заряды, ток растет, решение выходит на квазистационарный режим с положительным столбом и катодным и анодным падениями.



Ф и г. 2

На фиг. 2 представлена зависимость коэффициента размножения $\mu = \gamma \left[\exp \left(\int_0^d \alpha dx \right) - 1 \right]$ от времени. В случае $U = 1,05 \text{ кВ} < U_*$ (кривая 1') μ всегда меньше 1. В случае $U = 1,1 \text{ кВ} > U_*$ (кривая 2') во время вытягивания электронов μ становится больше 1.

Таким образом, определение напряжения зажигания U_* сводится к решению уравнения $\gamma \left[\exp \left(\int_0^d \alpha dx \right) - 1 \right] = 1$, причем поле E линейно по x , а его наклон определяется по начальной плотности ионов $q_+ =$

$=\sqrt{Q/\beta}$. При Q , стремящемся к нулю, напряжение зажигания U_* стремится к пробивному напряжению при однородном поле E , которое при наших параметрах равно

$$U_{\text{пр}} = 1,35 \text{ кВ.}$$

При напряжениях, больших U_* , стационарное решение (1) попадает на ветвь, соответствующую разрядным токам, при которых в положительном столбе $\alpha j_- \gg Q$.

Отметим, что стационарное решение (1) зависит от начальных условий. Это связано с тем, что напряжение зажигания U_* зависит, вообще говоря, от начальной плотности зарядов, а не от Q . Если, например, при $Q = 0,1 \text{ Кл/см}^3 \cdot \text{с}$ начальная плотность зарядов выше, чем $q_- = q_+ = \sqrt{Q/\beta}$, а $U = 1,05 \text{ кВ}$, то реализуется стационарное решение с положительным столбом и катодным и анодным падениями, а не (2). Таким образом, представленные на фиг. 1, б, в вольт-амперные характеристики относятся к случаю, когда начальная плотность зарядов равна $q_- = q_+ = \sqrt{Q/\beta}$.

Стационарное решение (1) существует при любых напряжениях и любой мощности источника внешней ионизации. Но при больших плотностях тока стационарное протекание разряда неосуществимо из-за различного рода неустойчивостей [2, 3]. Однако известно [4], что при напряжениях, даже в два раза превышающих пробивное напряжение, наблюдается фаза объемного горения разряда, которая описывается (1). В случае $d = 0,02 \text{ см}$ при таких напряжениях ($U \sim 2,7 \text{ кВ}$) время выхода на квазистационарный режим составляет несколько наносекунд. Так как время развития неустойчивостей больше, то в течение некоторого времени реализуется режим объемного разряда с характеристиками, представленными на фиг. 1.

Оценка времени горения объемного разряда выходит за рамки данной работы.

Поступила 14 VI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Захаров В. В., Карпиков А. А., Чехунов Е. В. Объемный газовый разряд в азоте со стационарной внешней ионизацией. — ЖТФ, 1976, т. 46, № 9.
2. Велихов Е. П., Голубев С. А., Земцов Ю. К., Паль А. Ф., Персианцев И. Г., Письменный В. Д., Рахимов А. П. Несамостоятельный стационарный газовый разряд в смесях N_2 , CO при атмосферном давлении с ионизацией электронным пучком. — ЖЭТФ, 1973, т. 65, № 2(8).
3. Велихов Е. П., Голубев С. А., Ковалев А. С., Персианцев И. Г., Письменный В. Д., Рахимов Т. В. Стационарный несамостоятельный разряд в молекулярных смесях повышенного давления. — «Физика плазмы», 1975, т. 1, № 5.
4. Бычков Ю. П., Озипов В. В., Савин В. В. Исследование разряда в смеси газов CO_2 , N_2 , He при высоком давлении. — ЖТФ, 1976, т. 46, № 7.