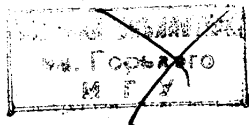




Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 1 — 1969



УДК 537.525

Г. В. СМЕРНИЦКАЯ, НГУЕН ХЫУ ТИ

О ПЕРЕХОДЕ ПЕННИНГОВСКОГО РАЗРЯДА ОТ РЕЖИМА С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ К ПЛАЗМЕННОМУ РЕЖИМУ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ДАВЛЕНИЯ ГАЗА

Выведено соотношение, связывающее давление с другими параметрами при переходе пеннинговского разряда от режима с отрицательным пространственным зарядом к плазменному режиму при изменении давления газа. Теоретические зависимости сравниваются с экспериментальными для разных газов (He, Kr, N₂).

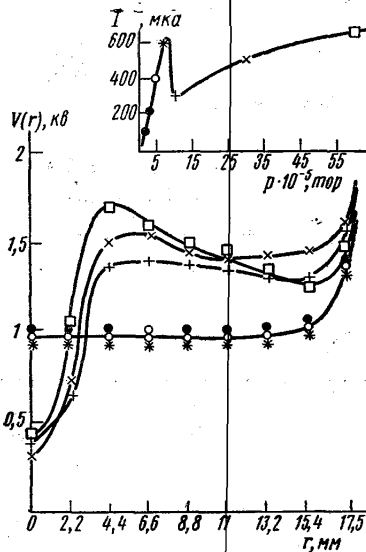
Существование двух режимов самостоятельного разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях в зависимости от параметров отмечено в [1—5]. В [1] измерено радиальное распределение потенциала в разряде обращенного цилиндрического магнетрона в режиме с отрицательным и в режиме с положительным пространственным зарядом. В работе [2] автор, исходя из того, что значение суммарного пространственного заряда определяется временем пребывания электронов и ионов в объеме, получил зависимость давления $p_{\text{пер}}$, при котором происходит переход от одного режима к другому, от параметров для разряда в цилиндрическом магнетроне. В [4] выведена формула, связывающая $p_{\text{пер}}$ с другими параметрами пеннинговского разряда. Считается, что ионы уходят из разряда лишь за счет тепловой скорости, последнее предположение возможно только при больших H , когда осевое падение потенциала мало. Теоретические значения согласуются с экспериментальными только по порядку величин.

Определение зависимости $p_{\text{пер}}$ от параметров разряда представляет интерес не только для выяснения механизма разряда. Значение $p_{\text{пер}}$ определяет верхнюю границу давления газа, ниже которой зависимость тока от давления в пеннинговском и магнетронном манометрах сохраняется линейность.

В настоящей работе получено выражение, связывающее $p_{\text{пер}}$ с другими параметрами в пеннинговском разряде. В основу расчета положено предположение, что электроны уходят на анод в результате соударений с атомами газа; ионы же уходят на катод без соударений, и скорость их ухода из объема определяется электрическим полем вдоль оси z , т. е. величиной потенциала центра V_0 , который в свою очередь зависит от параметров разряда.

Вывод формулы, связывающей $p_{пер}$ с параметрами разряда

Измерения распределения потенциала в пеннинговском разряде [5] показали, что при низких давлениях ($<10^{-4}$ тор) и слабых магнитных полях, когда вдоль оси z имеется достаточно сильное электрическое поле, средняя скорость ухода ионов \bar{v}_i из объема много больше средней скорости ухода электронов \bar{v}_e . Так, для разряда в N_2 при $p=2 \cdot 10^{-5}$ тор, $V_a=2000$ в, $H=330$ эрст, $r_a=1,75$ см, $\nu_{e1}=1,2 \cdot 10^{10}$ сек $^{-1}$ получим: $V_0=950$ в, $\frac{\bar{v}_e}{\bar{v}_i} = \frac{1,1 \cdot 10^4}{6,6 \cdot 10^6} = 1,67 \cdot 10^{-3}$ (в разряде преобладает



ис. 1. Изменение разрядного тока и радиального падения потенциала при переходе к плазменному режиму $V_a=2$ кв, $H=330$ эрст, $r_a=1,75$, $d=3$, $l_a=5$ см; \circ — $p=10^{-5}$, \bullet — $p=5 \cdot 10^{-5}$, \ast — $p=7 \cdot 10^{-5}$, \oplus — $p=10^{-4}$, \times — $p=3 \cdot 10^{-4}$, \square — $p=6 \cdot 10^{-4}$ тор

При этом разряд скачком переходит к плазменному режиму. Переход сопровождается изменением распределения потенциала. Из рис. 1 видно, что компенсация отрицательного пространственного заряда положительным зарядом ионов сопровождается резким уменьшением радиального падения потенциала, следствием чего является скачкообразное уменьшение тока. Переход ко второму режиму сопровождается также изменением характера свечения разряда. Если при низких давлениях четко виден светящийся пучок вдоль оси, то при переходном давлении свечение размывается, расширяется и заполняет всю анодную область.

В некоторых газах, например в He, при переходе ко второму режиму наблюдались интенсивные шумы и колебания, которые, по-видимому, играют некоторую роль в изменении скорости ухода электронов на анод и в переходе ко второму режиму.

Найдем давление $p_{пер}$, считая, что переход наступает при

$$n_e = n_i, \quad (1)$$

где n_i — концентрация ионов.

отрицательный объемный разряд). Если эффективный коэффициент вторичной эмиссии много меньше единицы, то радиальное падение потенциала, а следовательно, и средняя вероятность ионизации по радиусу не зависят от давления [7]. Это подтверждается измерениями радиального распределения потенциала $V(r)$, которое в области линейной зависимости тока от давления мало изменяется при изменении давления и является квадратичной функцией от r . Отсюда следует, что концентрацию электронов по r можно считать постоянной по сечению и не зависящей от давления. Поэтому при увеличении давления уменьшается время между столкновениями и, следовательно, время ухода электронов на анод.

Увеличение давления приводит к увеличению частоты ионизации ν_i , а значит и числа ионов, образуемых в единице объема за единицу времени: $n_e \cdot \nu_i$. По мере увеличения давления отношение концентрации электронов к концентрации ионов в объеме непрерывно увеличивается и при некотором значении давления оно может стать сравнимо с единицей.

Ионы, возникшие в объеме, уходят на катод, совершая колебания около оси разряда. Период колебаний ионов, образовавшихся в одной и той же плоскости z внутри анода, одинаков [6], и время ухода этих ионов на катод зависит только от поля по оси z . Число ионов, возникших за единицу времени в слое $d\xi$, перпендикулярном к оси, равно

$$v_i(\xi) \cdot n_e(\xi) d\xi,$$

где $n_e(\xi)$ — плотность электронов в разряде в точке с координатой ξ , $v_i(\xi)$ — частота ионизации в соответствующей точке. Эти ионы, пролетая расстояние $z - \xi$, попадают в слой dz . Здесь составляющая их скорости по оси z будет

$$v_i(z) = \sqrt{\frac{2e}{M} [V(\xi) - V(z)]},$$

где M — масса иона. Полная плотность объемного заряда ионов, которую они создают, пролетая слой dz , равна

$$n_i(z) = \int_0^z \frac{v_i(\xi) \cdot n_e(\xi) d\xi}{\sqrt{\frac{2e}{M} [V(\xi) - V(z)]}}. \quad (2)$$

Поле вдоль оси z разряда описывается уравнением

$$V(z) = V_0 \left(1 - \frac{z^2}{d^2} \right), \quad (3)$$

где d — расстояние между катодом и центром разрядного промежутка. Пренебрегая эффектами у краев анода и считая, что $v_i(\xi)$ и $n_e(\xi)$ постоянны внутри анода, из уравнений (2) и (3) получим

$$n_i = \frac{p \cdot v_{i_1} \cdot n_e \cdot \pi \cdot d}{2} \sqrt{\frac{M}{2eV_0}}, \quad (4)$$

где v_{i_1} — частота ионизации электронами при давлении $p = 1$ тор. Учитывая условие (1), из (4) получаем давление перехода:

$$p_{\text{пер}} = \frac{2}{\pi v_{i_1} d} \sqrt{\frac{2eV_0}{M}}. \quad (5)$$

Сравнение теории с экспериментом

Как видно из формулы (5), для вычисления $p_{\text{пер}}$ необходимо знать потенциал центра V_0 и частоту ионизации v_{i_1} . Потенциал центра может быть измерен для всех значений V_a и $H \cdot r_a$ [5], а для больших V_a и относительно малых $H \cdot r_a$ (режим 1) приближенно вычислен по уравнению (19) работы [7].

Частота ионизации будет $v_{i_1} = \bar{W}_i \cdot v_{c_1}$, где \bar{W}_i — средняя вероятность ионизации, v_{c_1} — частота соударений при $p = 1$ тор. При параметрах данного разряда:

$$v_{c_{N_2}} = \langle \sigma_i v \rangle = 2 \cdot 10^{10} \cdot p, \quad [3],$$

$$v_{c_{\text{He}}} = 2,3 \cdot 10^9 \cdot p, \quad [8, 9],$$

где σ_c — полное сечение соударения электрона с атомом газа.

Если известен потенциал центра, то средняя вероятность ионизации при малых Hr_a и относительно больших V_a (когда при $p < p_{\text{пер}}$ влиянием заряда положительных ионов в распределении потенциала можно пренебречь) дается формулой [7]

$$\bar{W}_i = \frac{6mc^2(V_a - V_0)}{e(Hr_a)^2 - 4mc^2(V_a - V_0)}. \quad (6)$$

При больших Hr_a и относительно малых V_a при $p < p_{\text{пер}}$ в распределении потенциала становится существенным влияние заряда положительных ионов. Для этих значений полей потенциал центра измерялся «ионно-кинетическим» методом [11], а средняя вероятность ионизации определялась по формуле [7, 12]:

$$\bar{W}_i = \frac{\mu}{V_a - V_0 - V_i} \left\{ \ln \frac{V_a - V_0 + c}{V_i + c} - \frac{V_a - V_0 - V_i}{V_a - V_0 + c} \right\}, \quad (7)$$

где V_i — потенциал ионизации данного газа, $\mu = 4W_m(V_m - V_i)$, $c = V_m - 2V_i$; W_m — значение максимальной вероятности ионизации, соответствующее потенциалу V_m для данного газа. В табл. 1 приведены значения V_0 (вычисленные и измеренные) и значения \bar{W}_i , вычисленные по (6) и (7) при разных $H \cdot r_a$ для разряда в N_2 .

Таблица 1

N_2	$V_a = 2000 \text{ в}$	$r_a = 1,75 \text{ см}$	$v_{c_1} = 2 \cdot 10^{10} \text{ 1/сек}$	
$Hr_a \cdot 10^2, \text{ эрст. см}$	\bar{W}_i	$v_i \cdot 10^{10} \text{ 1/сек}$	$V_0, \text{ в}$	$\frac{\sqrt{V_0}}{v_{c_1}} \cdot 10^{-10} \text{ в } \sqrt{\theta} \cdot \text{сек}$
2,92	0,29	0,58	1400*	66
3,92	0,27	0,54	1050*	59
4,8	0,23	0,46	700*	57,5
5,76	0,21	0,42	350*	45
6,8	0,18	0,36	120**	30
8	0,18	0,36	120**	30
10	0,18	0,36	120**	30
11	0,18	0,36	120**	30

* Значения V_0 , вычисленные, совпадающие с измеренными.

** Значения V_0 , измеренные.

На рис. 2 приведены теоретические и экспериментальные значения $p_{\text{пер}}$ как функции Hr_a для N_2 и экспериментальные кривые для He и Кг.

При малых Hr_a и относительно больших V_a , когда при $p < p_{\text{пер}}$ разрядный ток с ростом Hr_a растет, в разряде преобладает отрицательный объемный заряд, который по мере увеличения Hr_a увеличивается.

При этом $\frac{\sqrt{V_0}}{v_{c_1}}$ уменьшается и $p_{\text{пер}}$ в этой области значений Hr_a с ростом Hr_a уменьшается. При больших Hr_a сильное уменьшение высо-

ты циклоиды для электронов, колеблющихся вблизи оси, приводит к образованию большого отрицательного объемного заряда, внутри которого ионизацией можно пренебречь. Уменьшение осевого падения потенциала замедляет уход ионов на катод и положительный заряд ионов повышает потенциал в той части разрядного промежутка, где имеет место ионизация электронами по r [5]. Увеличение $H \cdot r_a$ при этом приводит к удержанию большего числа электронов вблизи оси, но одновременно затрудняет уход ионов на катоды. Поэтому уменьшение V_0 за счет увеличения n_e частично компенсируется действием положительного заряда ионов, и потенциал V_0 при больших значениях $H r_a$ изменяется мало. Вероятность ионизации также не изменяется; поэтому $p_{\text{пер}}$ в этой области значений $H r_a$ остается постоянным.

Вычисления $p_{\text{пер}}$ как функции ($H r_a$) для He дали значения $\sim 10^{-2}$ тор, которые на порядок выше экспериментальных значений.

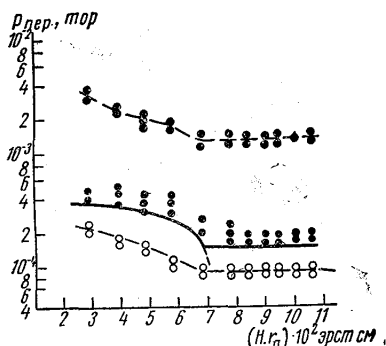


Рис. 2. Кривые $p_{\text{пер}} = f(H r_a)$ в разных газах. $V_a = 2$ кв, $r_a = 1,75$, $d = 3$, $l_a = 2,5$ см теорет.: —, экспер.: —○— Кг, —●— N_2 , —●— He

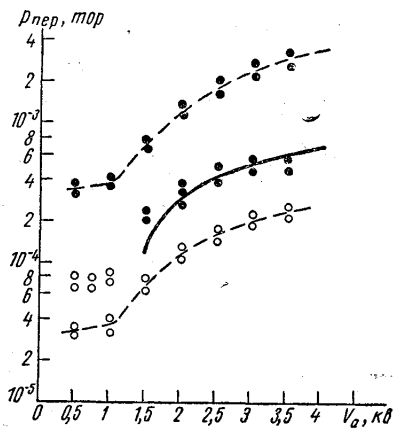


Рис. 3. Кривые $p_{\text{пер}} = f(V_a)$ в разных газах: $H = 330$ эрст., $r_a = 1,75$, $d = 3$, $l_a = 2,5$ см, теорет.: —, экспер.: —○— Кг, —●— N_2 , —●— He

При $p \leq p_{\text{пер}}$ в разряде в He наблюдались интенсивные высокочастотные колебания ($f = 10^9 - 10^{10}$ гц); одновременно энергия электронов вдоль оси z увеличивалась до 50—100 эв.

В работах [10, 14] показано, что в высоковольтном разряде с осциллирующими электронами взаимодействие пучков осциллирующих электронов с плазмой может привести к неустойчивости разряда. Это не учитывалось при выводе формулы (5), чем и может быть объяснено расхождение теории с опытом в гелии.

Наши измерения показали, что в N_2 и Кг при $p \leq p_{\text{пер}}$ интенсивные колебания не наблюдались, колебания с частотой $f = 3 - 4 \cdot 10^{10}$ гц наступали при $p > p_{\text{пер}}$ ($p = 7 \cdot 10^{-4} - 10^{-3}$ тор). Для этих газов можно считать, что при переходе ко второму режиму основным механизмом ухода электронов на анод являются соударения с атомами газа, а скорость ухода ионов на катод определяется осевым падением потенциала.

На рис. 3 приведены кривые зависимости $p_{\text{пер}}$ от анодного напряжения. Опыты [7] показали, что при больших анодных напряжениях V_0 растет линейно с ростом V_a , при этом $\bar{W}_i = \text{const}$. Поэтому согласно (5) $p_{\text{пер}}$ растет с ростом V_a . При малых анодных напряжениях при увели-

чении V_a V_0 — растет, причем \bar{W}_i также растет [7]. Однако отношение $\frac{V\sqrt{V_0}}{\bar{W}_i}$ изменяется мало и $\rho_{\text{пер}}$ при этих значениях V_a остается приблизительно постоянным. Из рис. 2 и 3 видно, что $\rho_{\text{пер}}$ зависит от рода газа. Из кривых $\rho_{\text{пер}}$ для N_2 и Kr можно приблизительно определить частоту ионизации Kr . Из рис. 3:

$$\frac{\rho_{\text{пер } N_2}}{\rho_{\text{пер } Kr}} = 2,6 \pm 0,13. \quad (8)$$

Из формулы (5):

$$\frac{\rho_{\text{пер } N_2}}{\rho_{\text{пер } Kr}} = \frac{v_i Kr}{v_i N_2} \cdot \sqrt{\frac{M_{Kr}}{M_{N_2}}} \cdot \sqrt{\frac{V_0 N_2}{V_0 Kr}}. \quad (9)$$

В табл. 2 приведены экспериментально полученные значения V_0 для N_2 и Kr при разных значениях анодного напряжения. Видно, что $\sqrt{\frac{V_0 N_2}{V_0 Kr}}$ мало изменяется и близок к 1. Поскольку $\sqrt{\frac{M_{Kr}}{M_{N_2}}} = 1,7$, то из (8) и (9) получаем приближенное значение частоты ионизации Kr , равное

$$\frac{v_i}{v_i N_2} = 1,49 \pm 0,1.$$

В работе [13] для энергий электронов в диапазоне от 50—2000 эв экспериментально получено значение

$$\frac{\sigma_i Kr}{\sigma_i N_2} = 1,64 \pm 0,05,$$

где σ_i -сечение ионизации.

Таблица 2

$Hr_a = 5,15 \cdot 10^8$ эрст. см, $p = 1,10^{-5}$ тор			
V_a , в	V_0 , в Kr	V_0 , в N_2	$\sqrt{\frac{V_0 N_2}{V_0 Kr}}$
1000	230	290	1,1
1500	380	470	1,1
2000	540	600	1,05
2500	760	990	1,1
3000	1200	1400	1,08

Опыты также показали, что с увеличением длины анода l_a ($d = \text{const}$) $\rho_{\text{пер}}$ уменьшается. Так, при $H \cdot r_a = 580$ эрст. см, $V_a = 2000$ в в N_2 $\rho_{\text{пер}}$ ($l_a = 5$ см) = $1 \cdot 10^{-4}$ тор, а $\rho_{\text{пер}}$ ($l_a = 2,5$ см) = $3 \cdot 10^{-4}$ тор. Последнее можно объяснить тем, что при длинном аноде осевое поле внутри анода очень слабое, а время пребывания ионов в объеме увеличивается, поэтому компенсация отрицательного объемного заряда происходит при меньших давлениях.

Авторы выражают благодарность проф. Э. М. Рейхруделю за интерес к работе и советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gill W. D., Kay E. Rev. S. Inst., 36, No. 3, 277, 1965.
2. Haefler R. Acta Phys. Austr., 8, No. 13, 213, 1954.
3. Клауер W. J. Appl. Phys., 33, No. 6, 2093, 1962.
4. Schmitt W. Диссертация. Utrecht, 1966.
5. Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В., Нгуен Хыу Ти. ЖТФ (в печати).

6. Смирницкая Г. В., Баберцян Р. П. ЖТФ, 36, вып. 7, 1217, 1966.
7. Смирницкая Г. В., Нгуен Хыу Ти. ЖТФ (в печати).
8. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., Госатомиздат, 1961.
9. Роуз Д., Кларк М. Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции. М., Госатомиздат, 1963.
10. Bliman S., Bouchoule A., Septier A. Comp. Rend., 260, No. 10. 2751, 1965.
11. Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В., Баберцян Р. П. ЖТФ, 36, вып. 7, 1226, 1966.
12. Хавкин Л. П. ЖТФ, 26, вып. 10, 2356, 1956.
13. Schram B. Z., De Heer F. J., Van der Wiel, Kistemaker J. Physica, 31, Nr. 1, 94, 1965.

Поступила в редакцию
25.2 1968 г.

Кафедра
радиотехники