

# Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 2 — 1971

УДК 537—525

А. Н. МАВЛЯНОВ, Г. В. СМИРНИЦКАЯ

## О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПОТЕНЦИАЛА ВДОЛЬ ОСИ В РАЗРЯДЕ С ОСЦИЛЛИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Предложен метод измерения распределения потенциала вдоль оси в пеннинговском разряде при высоком вакууме ( $p < 10^{-4}$  мм рт. ст.). Измерено распределение потенциала при различных значениях  $V_a$ ,  $H$ ,  $p$  и для разных длин анода.

При исследовании физических процессов, происходящих в разряде с осциллирующими электронами, необходимо знать распределение потенциала в разрядной ячейке. В зависимости от условий, существующих в горящем разряде, применяются различные методы измерения распределения потенциала. При давлениях  $\sim 10^{-2}$ — $10^{-3}$  мм рт. ст., когда в разряде имеется плазма (хаотическое движение преобладает над направленным), для измерения распределения потенциала используется метод зондов. В работах [1—6] методом зондов измерено распределение потенциала по  $r$  и по  $z$  и показано, что при  $p \sim 10^{-2}$ — $10^{-3}$  мм рт. ст. в разряде с осциллирующими электронами существует большое падение потенциала вдоль оси разряда, причем потенциал плазмы близок к потенциалу анода.

В [7—8] методом двойных зондов измерено распределение потенциала вдоль оси и по радиусу разряда типа Пеннинга при различных значениях параметров разряда в интервале давлений  $p \sim 10^{-3}$ — $10^{-4}$  мм рт. ст. в условиях, когда направленное движение заряженных частиц преобладает над хаотическим. Однако при  $p < 10^{-4}$  мм рт. ст. искажения, вносимые зондами, распространяются на весь разрядный промежуток, это не позволяет использовать данный метод при низких давлениях.

В [9] для измерения радиального падения потенциала использовался штарк-эффект. При измерениях получается усредненное значение потенциала по лучу зрения. Кроме того, интенсивность излучения падает с уменьшением давления. При  $p \sim 10^{-4}$  мм рт. ст. время экспозиции равняется 30 мин, при еще более низких давлениях время экспозиции может возрасти на несколько порядков.

Зондирование разрядного промежутка электронным пучком использовано в [10] для измерения радиального падения потенциала в зависимости от давления газа. Метод дает лишь качественный ход кривой распределения потенциала по радиусу в разрядной ячейке. Кинетика ионов в пеннинговском разряде исследована в [11].

В [12] описан «ионно-кинетический» метод, с помощью которого можно измерять потенциал центра и распределение потенциала по радиусу в плоскости симметрии ячейки Пеннинга при  $p < 10^{-4}$  мм рт. ст.

В настоящей работе предлагается метод измерения распределения потенциала вдоль оси разряда типа Пеннинга при давлениях  $p < 10^{-4}$  мм рт. ст., при которых упомянутые выше методы измерения непригодны. Предлагаемый метод дополняет «ионно-кинетический» метод измерения радиального падения потенциала.

### Описание метода и результаты измерений

Для определения распределения потенциала в разряде с осциллирующими электронами при низких давлениях ( $p < 10^{-4}$  мм рт. ст.) можно воспользоваться принципом наложения полей [13—14]. Распределение потенциала в межэлектродном промежутке при отсутствии разряда (электролитическая ванна) может быть записано в виде

$$V(r, z) = V_1\psi_1(r, z) + V_2\psi_2(r, z) + \dots + V_k\psi_k(r, z), \quad (1)$$

где  $V_k$  — заданные потенциалы на электродах, функции  $\psi_k(r, z)$  — представляют собой тот частный вид распределения потенциала, который получается, если всем электродам, кроме  $k$ -того, сообщить потенциал нуль, а  $k$ -тому задать потенциал, равный единице;  $\psi_k$  зависят от конфигурации электродов и их взаимного расположения. Число членов  $k$  определяется числом электродов. Для ячейки Пеннинга  $k=3$ .

Распределение потенциала в горящем разряде при наличии пространственных зарядов отличается от распределения (1) и может быть представлено в виде

$$V'(r, z) = V_1\psi_1(r, z) + V_2\psi_2(r, z) + V_3\psi_3(r, z) + V_p(r, z), \quad (2)$$

$V_p(r, z)$  является решением уравнения Пуассона при задании на электродах потенциала, равного нулю.

Пусть потенциал некоторой точки  $M_i(r_i, z_i)$  равен  $V_i(r_i, z_i)$ . Изменим потенциал на каком-нибудь электроде, например на  $k=3$ , на величину  $\Delta V$ . Тогда получим новое распределение потенциала в разрядном промежутке

$$V'_1(r, z) = V_1\psi_1(r, z) + V_2\psi_2(r, z) + (V_3 + \Delta V)\psi_3(r, z) + (V_p(r, z) + \Delta V_p). \quad (3)$$

Потенциал каждой точки  $M_i(r_i, z_i)$  при распределении (3) будет отличаться от потенциала той же точки при распределении (2) на величину

$$\Delta V_i = \Delta V \left[ \psi_3(r_i, z_i) + \frac{\Delta V_p}{\Delta V} \right] = \Delta V \psi'_3(r_i, z_i). \quad (4)$$

Функция  $\psi'(r, z)$ , в отличие от функции  $\psi(r, z)$ , зависит не только от конфигурации электродов, но и от  $H$ ,  $V_a$  и  $p$ . Ионы, выходящие из точек  $M_i(r_i, z_i)$ , при изменении потенциала  $V_3$  на  $\Delta V$  изменяют свою энергию на

$$e\Delta V_i = e\Delta V \psi'_3(r_i, z_i). \quad (5)$$

Это можно использовать для определения потенциала некоторой точки  $M_i(r_i, z_i)$ .

Наиболее простым случаем является определение распределения потенциала вдоль оси разряда, так как осевые ионы движутся прямолинейно вдоль оси  $z$  [11]. Для осевых ионов уравнение (5) запишется в виде

$$\Delta V_i = \Delta V \psi'_z(0, z_i). \quad (6)$$

Зная величину  $\Delta V$  и измеряя изменение энергии ионов  $e\Delta V_i$ , по (6) можно определить величину функции  $\psi'(0, z)$  для данной точки  $(0, z_i)$ . Сравнивая значение  $\psi'(0, z_i)$  со значением  $\psi(0, z_i)$ , полученным в электролитической ванне, можно найти координату  $z_i$ , соответствующую данной энергии иона или данному значению потенциала.

На рис. 1, а приведена схема расположения электродов и электрическая схема измерений. Расходящийся пучок ионов, вышедший из от-

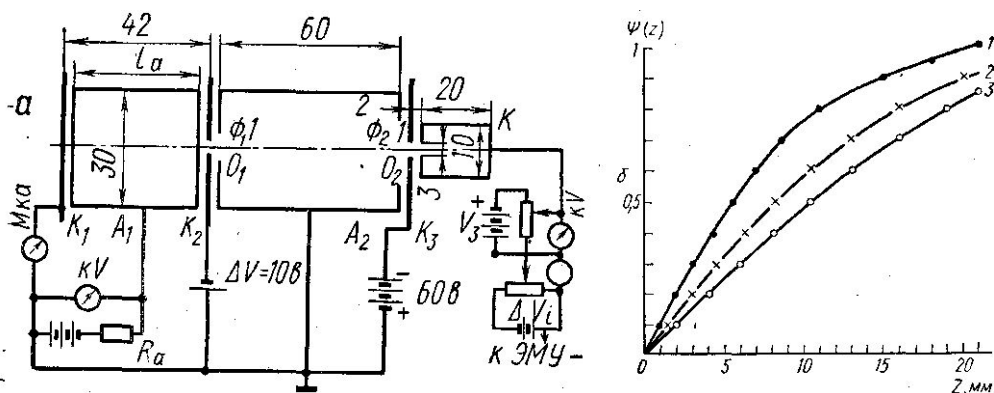


Рис. 1. а — расположение электродов и электрическая схема измерений, б — функция  $\psi(0, z) = f(z)$  для ячеек с разной длиной анода, 1 —  $l_a = 40$  мм, 2 —  $l_a = 20$  мм, 3 —  $l_a = 5$  мм,  $d = 21$  мм

верстия  $O_1$  ( $\Phi = 1$  мм), расположенного в центре катода  $K_2$ , попадал на электроды  $A_2$  и  $K_3$ . Для задержки электронов, проходящих через  $O_1$  из разрядного промежутка, на  $K_3$  подавался отрицательный потенциал  $\sim -(30 \div 70$  в). Осевые ионы проходили через отверстие  $O_2$  и улавливались коллектором  $K$ , потенциал которого можно было изменять относительно потенциала катодов. Ионный ток на коллекторе  $K$  измерялся с помощью ЭМУ-3 с точностью до  $10^{-11}$  а. Потенциал  $\Delta V$  подавался между катодами. На величину  $\Delta V$  налагаются определенные ограничения, а именно она не должна заметно влиять на процессы в разрядном промежутке. Отсутствие влияния  $\Delta V$  на разряд контролировалось сохранением постоянства разрядного тока, а также амплитуды, формы и частоты колебаний, имеющих место в разряде при определенных значениях параметров. Измерения показали, что  $\Delta V$  не должно превышать 30 в. В проведенных экспериментах  $\Delta V = 10 \div 20$  в.

Измерения энергии ионов производились методом задерживающего потенциала  $V_{з1}$ . При некотором значении  $V_{з1}$  на коллектор шел ионный ток  $I_{i1}$ . При наложении между катодами потенциала  $\Delta V$  энергия ионов изменялась на  $e\Delta V_i$ . Для той же величины тока  $I_{i1}$  энергия ионов становилась равной  $e(V_{з1} + \Delta V_i) = eV_{з2}$ . Отсюда  $\Delta V_i = V_{з1} - V_{з2}$ .

Координаты  $z_i$  точки, потенциал которой равен  $V_{з1}$ , определялись из сравнения графиков функций  $\psi(0, z) = f(z)$  и  $\psi'(0, z) = f(V)$ . На рис. 1, б даны функции  $\psi(0, z) = f(z)$  для ячеек с различной длиной ано-

да. На рис. 2, а приведены кривые распределения осевых ионов по энергиям. Видно, что с увеличением  $H$  энергия осевых ионов уменьшается, ток ионов сначала растет (I режим разряда), а при больших  $H$  уменьшается (II режим). На рис. 2, б показаны зависимости  $\psi(0, z) = f(V)$  (электролитическая ванна,  $H=0$ ) и  $\psi'(0, z) = f(V)$ , вычисленные по формуле (6) для горящего разряда при разных значениях  $H$ . С ростом  $H$

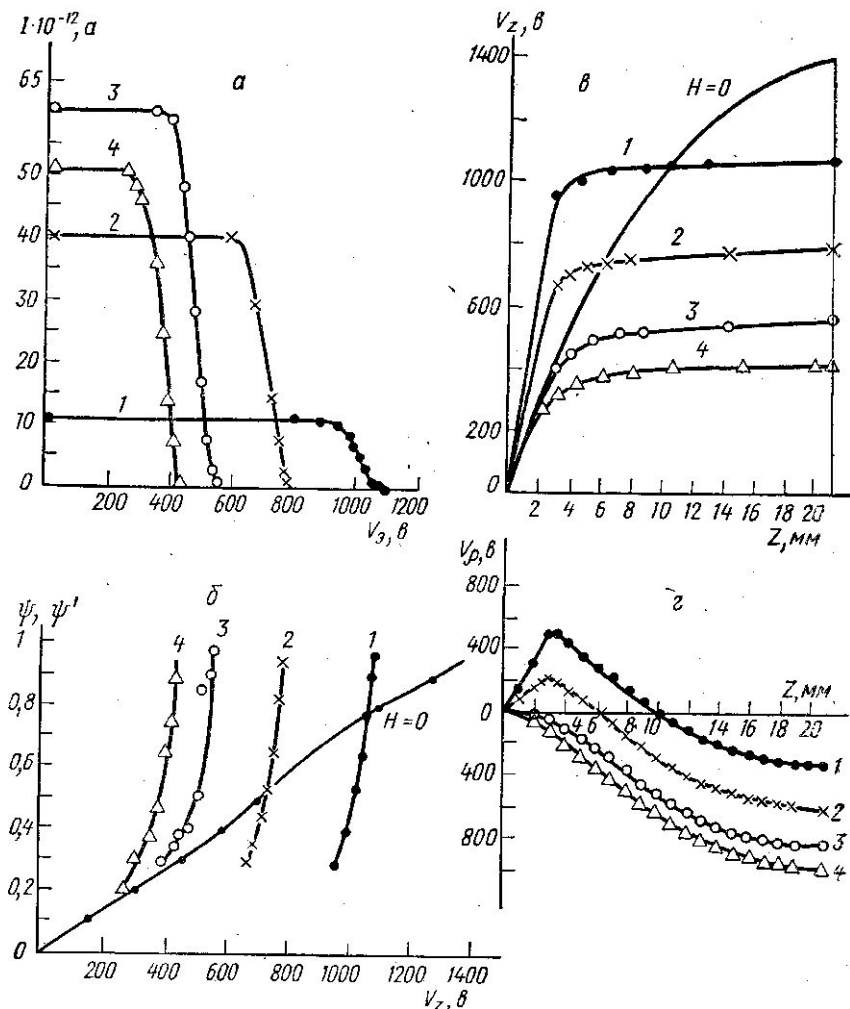


Рис. 2. а — распределение осевых ионов по энергиям, б — функции  $\psi = f(V)$  при  $H=0$  и  $\psi' = f(V)$  при разных  $H$ , в — распределение потенциала вдоль оси при разных  $H$ , г — влияние пространственных зарядов при разных  $H$ . 1 —  $H=310$ , 2 —  $H=372$ , 3 —  $H=435$ , 4 —  $H=496$  эрст;  $p=4 \cdot 10^{-1} \text{ мм рт. ст.}$ ,  $l_a=40 \text{ мм}$ ,  $d=21 \text{ мм}$ ,  $r_a=15 \text{ мм}$ ,  $V_a=2500 \text{ в}$

кривые  $\psi'(0, z)$  смещаются в сторону меньших значений  $V$ , точки пересечения функций  $\psi(0, z)$  и  $\psi'(0, z)$  соответствуют  $V_p(0, z) = 0$  (4). В области, лежащей слева от точки пересечения (ниже кривой  $\psi(0, z) = f(V)$ ), преобладает положительный пространственный заряд, в области, лежащей справа (выше кривой  $\psi(0, z) = f(V)$ ), — отрицательный пространственный заряд. Кривые распределения осевого потенциала при разных значениях  $H$  (рис. 2, в) построены из сравнения функций

$\psi(0, z) = f(V)$  и  $\psi'(0, z) = f'(V)$  (рис. 2, б). На рис. 2, г даны значения изменения осевого потенциала  $V_p(0, z)$ , связанные с наличием пространственного заряда.  $V_p(0, z)$  определяется по разности ординат кривых, снятых в электролитической ванне ( $H=0$ ) и в горящем разряде. Наблюдаемый ход кривых может быть объяснен следующим образом. При слабых  $H$  ( $H=372$  эрст) основная ионизация осезыми электронами имеет место в области (600—900 в) (рис. 2, а). Образующиеся в результате ионизации ионы создают здесь положительный пространственный заряд. Электроны, возникшие в результате ионизации в области, ближе расположенной к катоду, где градиент потенциала по оси  $z$  больше, легко уходят из этой области в направлении к плоскости симметрии разряда, поэтому в этой области преобладает положительный пространственный заряд (рис. 2, б, в, г). Он увеличивает потенциал вблизи катодов (вдоль оси) так, что кривая  $V_z(0, z)$  проходит выше, чем в отсутствие разряда (электролитическая ванна), в разряде имеет место большое катодное падение потенциала (при  $H=372$  эрст,  $V_k \sim 600$  в).

Электроны, образовавшиеся в результате ионизации вблизи плоскости симметрии разряда, где осевой градиент потенциала мал, удерживаются здесь магнитным полем и могут компенсировать действие положительного пространственного заряда. Как видно из кривых рис. 2 (б, в, г), при слабых  $H$  в разряде имеется небольшой отрицательный пространственный заряд лишь вблизи плоскости симметрии разряда, понижающий потенциал центра  $V_0$  и кривую  $V(0, z)$  ниже, чем в электролитической ванне. При дальнейшем увеличении  $H$  все больше электронов удерживается магнитным полем, отрицательный пространственный заряд растет и граница его смещается к катоду. Величина положительного пространственного заряда уменьшается и максимум его также смещается в сторону катода (рис. 2, г). Это сопровождается уменьшением катодного падения потенциала вдоль оси и смещением его границы ближе к катоду. При этом разрядный ток с ростом  $H$  увеличивается (I режим, рис. 3).

При еще больших  $H$  удержание все большего числа электронов приводит к тому, что во всей области вдоль оси разряда преобладает отрицательный пространственный заряд (рис. 2, б, в, г,  $H=620$  эрст). Разряд переходит во II режим. Кривые  $V_z(0, z)$  в этом режиме разряда идут ниже, чем кривая в электролитической ванне, и при увеличении  $H$  они снижаются очень мало. Такой ход кривых потенциала связан с тем, что при сильных  $H$  уход электронов, образовавшихся вблизи оси при ионизации аксиальными электронами, затруднен. Радиус циклоид электронов, вращающихся около оси, мал, поэтому они не набирают энергии, достаточной для ионизации газа. Вблизи оси создается область с большим отрицательным пространственным зарядом — «виртуальный катод», внутри которого ионизация газа уменьшается,  $V_0$ ,  $V_z$  и ионный ток, идущий в центр катода, также уменьшаются. При этом наблюдается увеличение выхода электронов через отверстие в центре катода. Максимальная величина отрицательного объемного заряда достигается при  $V_0 \approx 0$ . Определенную роль в уходе электронов из области «виртуального катода» и поддержании  $\rho = \text{const}$  играют колебания, которые имеют место при этих значениях параметров разряда<sup>1</sup>. Некоторое влияние на величину  $V_0$  может оказать и положительный простран-

<sup>1</sup> При  $p < 10^{-4}$  мм рт. ст. наблюдаются колебания частоты  $10^7$ — $10^8$  гц. Расчет показывает, что поле такой частоты не оказывает существенного влияния на энергию ионов.

ственный заряд, возникающий в этом случае на некотором расстоянии от оси, в области, где электроны, движущиеся по  $r$ , набирают энергию, достаточную для ионизации газа.

На рис. 3 даны кривые  $V_z(0, z)$  для ячеек с разной длиной анода. Видно, что потенциал центра и катодное падение потенциала тем больше, чем больше длина анода. Вид функции  $V_p(0, z)$  и положение границы отрицательного объемного заряда (рис. 3, в) определяются соотношением между величинами положительного и отрицательного объемных

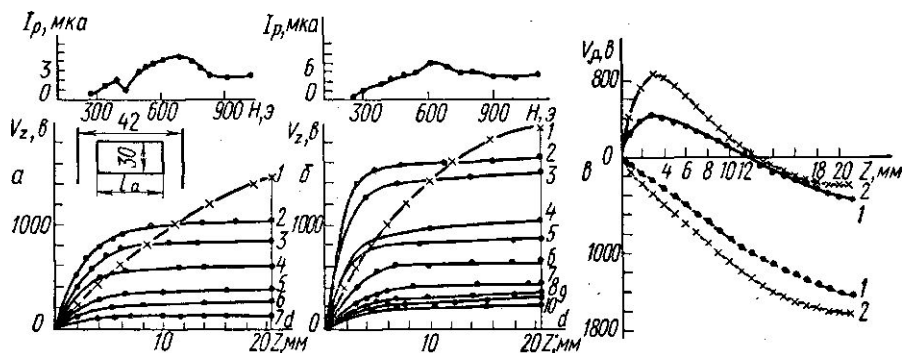


Рис. 3. Распределение потенциала вдоль оси и влияние пространственных зарядов при разных  $l_a$ , параметр  $H$ ,  $V_a = 2000$  в,  $a - l_a = 5$  мм, 1 —  $H = 0$ , 2 —  $H = 280$ , 3 —  $H = 310$ , 4 —  $H = 370$ , 5 —  $H = 410$ , 6 —  $H = 466$ , 7 —  $H = 558$  эрст,  $p = 4 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст.; б —  $l_a = 40$  мм, 1 —  $H = 0$ , 2 —  $H = 280$ , 3 —  $H = 310$ , 4 —  $H = 370$ , 5 —  $H = 435$ , 6 —  $H = 500$ , 7 —  $H = 558$ , 8 —  $H = 620$ , 9 —  $H = 744$ , 10 —  $H = 930$  эрст,  $p = 3,6 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст.; в — кривые  $V_p(0, z)$  для разных  $H$  и  $l_a$ .  $H = 280$ ,  $H = 558$  эрст, 1 —  $l_a = 5$ , 2 —  $l_a = 40$  мм

зарядов. Большой градиент осевого потенциала и быстрый уход ионов из области анода в случае короткого анода приводит к увеличению плотности отрицательного объемного заряда и смещению его границы в сторону катода. При увеличении длины анода уменьшается осевой градиент потенциала внутри анода, а следовательно, и скорость ухода ионов из этой области, в то же время увеличивается число задержанных электронов. Положение границы отрицательного объемного заряда и его величина определяются соотношениями этих двух эффектов. Во II режиме разряда плотность отрицательного пространственного заряда на оси незначительно увеличивается с увеличением  $l_a$ . Вид функции  $V_z$  мало зависит от длины анодного цилиндра при изменении  $l_a$  от 5 до 40 мм,  $r_a = \text{const}$  и  $d = \text{const}$ .

На рис. 4 представлены измеренные значения разрядного тока  $I_p$  (рис. 4, а), потенциала центра  $V_0$  (рис. 4, б) и осевого падения потенциала  $V_z$  (рис. 4, в) как функции  $V_a$  при различных значениях  $H$  и  $p$ .

Анализ хода экспериментальных кривых позволяет сделать следующий вывод о влиянии  $V_a$  на распределение потенциала вдоль оси разряда. Если  $I_p$  с увеличением  $V_a$  остается постоянным (I режим разряда, рис. 4, а,  $V_a \geq 1800$  в), то  $V_0$  линейно изменяется с анодным напряжением и разность между кривыми  $V_0 = f(V_a)$  для  $H = 0$  и  $H = 310$  э, равная потенциалу, определяемому величиной пространственного заряда, остается постоянной. Вид кривой  $V_z(0, z)$  (рис. 4, в) также остается прежним. Следовательно, в этом режиме разряда пространственный заряд (в среднем) сохраняет постоянное значение при изменении  $V_a$ .

Во II режиме разряда, когда ток с увеличением  $V_a$  растет, вид кривой  $V_z(0, z)$  несколько изменяется с изменением  $V_a$  (рис. 4, в), при-

чем  $V_0$  при увеличении  $V_a$  изменяется тем медленнее, чем больше  $H$  (рис. 4, б). В этом случае вблизи оси имеется отрицательный пространственный заряд, плотность которого растет с ростом  $H$  и  $V_a$  [16]. Поэтому кривые  $V_0=f(V_a)$  при  $H=0$  и  $H \geq 620$  эрст расходятся все больше с увеличением  $V_a$ .

Влияние изменения  $p$  на  $V_z$  показано на рис. 5. С ростом  $p$  увели-

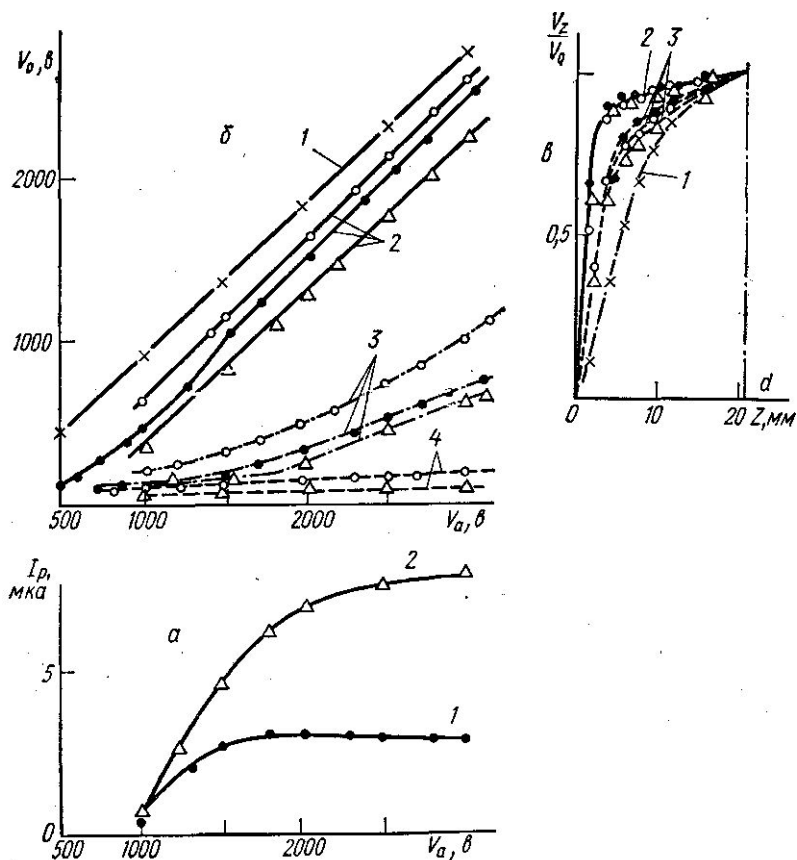


Рис. 4. Зависимость  $I_p$  (а),  $V_0$  (б) и  $\frac{V(0, z)}{V_0}$  (в) от анодного напряжения  $l_a=40$  мм. а —  $p=4 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст., 1 —  $H=310$ , 2 —  $H=620$  эрст; б — 1 —  $H=0$ , 2 —  $H=310$ , 3 —  $H=620$ , 4 —  $H=1240$  эрст. ○ —  $p=4 \cdot 10^{-7}$ , ● —  $p=6,3 \cdot 10^{-6}$ , Δ —  $p=1,4 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст.; в —  $p=4 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст. 1 —  $H=0$ , 2 —  $H=310$ , 3 —  $H=558$  эрст; Δ —  $V_a=1500$ , ○ —  $V_a=2000$ , ● —  $V_a=3000$  в

чивается плотность положительного пространственного заряда и максимум его смещается ближе к катоду (рис. 5, б).  $V_0$  и  $V_z$  с уменьшением  $p$  при слабых  $H$  немного увеличиваются (рис. 5, а). Распределение потенциала и пространственный заряд при изменении  $p$  будут сохранять постоянное значение, если развитие лавины идет только по  $r$ , и электроны, двигаясь по замкнутым траекториям, уходят на анод в результате соударений с атомами газа. При этом эффективный коэффициент вторичной эмиссии с катода  $\gamma_{эфф}$  должен быть  $\ll 1$ . При выполнении этих условий с изменением  $p$  изменяется лишь время ухода электронов на анод, число же ионизирующих соударений остается то же.

Распределение потенциала и величина объемного заряда будут зависеть от давления газа, если среди электронов, участвующих в развитии лавины, будут и такие, скорости которых имеют  $z$ -компонент. При этом гаунсендовский коэффициент ионизации  $\alpha$  будет функцией  $z$ , а следовательно, и  $p^n$  будет изменяться пропорционально  $p$ . При слабых  $H$  в пеннинговском разряде  $V_z$  велико; поэтому часть электронов, участвующих в развитии лавины, может иметь  $z$ -компонент скорости. Умень-

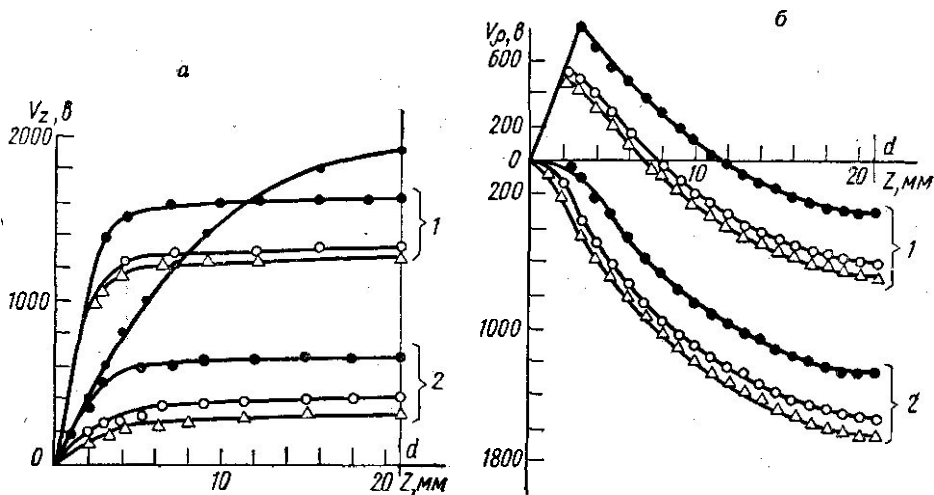


Рис. 5. Кривые  $V(0, z)$  (а) и  $V_0(0, z)$  (б) для разных  $H$  и  $p$ .  $V_a=2000$  в,  $l_a=40$  мм, 1 —  $H=310$ , 2 —  $H=496$  эрст; ● —  $p=3,6 \cdot 10^{-7}$ , ○ —  $p=5,2 \cdot 10^{-6}$ , Δ —  $p=1,5 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст.

шение  $\alpha$  с уменьшением  $p$  приводит к росту  $V_0$ . Опыты показали, что при длинном аноде и слабых  $H$  при изменении давления от  $10^{-5}$  до  $10^{-7}$  мм рт. ст.  $V_0$  увеличивается на  $\sim 20\%$ . Небольшое изменение осевого потенциала говорит о том, что в разряде Пеннинга при длинном аноде и слабом  $H$  имеется небольшое число электронов с  $z$ -компонентом скорости, и в развитии лавины в основном принимают участие электроны, движущиеся только по  $r$ . Опыты показали, что при больших магнитных полях  $V_0$  не зависит от давления газа; понижение  $V_z$  приводит к уменьшению влияния  $z$ -компонента скорости. Некоторое влияние на величину потенциала и объемного заряда может оказать также изменение  $\gamma_{\text{эфф}}$  при изменении давления газа. Чем ниже  $p$ , тем большая часть электронов, вышедших из катодов, может попасть на второй катод, не испытав соударения с атомами газа; это сопровождается уменьшением  $\gamma_{\text{эфф}}$ . Однако при  $\gamma_{\text{эфф}} \ll 1$  эти изменения не должны заметно сказаться на величине потенциала.

При  $p \sim 10^{-4}$  мм рт. ст. наблюдается резкое увеличение потенциала центра и осевого падения потенциала; последнее связано с переходом разряда к плазменному режиму [12].

Авторы выражают искреннюю благодарность профессору Э. М. Рейхруделю за участие в обсуждении результатов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Salz F., Meyerand R., Lary E., Walch A. Phys. Rev. Lett., 6, 523, 1961.
2. Chen F. Phys. Rev. Lett., 8, 234, 1962.
3. Габович М. Д., Романюк Л. И., Лозовая Е. Л. ЖТФ, 35, вып. 1, 94, 1965.



4. Kistemaker J., Snieder J. *Physica*, 19, 950, 1953.
5. Габович М. Д., Батновский О. А., Федорус З. Т. *ЖТФ*, 30, 345, 1960.
6. Бржечко Л. В., Павличенко О. С. *ЖТФ*, 37, вып. 8, 1508, 1967.
7. Рейхрудель Э. М., Чернетский А. В. и др. *ЖТФ*, 22, 1945, 1952.
8. Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В. «*Изв. вузов*», радиофизика, 1, № 2, 45, 1958.
9. Krausz W., Lutz M. *J. Appl. Phys. Let.*, 2, 109, 1963.
10. Dow D. *J. Appl. Phys.*, 34, 2395, 1965.
11. Смирницкая Г. В., Баберцян Р. П. *ЖТФ*, 36, вып. 7, 1217, 1966; Смирницкая Г. В., Нгуен Хыу Ти, *ЖТФ*, 39, вып. 9, 1625, 1969.
12. Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В., Баберцян Р. П. *ЖТФ*, 36, вып. 7, 1226, 1966; Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В., Нгуен Хыу Ти. «*Радиотехника и электроника*», 13, № 5, 902, 1968.
13. Глазер В. *Основы электронной оптики*. М., Гостехиздат, 1957.
14. Джексон Дж. *Классическая электродинамика*. М., «Мир», 1965.
15. Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В., Нгуен Хыу Ти. *ЖТФ*, 39, вып. 6, 1052, 1969.
16. Смирницкая Г. В., Нгуен Хыу Ти. *ЖТФ*, 39, № 6, 1044, 1969.

Поступила в редакцию  
1.12 1969 г.

Кафедра  
общей физики для биологов