

УДК 537.525

Э. М. РЕЙХРУДЕЛЬ, Г. В. СМЕРНИЦКАЯ, НГУЕН ХЫУ ТИ

## К ВОПРОСУ ОБ ИОННОМ ТОКЕ В ЦЕНТРЕ КАТОДА В РАЗРЯДЕ С ОСЦИЛЛИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Теоретически и экспериментально исследуются ионный ток и угловое распределение ионов, идущих в центральную часть катода, в разряде с осциллирующими электронами при различных значениях параметров. Определен угол расхождения ионного пучка при разных режимах разряда. Показано, что в I режиме (слабые  $H$ ) фокусировка ионов в центральную часть катода обуславливается действием радиального электрического поля. Во II-ом режиме (сильные  $H$ ) уменьшение ионизации вблизи оси разряда и действие магнитного поля на траектории ионов приводит к появлению в центре катода нераспыленного участка. Рассчитан радиус этого участка.

Для определения оптимальных значений параметров при использовании разряда с осциллирующими электронами в ионных насосах и источниках ионов представляет интерес рассмотрение ионного тока, идущего в центральную часть поверхности катода.

В [1—4] экспериментально показано, что ионы, выходящие из разряда через отверстие в центре катода, расходятся по конусу. В [1] получено выражение для радиуса цилиндрической коаксиальной области в разряде, до которой могут дойти ионы, вышедшие из анода. Автор считает этот радиус равным радиусу нераспыленной части катода. При выводе не учитывается реальное распределение поля в горящем разряде по  $r$  и по  $z$ . В [5] получены траектории ионов при нулевом значении начальных скоростей ионов. Расчет распределения плотности ионного тока по радиусу катода для I режима разряда [6] дан в [7].

В настоящей работе используются выводы работы [7] для получения углового распределения ионов в пучке, выходящем через отверстие в центре катода. Определен угол расхождения ионного пучка при различных значениях параметров разряда. Найдено соотношение между параметрами разряда, при которых можно пренебречь действием магнитного поля на траектории ионов. Произведен расчет радиуса  $\Delta r_0$  области на катоде, до которой могут дойти ионы, возникшие в любой точке горящего разряда. Результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментами. Определены также оптимальные значения параметров при использовании разряда в некоторых приборах.

## Угловое распределение ионов в пучке, идущем в центр катода, и радиус нераспыленного участка катода

В работе [7] показано, что в разряде при заданных значениях параметров имеется конечное число плоскостей, определяемых уравнениями (5) и (6), из которых ионы попадают в центральную часть катода. Пренебрегая для слабых магнитных полей действием силы Лоренца на ионы и учитывая разброс начальных скоростей ионов по радиусу, авторы получили выражение (8) для радиуса области попадания пучка ионов, идущего в центр катода. Для значений параметров разряда с осциллирующими электронами  $\Delta r_k$  имеет величину  $\sim 10^{-2}$  см. В центральную область радиуса  $\Delta r_k$  могут попасть ионы из областей (9), ширина которых уменьшается с увеличением расстояния от оси разряда. Вычисления показывают, что в центральную часть поверхности катода попадают в основном ионы, образовавшиеся вблизи оси, а также ионы, возникшие в областях, расположенных ближе к катоду (для  $r_0 > \Delta r_k$ , где  $r_0$  — начальная координата места возникновения иона). Наличие радиального и осевого компонентов электрического поля приводит к тому, что ионы попадают в центральную часть катода под разными углами; под углом, равным нулю, сюда попадают лишь ионы, образовавшиеся около оси; остальные ионы попадают под углами, величины которых зависят от координат  $r_0$ ,  $z_0$  места образования ионов, причем угол увеличивается с увеличением  $r_0$  и  $z_0$ . Под наибольшим углом  $\varphi_{\max}$  падают ионы, образовавшиеся вблизи поверхности анода в плоскости, определяемой выражением (5) [7] при  $k=0$ . Принимая приближенно  $r_0=0$  и  $z_0=0$  и учитывая выражение (5) работы [7], получаем

$$\varphi_{\max} = \operatorname{arctg} \left[ \frac{r_a}{d \left( 1 - \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{2N_0}} \right)} \right], \quad (1)$$

где  $r_a$  — радиус анода,  $d$  — расстояние от катода до центра,  $N_0 = \frac{d}{r_a} \left( \frac{V_a - V_0}{V_0} \right)^{1/2}$ ,  $V_0$  — потенциал центра симметрии разрядного промежутка,  $V_a$  — потенциал анода.

Теория и эксперименты [8] показали, что в I режиме разряда при увеличении магнитного поля радиальное падение потенциала растет, при этом  $N_0$  увеличивается. Области ионизации, из которых ионы идут в центральную часть катода, приближаются к катоду и угол  $\varphi_{\max}$  увеличивается. Из (1) видно, что максимально возможное значение  $\varphi_{\max} = \varphi'_{\max}$  определяется из условия

$$\operatorname{ch} \frac{\pi}{2N_0} = 1 \quad \text{или} \quad V_0 = 0, \quad \text{отсюда:} \quad \varphi'_{\max} = \frac{\pi}{2}.$$

Таким образом, при данном  $V_a$  и значениях  $H$ , при которых разрядный ток растет с увеличением  $H$ , угол  $\varphi$  падения ионов в центр катода растет и достигает наибольшего значения при максимальном значении разрядного тока. Если в центре катода сделать отверстие, то угол при вершине конуса пучка ионов, выходящих через отверстие, будет изменяться аналогичным образом. Для экспериментального определения углового распределения ионов в пучке, идущем в центр катода, в одном из катодов было сделано отверстие диаметром  $\sim 2$  мм. За като-

дом располагался коллектор, состоящий из концентрических колец, изолированных друг от друга. Ионы, образовавшиеся на оси разряда, попадали на центральное кольцо (стержень) коллектора; ионы, возникшие на разных расстояниях от оси — на другие кольца коллектора. Для исключения на коллекторе электронных токов последние либо отклонялись небольшим поперечным магнитным полем, созданным за катодом, либо тормозились потенциалом, подаваемым на сетку, расположенную за катодом.

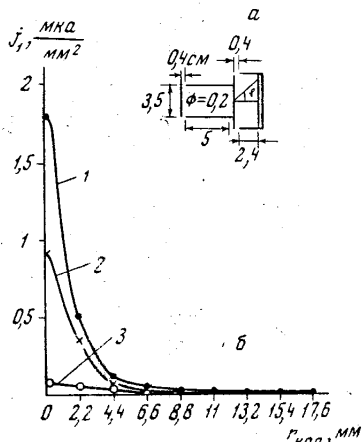


Рис. 1. Распределение ионных потоков по углам в пучке, выходящем через отверстие в центре катода. Различным углам соответствуют кольца коллектора разных радиусов. Параметр — магнитное поле. 1 — 440, 2 — 275, 3 — 990 эрст,  $N_2$ :  $V_a = 2,5$  кв,  $p = 10^{-4}$  тор

также определенные из (1) и экспериментально полученные полууглы конуса  $\varphi_{\max}$  для различных магнитных полей. Теоретическое значение плотности ионного тока, идущего в центральную часть катода нормально, определялось по формуле

$$j_i(0, d)_{\varphi=0} = v_i n_e e d, \quad (2)$$

где  $v_i$  — частота ионизации,  $n_e$  — плотность электронов. Величины  $v_i$  и  $n_e$  вычислялись по формулам работы [8]. В табл. 1 приведено также отношение величины ионного тока, идущего по нормали на центральную часть поверхности катода, к полному ионному току на ту же часть катода (при  $l_a = 5$ ,  $r_a = 1,75$  и  $d = 2,9$  см;  $V_a = 2500$  в,  $p = 1 \cdot 10^{-4}$  тор,  $\Delta r_k = 0,1$  см).

Формула (1) дает несколько завышенное значение угла, так как в ней не учитывается, что в I режиме разряда основное количество ионов максимальной энергии образуется вблизи анода, в области ионизации, из которой электроны без соударения уходят на анод.

Из табл. 1 видно, что в I режиме разряда с увеличением  $H$  угол при вершине конуса ионного пучка, идущего через центральное отверстие в катоде, увеличивается. Опыты показывают, что лишь небольшая часть ионного пучка идет нормально к поверхности катода. При использовании пеннинговского разряда в источниках ионов это следует

На рис. 1 приведены кривые распределения плотности ионов, выходящих через центр катода, по углам при разных значениях  $H$ . Из кривых видно, что в I режиме ( $H < 500$  эрст) плотность ионного тока в пучке изменяется, как  $\frac{1}{r}$ .

Аналогичные экспериментальные результаты получены также в [3] с анодной ячейкой квадратного сечения. Такой характер изменения плотности ионного тока по углам согласуется с теорией. Если в центральную часть катода попадают лишь ионы, возникшие в областях (см. (9) работы [7]), ширина которых изменяется обратно пропорционально радиусу, то максимальная плотность ионов в пучке в I режиме разряда соответствует осевым ионам ( $\varphi = 0$ ), и плотность ионов уменьшается обратно пропорционально  $r$ . В табл. 1 приведены вычисленные по формуле (5) работы [7] при  $k = 0$  значения  $z_{0k}$  положения плоскостей, из которых ионы идут в центр катода, а

учитывать. Для получения максимальной плотности ионного тока необходима соответствующая фокусировка ионного пучка за катодом.

Измерения радиального распределения потенциала по максимальной энергии ионов [6] показали, что в I режиме разряда ионы, бомбардирующие центральную часть катода под углами  $\varphi < 20^\circ$ , имеют энер-

Таблица 1

Режим разряда	$H$ , эрст.	$(V_a - V_0)$ , в. экспер.	$z_{ок}$ , см теорет.	$\varphi_{max}$ теорет.	$\varphi_{max}$ экспер.	$j_i(o, d)_{\varphi=0}$ , $\frac{мкА}{мм^2}$ экспер.	$j_i(o, d)_{\varphi=0}$ , $\frac{мкА}{мм^2}$ теорет.	$\frac{j_i(o, d)_{\varphi=0}}{j_i(o, d)}$ , %
I	220	300	0,43	$35^\circ$	$29^\circ$	0,2	0,1	7,15
	275	600	1,04	$40^\circ$	$38^\circ$	0,93	1,13	11,6
	330	700	1,17	$45^\circ$	$43^\circ$	1,56	1,58	14,2
	440	1000	1,66	$55^\circ$	$50^\circ$	1,8	1,87	12,7
II	990	2400			$43^\circ$	0,095		2,6

гию, близкую к энергии ионов, падающих нормально. Поскольку ионизация происходит в основном внутри области, ограниченной анодом, разброс ионов по энергиям вдоль оси в этой области мал. Ионы, вылетающие под углами  $\varphi > 20^\circ$ , обладают большей энергией и их максимальная энергия равна  $eV_a$ . Поэтому при низких давлениях

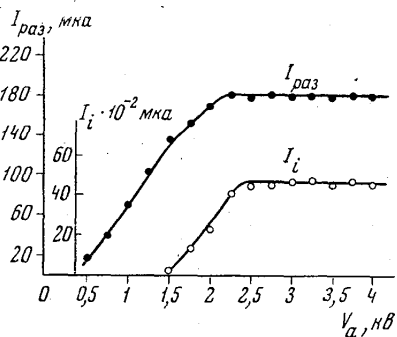


Рис. 2. Разрядный ток  $I_{раз}$  и ионный ток  $I_i(o, d)$  как функции анодного напряжения:  $N_2$ :  $H=440$  эрст,  $p=2 \cdot 10^{-5}$  тор,  $r_a=1,15$ ,  $l_a=2,5$ ,  $d=1,9$  см

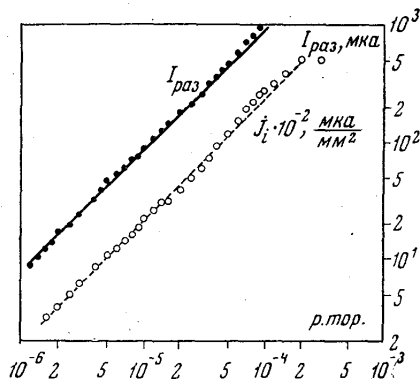


Рис. 3. Зависимость  $I_{раз}$  и  $I_i(o, d)$  от давления.  $N_2$ :  $V_a=2,5$  кв,  $H=440$  эрст,  $r_a=1,15$ ,  $l_a=2,5$ ,  $d=1,9$  см

( $< 10^{-4}$  тор), выделяя центральную часть пучка, можно получить пучок ионов с малым разбросом по энергиям и малым углом расходжения.

На рис. 2 и 3 приведены зависимости разрядного тока и ионного тока  $j_i(0, d)_{\varphi=0}$  от анодного напряжения и давления. Ход кривых  $j_i(0, d)_{\varphi=0}$  повторяет ход разрядного тока. С некоторого значения анодного напряжения  $I_{раз}$  и  $j_i(0, d)_{\varphi=0}$  становятся постоянными. Это говорит о том, что с некоторого значения  $V_a$  радиальное падение по-

тенциала ( $V_a - V_0$ ), а следовательно, и вероятность ионизации постоянны [8]. Линейная зависимость разрядного тока от давления в диапазоне  $p = 10^{-4} - 10^{-6}$  тор указывает на то, что отрицательный объемный заряд в разряде, а следовательно, и  $V_0$  можно считать постоянными в этой области давления газа. Концентрация ионов в объеме пропорциональна  $p$  и ионный ток на катод линейно зависит от  $p$ . Из (1) видно, что для этой области давлений  $\Phi_{\max}$  не зависит от давления. Однако при увеличении  $p$  ( $p > 10^{-4}$  тор) и переходе разряда к плазменному режиму радиальное падение потенциала сильно уменьшается [9]. Это приводит к уменьшению  $\Phi_{\max}$ . Данные выводы подтверждаются нашими экспериментами, а также экспериментами работы [2]. Например, в [2] при  $V_a = 2000$  в,  $H = 1100$  эрст,  $r_a = 0,8$  см,  $l_a = 1,9$  см,  $2d = 2,3$  см, при  $p = 2 \cdot 10^{-5}$  тор  $\Phi_{\max} = 65^\circ$ . После перехода разряда к плазменному режиму ( $p = 3,2 \cdot 10^{-4}$  тор)  $\Phi_{\max} = 45^\circ$ .

Поэтому при использовании пеннинговского разряда в источниках ионов для увеличения плотности ионного тока и уменьшения угла расхождения ионного пучка целесообразно работать при больших давлениях ( $\sim 10^{-3}$  тор) и слабых магнитных полях (левее максимума кривой  $I_{\text{раз}} = f(H)$ ). Как отмечалось выше, для I режима разряда действием лоренцовой силы на ионы можно пренебречь и максимальная плотность ионного тока в центральной части катода устанавливается благодаря фокусирующему действию радиального электрического поля. Такое распределение плотности ионного тока приводит к тому, что

Таблица 2

$\frac{Hr_a}{\sqrt{V_a - V_0}}$ , эрст. см CGSE	$\frac{\Delta r_k}{r_0}$
$2,4 \cdot 10^2$	$9,05 \cdot 10^{-3}$
$2,77 \cdot 10^2$	$1,04 \cdot 10^{-2}$
$3,14 \cdot 10^2$	$1,19 \cdot 10^{-2}$
$10^3$	$3,77 \cdot 10^{-2}$
$10^4$	$3,54 \cdot 10^{-1}$
$2,66 \cdot 10^4$	$7,05 \cdot 10^{-1}$

центральная часть поверхности катода расплывается сильнее и здесь образуется углубление, последнее экспериментально наблюдалось в работах [10—11].

Опыты показали, что при  $H$ , больших, чем значения магнитного поля, соответствующего максимальному значению разрядного тока (II режим разряда), на центральную часть катода идет преимущественно электронный ток, а ионный ток на периферийную часть катода увеличивается. При этом в центре катода наблюдается появление нераспыленного участка [1].

Из решения уравнений движения ионов в электрическом и магнитном полях разряда, приведенных в [5], можно получить максимальное расстояние от центра катода  $\Delta r_k$ , до которого могут пойти ионы, образовавшиеся в точке с координатой  $r_0$ :

$$\Delta r_k = r_0 \left\{ \frac{1}{1 + \frac{8mc^2(V_a - V_0)}{e(Hr_a)^2}} \right\}^{1/2} \quad (3)$$

Оценка  $\Delta r_k$  по формуле (3) дает для разряда в воздухе при различных соотношениях электрического и магнитного полей значения, приведенные в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что при  $\frac{Hr_a}{\sqrt{V_a - V_0}} < 10^4 \frac{\text{эрст. см}}{\text{CGSE}}$  действием магнитного поля на движение ионов можно пренебречь. При этих параметрах разряда значение радиуса  $\Delta r_k$  центральной части катода, обусловленное действием магнитного поля на движение ионов (3), оказывается одного порядка с величиной  $\Delta r_k$ , вычисленной с учетом разброса начальных

скоростей (8) [7]. Однако при сильных магнитных полях  $\left(\frac{Hr_a}{\sqrt{V_a - V_0}} > 10^4 \frac{\text{эрсст. см}}{\text{CGSE}}\right)$  действие магнитного поля на ионы приводит к тому, что ионы больших энергий, движущиеся из области, расположенной вблизи анода, могут подойти к центру катода лишь на расстояние, определяемое выражением (3), и вызвать здесь распыление катода.

Увеличение электронного тока на центральную часть поверхности катода при сильных  $H$  объясняется тем, что электроны, вращающиеся вблизи оси, не набирают энергии, достаточной для ионизации газа. Возможной причиной увеличения электронных токов являются также высокочастотные колебания, имеющие место в этом режиме разряда. Область вблизи оси, в которой происходит ионизация газа, уменьшается. Ослабление ионизации около оси разряда, сильное уменьшение энергии осевых ионов, а также действие магнитного поля на ионы приводит к появлению в центре катода во II режиме разряда нераспыленного участка.

В табл. 3 приведены вычисленные по (3) и экспериментальные, взятые из [1], значения  $\Delta r_k$  — радиуса нераспыленного участка катода для различных магнитных полей и для разных газов.

Таблица 3

$N_2$			$H=2500 \text{ эрсст}$		
$H, \text{ эрсст}$	$\Delta r_k, \text{ см теор.}$	$\Delta r_k, \text{ см экспер.}$	газ	$\Delta r_k, \text{ см теор.}$	$\Delta r_k, \text{ см экспер.}$
2000	$1,53 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	Ne	$2,26 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$
2500	$1,91 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$N_2$	$1,91 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$
3000	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	Ar	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$
3500	$2,68 \cdot 10^{-2}$		Kr	$1,11 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$
4000	$3,06 \cdot 10^{-2}$				

Обозначения:  $V_a=3 \text{ кв}$ ,  $r_a=0,8 \text{ см}$ ,  $r_0=r_a$ .

Видно, что  $\Delta r_k$  увеличивается с ростом магнитного поля и с уменьшением массы ионов. Формула (3) дает завышенные значения  $\Delta r_k$ , так как в расчете принималось  $r_0=r_a$ .

Сделаем некоторые выводы. В статье показано, что при низких давлениях ионы выходят из разряда через отверстие в центре катода расходящимся пучком. Плотность ионов в пучке изменяется обратно пропорционально расстоянию от центра.

Определен угол расхождения ионного пучка при различных значениях параметров разряда.

Фокусирующим действием радиального и осевого компонентов электрического поля на ионы объясняется появление углубления в центральной части катода в I режиме разряда вследствие катодного распыления.

Ослабление ионизации вблизи оси разряда, уменьшение осевого падения потенциала и действие магнитного поля на траектории ионов во II режиме приводит к появлению в центре катода нераспыленного участка. Дана формула для радиуса этого участка.

Полученные результаты представляют интерес для объяснения механизма работы ионных насосов; они должны быть учтены также при использовании разряда в источниках ионов.

Теоретические формулы находятся в удовлетворительном согласии с экспериментами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кнауер W. J. Appl. Phys., 33, 6, 2093, 1962.
2. Hirsch E. H., Brit. J. Appl. Phys., 15, 12, 1535, 1964.
3. Курбатов Р. К. ЖТФ, 36, вып. 9, 1665, 1966.
4. Смирницкая Г. В., Баберцяи Р. П. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 3, 23, 1967.
5. Смирницкая Г. В., Баберцяи Р. П. ЖТФ, 36, вып. 7, 1217, 1966.
6. Рейхрудель Э. М., Смирницкая Г. В., Нгуен Хыу Ти. Тр. 8-й Международн. конфер. по явлениям в ионизов. газах. Вена, 1967, стр. 187.
7. Smirnitckaya G. V., Nguyen Khiu Tee. Proc. of the 4-th Intern. Vacuum Congress. 43, 1968.
8. Смирницкая Г. В., Нгуен Хыу Ти. ЖТФ (в печати).
9. Смирницкая Г. В., Нгуен Хыу Ти. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 1, 1969.
10. Helmer J. C., Jepsen R. L. Proc. IRE, 49, 12, 1920, 1961.
11. Крейндель Ю. Е. ЖТФ, 35, 2, 315, 1965.

Поступила в редакцию  
10.6 1968 г.

Кафедра  
общей физики для биологов