

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 5 — 1972

УДК 537.523.74

Г. В. СМИРНИЦКАЯ, Г. А. ЕГИАЗАРЯН

К ВОПРОСУ О ТОКЕ В РАЗРЯДЕ С ОСЦИЛЛИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Для разряда с осциллирующими электронами приводится вывод формулы зависимости разрядного тока от параметров с учетом осевого падения потенциала. Оценено влияние осевого градиента потенциала на величины объемного заряда и разрядного тока при различных значениях физических и геометрических параметров разряда в разных газах.

В работах [1—4] при выводе формул, связывающих силу разрядного тока I_p с другими параметрами в разряде с осциллирующими электронами, пренебрегалось электрическим полем вдоль оси z . Выбор такой аппроксимации оправдан тем, что разрядный ток зависит в основном от процессов, развивающихся внутри анода по радиусу вблизи плоскости симметрии разряда, где значение градиента потенциала вдоль оси z мало. В [4, 5] учитывалось изменение потенциала центра V_0 в разрядной ячейке в результате нарастания объемного заряда вследствие развития процессов по r . Между тем измерения [6] показали, что при слабых H осевой градиент потенциала внутри анода может быть значительным. Неучет при слабых H поля вдоль оси z при вычислении объемного заряда и тока приводит к значениям I_p на 30—50%, а в отдельных случаях в 2 раза больше, чем экспериментальные значения [4].

В настоящей работе при выводе формулы для разрядного тока учтено также поле вдоль оси z . Оценено влияние осевого градиента потенциала на величину объемного заряда и разрядного тока при различных значениях физических и геометрических параметров разряда в разных газах.

Формула для разрядного тока в зависимости от параметров получается из решения уравнения непрерывности:

$$i = -2\pi r v(r), \quad (1)$$

где i — ток на единицу длины анода, уравнения Пуассона для аксиально-симметричного двухмерного поля:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi \rho \quad (2)$$

и уравнения движения электрона в скрещенных (E, H) полях в ячейке типа Пеннинга [7]:

$$v(r) = Mv_c r, \quad (3)$$

где $v(r)$ — скорость электронов по r ,

$$M = \frac{\sqrt{2\theta^2 + 1} + \sqrt{2\theta^2 - \beta^2}}{2\sqrt{2(\theta^2 - \beta^2)}} - 1,$$

$$\theta = \frac{eH}{2mc}; \quad \beta^2 = 2 \frac{e(V_a - V_0)}{mr_a^2},$$

v_c — частота столкновений электронов с атомами газа, r_a — радиус анода, V_a — потенциал анода.

Распределение потенциала вблизи оси и в области, близкой к плоскости симметрии разрядного промежутка ($z=0$), в горящем разряде аппроксимируется выражением

$$V(r, z) = \frac{V_a - V_0}{r_a^2} r^2 - \frac{V_0}{d^2} z^2 + V_0, \quad (4)$$

d — расстояние от катода до центра разрядного промежутка.

Рассмотрим влияние осевого градиента потенциала на разрядный ток. Пусть параметры разряда таковы, что отрицательный пространственный заряд преобладает во всей области внутри анода. Тогда, учитывая при решении уравнений (1)–(3) выражение (4), получаем для разрядного тока следующее выражение:

$$I_p = \left\{ \frac{\sqrt{2\theta^2 + 1} + \sqrt{2\theta^2 - \beta^2}}{2\sqrt{2(\theta^2 - \beta^2)}} - 1 \right\} \left(\frac{m}{e} \beta^2 - \frac{V_0}{d^2} \right) v_{c1} p l_a r_a^2, \quad (5)$$

где v_{c1} — частота соударений электрона с атомами газа при $p=1$ мм рт. ст., p — давление газа, l_a — длина анода.

Опыты [6] показали, что при слабых H и низких p плотность отрицательного пространственного заряда мала и он сосредоточен внутри анода только вблизи плоскости симметрии разряда. Потенциал центра несколько понижается, и кривые $V(z, 0)$ в этой области идут ниже, чем в отсутствие разряда. При этом вблизи катода преобладает положительный пространственный заряд, который поднимает кривую осевого падения потенциала $V(z, 0)$, создавая большое катодное падение потенциала V_{01} . Полагая, что максимум плотности положительного пространственного заряда на оси находится на расстоянии δ от катода, учитывая сказанное, формулу (5) для I_p запишем в виде:

$$I_p = \left\{ \frac{\sqrt{2\theta^2 + 1} + \sqrt{2\theta^2 - \beta^2}}{2\sqrt{2(\theta^2 - \beta^2)}} - 1 \right\} \left(\frac{m}{e} \beta^2 - \frac{V_0 - V_{01}}{(d - \delta)^2} \right) v_{c1} p l_a r_a^2. \quad (6)$$

Из экспериментов [6] следует также, что по мере увеличения H и p катодное падение V_{01} уменьшается, максимум положительного пространственного заряда приближается к катоду ($\delta \rightarrow 0$), формула (6) переходит в формулу (5).

Формулы (5) и (6) отличаются от формулы (11) работы [4] членами $\frac{V_0}{d^2}$ и $\frac{V_0 - V_{01}}{(d - \delta)^2}$, которые определяются осевым градиентом потенциала.

Концентрация электронов в анодной области при слабых H при наличии большого катодного падения потенциала равна

$$n_e = \frac{V_a - V_0}{\pi r_a^2 e} - \frac{|V_0 - V_{01}|}{2\pi e (d - \delta)^2}. \quad (7)$$

При более сильных H , когда во всей области внутри анода преобладает отрицательный пространственный заряд, n_e определяется из выражения

$$n_e = \frac{V_a - V_0}{\pi r_a^2 e} - \frac{V_0}{2\pi e d^2}. \quad (8)$$

Максимальная концентрация электронов достигается при $V_0 \simeq 0$ и равна

$$n_{e\max} = \frac{V_a}{\pi r_a^2 e}. \quad (9)$$

В условиях горящего разряда наличие внутри анода отрицательного пространственного заряда приводит к тому, что всегда члены $\left(\frac{m}{e}\beta^2 - \frac{V_0}{d^2}\right)$ и $\left(\frac{m}{e}\beta^2 - \frac{V_0 - V_{01}}{(d - \delta)^2}\right)$ выражений (5) и (6) больше нуля. Это подчеркивает характерную особенность рассматриваемого типа разряда — накопление в процессе формирования разряда отрицательного пространственного заряда; последний необходимо учитывать при рассмотрении механизма разряда.

При вычислении I_p по формулам (5) и (6) значения потенциалов V_0 , V_{01} и границы катодного падения δ определялись экспериментально. При значениях H , для которых внутри анода преобладает отрицательный пространственный заряд потенциал центра V_0 может быть вычислен по формуле (5) работы [8]

$$(Hr_a)^2 = \frac{4mc^2}{e} \left\{ \psi + \frac{3\psi(\psi - V_i)\sigma_c}{4\pi a_0^2 R M_i^2 [(\ln C_i \psi)^2 - (\ln C_i V_i)^2]} \right\}, \quad (10)$$

где $\psi = V_a - V_0$, R — ридбергова единица энергии, M_i и C_i — const для данного газа, σ_c — поперечное сечение соударения, a_0 — радиус первой орбиты атома водорода. Частота соударений электрона с атомами газа при $p = 1$ мм рт. ст. равна

$$v_{c1} = 2\sigma_{c1} c \frac{V_a - V_0}{Hr_a}. \quad (11)$$

Сравнение вычисленных значений для I_p с экспериментальными показывает, что при больших V_a ($V_a > 1000$ в) и низких p ($p < 10^{-4}$ мм рт. ст.), когда радиальное падение потенциала велико и средняя скорость электрона на орбите $\sim 5 \cdot 10^8 - 10^9$ см/сек, теория удовлетворительно согласуется с экспериментом, если при определении v_{c1} по формуле (11) считать $\sigma_{c1} = \text{const}$ ($\sigma_{c1} = 1/\lambda_{e1}$). Однако предположение постоянства σ_{c1} для малых V_a ($V_a \leq 1000$ в) и $p \geq 10^{-4}$ мм рт. ст. дает для вычисленных значений I_p величину в 2—3 раза меньше, чем I_p , полученные при измерениях. Средняя скорость электронов на орбите при таких значениях параметров разряда $1 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^8$ см/сек. Согласно работе [9] поперечное сечение соударения электрона с атомом газа при таких значениях скоростей увеличивается с уменьшением скорости электронов. Для таких значений параметров разряда теория удовлетворитель-

но согласуется с экспериментом, если считать частоту соударений постоянной и для азота $v_{cl}=1,2-2 \cdot 10^{10}$ 1/сек [2].

На рис. 1 приведены экспериментальные и теоретические (вычисленные по формуле (5)) зависимости $I_p=f(H)$ для различных значе-

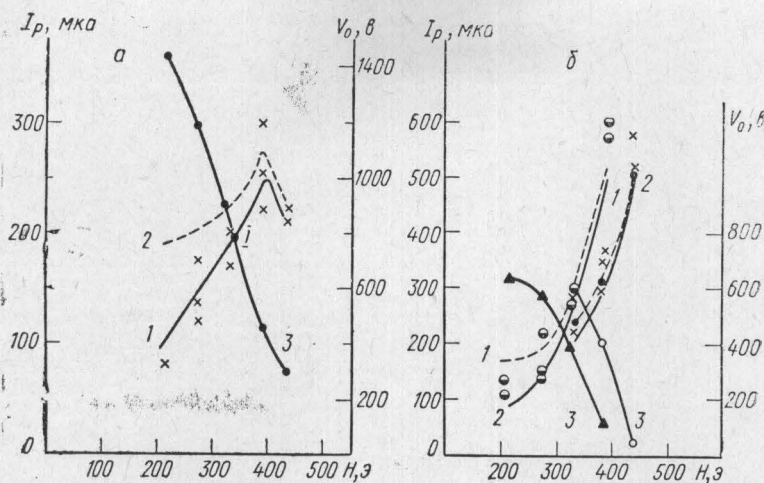


Рис. 1. Зависимость $I_0=f(H)$ и $V_0=f(H)$ а: $V_a=2500$ в, $p=2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. N_2 , $r_a=1,75$, $l_a=2,5$, $d=2$ см; б: $V_a=1500$ в, $p=5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. N_2 , $r_a=1,25$, $l_a=2,5$, $d=2$ см; 1 — теория при $E_z=0$, 2 — теория при $E_z \neq 0$ и 3 кривая $V_0=f(H)$

ний физических и геометрических параметров разряда. Показана также измеренная зависимость потенциала центра V_0 от магнитного поля.

Для сравнения на том же рисунке приведены значения $I_p=f(H)$, вычисленные при пренебрежении осевым падением потенциала. Видно, что учет поля по оси z приводит при слабых H к завышенным вычисленным значениям I_p по сравнению с экспериментальными.

С увеличением магнитного поля отрицательный пространственный заряд растет, потенциал центра уменьшается, влияние осевого падения потенциала также уменьшается и обе теоретические кривые сближаются. Влияние поля E_z тем больше, чем меньше расстояние $2d$ между катодами и чем больше радиус анода, оно также увеличивается при уменьшении давления газа.

На рис. 2 приведены экспериментальные и теоретические зависимости $\frac{I_p}{pl_a}$ от (Hr_a) для различных значений физических и геометрических параметров разряда в разных газах. Чем больше вероятность ионизации данного газа, тем больше плотность отрицательного пространственного заряда, поэтому влияние z компонента электрического

$V_a=2500$ в, $p=6 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст., $d=2$ см,
 $l_a=2,5$ см

$H \cdot r_a$ эрст.см	V_0 , в	V_{01} , в	δ
365	1600	1300	$\frac{1}{5} d$
450	1300	1100	$\frac{1}{7} d$
530	1000	800	$\frac{1}{10} d$
610	700	500	$\frac{1}{12} d$
685	400	200	$\frac{1}{20} d$
760	100	—	—

поля уменьшается и проявляется в меньшем диапазоне значений магнитного поля. Как видно из рис. 2 (например, для N_2), кривые, вычисленные по формуле (5), при слабых H идут ниже экспериментальных.

В таблице приведены для разных (Hr_a) значения δ , V_0 , V_{01} , измеренные методом, описанным в работе [6]. На рис. 2 приведена кривая 3 $\frac{I_p}{pl_a} = f(H \cdot r_a)$, вычисленная по формуле (6). Видно, что в этом случае теоретическая кривая идет несколько выше и лучше согласуется

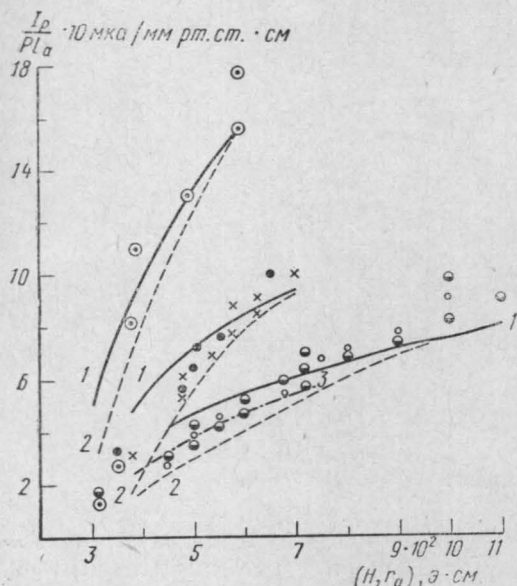


Рис. 2. Кривые $I_p/pl_a = f(Hr_a)$ в разных газах Кг — $V_a = 2500$ в, $r_a = 1,75$, $d_0 = 2$, $l_a = 2,5$ см; $\times$ — $p = 3 \cdot 10^{-5}$, $\bullet$ — $p = 10^{-4}$ мм рт. ст. Хе — $\odot$ — $V_a = 2000$ в, $p = 2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., $r_a = 1,75$, $d = 2$, $l_a = 2,5$ см; N_2 — $\ominus$ — $l_a/r_a = 1,43$, $\frac{\alpha - l_a/2}{\alpha} = 0,38$, $p = 6 \cdot 10^{-6}$ — 10^{-4} мм рт. ст. Аг — $\circ$ [2]. 1 — теория при $E_z = 0$; 2 — теория при $E_z \neq 0$ по (5), 3 — теория для N_2 по (6)

с экспериментальной. По мере увеличения H кривые, вычисленные по формулам (5) и (6), сближаются.

Таким образом, исследования показывают, что в 1-м режиме [4] разряда с осциллирующими электронами при значениях параметров разряда, для которых осевое падение потенциала велико, учет последнего приводит к лучшему согласию теории с экспериментом. Влиянием осевого падения потенциала на величину объемного заряда и разрядного тока можно пренебречь при значениях H , для которых $I_p = f(H)$ приближается к максимуму.

В заключение авторы выражают благодарность проф. А. А. Рухадзе за полезную дискуссию и проф. Э. М. Рейхруделью за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jepsen R. L. J. Appl. Phys., **32**, No. 12, 261, 1961.
2. Schuurman W. Dissert. Utrecht., 1966.
3. Попов Ю. С. ЖТФ, **37**, вып. 1, 118, 1967.
4. Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В., Нгуен Хуу Ти. ЖТФ, **39**, вып. 6, 1052, 1969.
5. Смирницкая Г. В., Нгуен Хуу Ти. ЖТФ, **39**, вып. 6, 1044, 1969.
6. Мавлянов А. Н., Смирницкая Г. В. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., **11**, № 2, 1971.
7. Смирницкая Г. В., Нгуен Хуу Ти. ЖТФ, **39**, вып. 4, 694, 1969.
8. Смирницкая Г. В., Нгуен Хуу Ти. ЖТФ, **40**, вып. 5, 1005, 1970.
9. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., Госатомиздат, 1961.

Поступила в редакцию
17.5 1971 г.

Кафедра
общей физики для биологов