

УДК 537.523.4

ФИЗИКА

Р. П. Баберцяи, Д. А. Бадалян, В. М. Гаспарян, Ц. А. Минасян, А. К. Чебанян

Движение ионов в стационарном высоковольтном пеннинговском источнике ионов

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Д. М. Седракяном 6.IV 1989)

Электрический разряд типа Пеннинга или разряд с осциллирующими электронами имеет большое практическое применение. На его основе разработаны вакуумные манометры, магниторазрядные высоковакуумные насосы, устройства для получения тонких пленок, плазменные источники ионов и электронов и т. д.

В работе (1) показано, что ионы имеют продольную и радиальную скорости, и делается указание на колебательный характер движения ионов. Расчет траектории ионов в разряде без учета начальных тепловых скоростей проведен в работе (2).

В настоящей работе рассматриваются кинетика положительных ионов с учетом их тепловых скоростей, а также условия формирования коллимированного пучка в источнике.

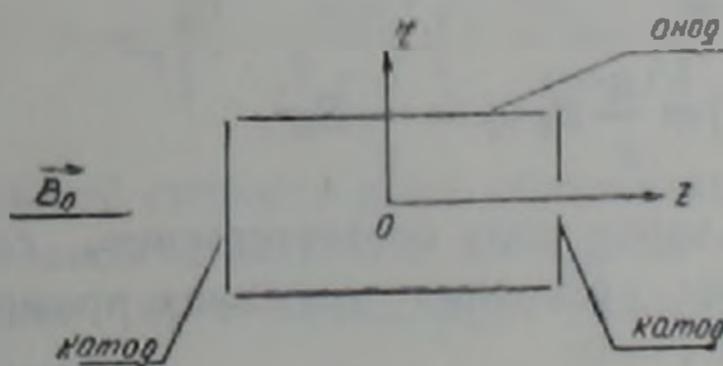


Рис. 1. Принципиальная схема пеннинговского источника ионов

Рассмотрим цилиндрический анод с $l=2d$ и диаметром $D=2r_a$, где d —расстояние от центра O до катода, а r_a —радиус анода. Анод будем считать длинным при условии $l \gg D$ ($d \gg r_a$), причем катоды-диски расположены у его торцов (рис. 1). Внешнее постоянное магнитное поле с индукцией $B_z=B_0$ направлено по оси анода. Напряженность электрического поля во всех точках разрядного промежутка имеет радиальную E_r и осевую E_z компоненты. Исходя из параболического распределения потенциала (3), для E_r и E_z получим

$$E_r = -\frac{2(V_a - V_0)}{r_a^2} \cdot r \quad (1)$$

$$E_z = \frac{2V_0}{d^2} \cdot z \quad (2)$$

где V_a —потенциал анода, V_0 —потенциал центра (точка 0) разрядного промежутка. Необходимым условием работы пеннинговской разрядной ячейки в режиме ионного источника является $0 \ll V_0 < V_a$. Экспериментально установлено, что в режиме отрицательного объемного заряда при длинном аноде потенциал V_0 имеет порядок $0,75V_a$. При этом градиент потенциала в приосевой области высок. При коротких анодах ($l < D$) потенциал V_0 уменьшается с уменьшением l , приближаясь к потенциалу катода, т. е. в приосевой области градиент потенциала почти исчезает, а по радиусу его значение при этом растет. Таким образом поведение положительного иона в этих двух случаях различно. В первом случае ион быстро перемещается к катодам, а во втором случае ион в основном совершает колебательное движение по радиусу и медленно перемещается к катодам.

Следовательно для разработки источников иона на основе высоковольтного пеннинговского разряда целесообразно использовать ячейку с длинным анодом.

Рассмотрим разрядную ячейку Пеннинга с цилиндрическим длинным анодом, в которой отрицательный объемный заряд распределен либо однородно, либо сосредоточен в приосевой области. Следует отметить, что в этих ситуациях влиянием объемного заряда на кинетику ионов можно пренебречь. Уравнения движения положительных ионов в цилиндрической системе координат имеют следующий вид:

$$m\ddot{z} = -e \frac{\partial \varphi(z)}{\partial z} = \frac{2eV_0}{d^2} z; \quad (3)$$

$$m(\ddot{r} - r\dot{\theta}^2) = -e \frac{\partial \varphi(r)}{\partial r} - \frac{e}{c} B_0 v_\theta = \frac{2e(V_a - V_0)}{r_a^2} r - \frac{e}{c} B_0 r \dot{\theta}; \quad (4)$$

$$m \frac{1}{r} \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\theta}) = \frac{e}{c} B_0 v_r = \frac{e}{c} B_0 \dot{r}, \quad (5)$$

где m и e —масса и заряд иона соответственно, c —скорость света в вакууме. При решении уравнения движения примем следующие начальные условия при $t = 0$:

$$r = r_i, \quad \dot{r}_i = \alpha, \quad z = z_i, \quad \dot{z}_i = \beta \quad (5)$$

$$\theta = \theta_i, \quad r_i \dot{\theta}_i = \gamma, \quad (6)$$

где индексом i обозначены координаты и соответствующие начальные скорости в точке возникновения иона, α , β и γ компоненты начальной (тепловой) скорости

$$\alpha = \beta = \gamma = \sqrt{\frac{kT}{m}}, \quad (7)$$

где T —температура нейтрального газа.

Интегрирование уравнения (3) дает

$$z = z_i \operatorname{ch} \omega_1 t + \frac{\alpha}{\omega_1} \operatorname{sh} \omega_1 t, \quad (8)$$

где
$$\omega_1 = \sqrt{\frac{2eV_0}{md^2}}. \quad (9)$$

Решая уравнение (8) относительно t , получим

$$t = \frac{1}{\omega_1} \ln \left[\frac{\frac{z}{z_i} + \sqrt{\left(\frac{z}{z_i}\right)^2 + \left(\frac{\alpha}{\omega_1 z_i}\right)^2 - 1}}{1 + \frac{\alpha}{\omega_1 z_i}} \right]. \quad (10)$$

При $z=d$ из выражения (10) получим время ($t=\tau$) перемещения иона от места образования до катода, или время жизни иона внутри источника. Используя выражения (7) и (9), окончательно для τ получаем

$$\tau = d \sqrt{\frac{m}{2eV_0}} \ln \left[\frac{1 + \sqrt{1 + \frac{kT}{2eV_0} - \left(\frac{z_i}{d}\right)^2}}{\frac{z_i}{d} + \sqrt{\frac{kT}{2eV_0}}} \right]. \quad (11)$$

Для ионов, образовавшихся в окрестности точки 0, $z_i/d \sim 0$, а для ионов, возникших у катода, $-z_i/d \sim 1$ (но не равно единице). Таким образом, время жизни данного сорта иона в источнике определяется величинами d и V_0 . V_0 определяется экспериментально „ионно-кинетическим“ методом (4)

Следует отметить, что выражение (11) характеризует поведение тех ионов, которые образовались в приосевой области. Из этих ионов и формируется ионный пучок.

Решение уравнения (5) относительно $\dot{\theta}$ с начальными условиями (6) дает

$$\dot{\theta} = \omega_2 \left[1 - \left(\frac{r_i}{r}\right)^2 \left(1 - \frac{\gamma}{r_i \omega_2}\right) \right], \quad (12)$$

т. е. выражение угловой скорости иона, образовавшегося на расстоянии r_i от оси в аксиальном постоянном магнитном поле.

Решая уравнение (4) с начальными условиями (6) и учитывая уравнение (12), имеем

$$t = \frac{1}{2\sqrt{\omega_2^2 + \omega_3^2}} \left\{ \arcsin \left[\frac{2(r/r_i)^2 - (k + 2aM + N)}{\sqrt{(k + 2aM + N)^2 - 4a^2M}} \right] - \arcsin \left[\frac{2 - (k + 2aM + N)}{\sqrt{(k + 2aM + N)^2 - 4a^2M}} \right] \right\}, \quad (13)$$

где

$$\omega_2 = \frac{eB_0}{2mc}, \quad \omega_3 = \sqrt{\frac{2e(V_a - V_0)}{mr_a^3}}, \quad a = 1 - \frac{\gamma}{r_i \omega_2}, \quad (14)$$

$$k = \frac{\omega_3^2}{\omega_2^2 + \omega_3^2}, \quad M = \frac{\omega_2^2}{\omega_2^2 + \omega_3^2}, \quad N = \frac{\beta^2 + \gamma^2}{(\omega_2^2 + \omega_3^2)r_i}.$$

Исключая время t из выражения (10) и (13), получаем уравнение траектории положительных ионов в плоскости (r, z)

$$r = \frac{r_i(A^2 - B^2)^{1/4}}{\sqrt{2}} \left\{ \sin \left[\frac{2\omega}{\omega_1} \ln \left(\frac{\frac{z}{z_i} + \sqrt{\left(\frac{z}{z_i}\right)^2 + \left(\frac{\alpha}{\omega_1 z_i}\right)^2 - 1}}{1 + \frac{\alpha}{\omega_1 z_i}} \right) + D \right] + A(A^2 - B^2)^{-1/2} \right\}^{1/2}, \quad (15)$$

где $A = k + 2aM + N$, $B = 2a\sqrt{M}$, $\omega = \sqrt{\omega_2^2 + \omega_3^2}$, $D = \arcsin \frac{2-A}{\sqrt{A^2 - B^2}}$. (16)

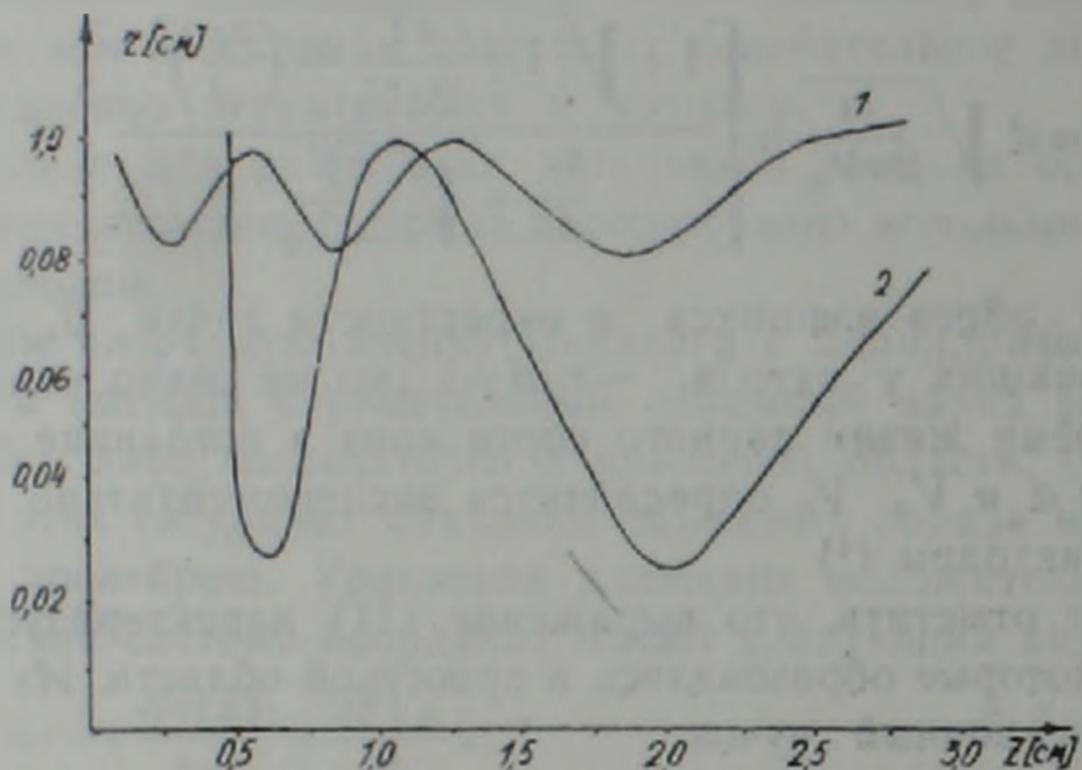


Рис. 2. Траектория ионов водорода в плоскости (r, z) при $V_a = 3,3$ CGSE, $V_0 = 2,5$ CGSE; 1 — $r_i = 0,1$ см, $z_i = 0,2$ см, $B = 10^4$ Гс; 2 — $B = 2 \cdot 10^3$ Гс, $r_i = 0,1$ см, $z_i = 0,5$ см

На рис. 2. показаны расчетные профили траектории положительных ионов в плоскости (r, z) , соответствующих формуле (15). Видно, что амплитуда колебаний иона в бесстолкновительном режиме пропорциональна радиальной координате r_i и является функцией параметров разряда — B_0 , V_a и V_0 . Следует отметить, что ионы совершают колебание по радиусу относительно оси анода разрядного промежутка и одновременно перемещаются к катоду под действием осевого поля E_z . Ось симметрии траектории ионов совпадает с осью анода.

Ионы попадают на катод под разными углами. Ионный пучок формируется из вышедших через отверстие в центре катода ионов. Обозначим радиус эмиссионного отверстия в центре катода через r_k . Коллимированный ионный пучок образуют все те ионы, для которых удовлетворяется следующее условие:

$$r_k \geq \frac{r_i(A^2 - B^2)^{1/4}}{\sqrt{2}}. \quad (17)$$

Соответствующий объем в приосевой области определяется

$$V = \pi d \left[\frac{r_i(A^2 - B^2)^{1/4}}{\sqrt{2}} \right]^2 = \frac{\pi d r_i^2 (A^2 - B^2)^{1/2}}{2}. \quad (18)$$

Число ионов, образующихся в этом объеме в секунду, будет равно

$$N_i = \frac{\pi}{2} n_i dr_i^2 (A^2 - B^2)^{1/2}, \quad (19)$$

где $n_i = \nu_i n_e$ — плотность ионов, ν_i — частота ионизации газа электронами, а n_e — плотность электронов в приосевой области.

В центр катода попадают также ионы, которые образовались вне этого объема (18). Области, из которых эти ионы попадают в центральную часть катода, определяются из условия

$$r_{|z-d}=0. \quad (20)$$

Учитывая это условие, из уравнения (15) получим

$$\sin \left[\frac{2\omega}{\omega_1} \ln \left(\frac{\frac{d}{z_i} + \sqrt{\left(\frac{d}{z_i}\right)^2 + \left(\frac{\alpha}{\omega_1 z_i}\right)^2 - 1}}{1 + \frac{\alpha}{\omega_1 z_i}} \right) + D \right] = - \frac{A}{\sqrt{A^2 - B^2}} \quad (21)$$

Все ионы, для которых значения z_i удовлетворяют уравнению (21), попадают в центральную область катода и образуют расходящуюся часть ионного пучка. Угол, под которым ион движется относительно коллимированной части пучка, определяется из уравнения (15)

$$\operatorname{tg} \varphi_{|z-d} = \frac{dr}{dz_{|z-d}}. \quad (22)$$

Полученное выражение не приводится из-за его громоздкости. Однако из него следует, что $\operatorname{tg} \varphi$ прямо пропорционален r_i координате места образования иона. Таким образом, чем дальше от оси образовался ион, тем под большим углом он попадает на эмиссионное отверстие.

Следовательно, для формирования коллимированного ионного пучка в источнике необходимо, чтобы область интенсивной ионизации была близка к оси разряда. Последнее утверждение осуществляется в том случае, если осевая компонента скорости осциллирующих электронов намного превышает ее радиальную компоненту.

Ереванский государственный университет

Ռ. Պ. ԲԱՐՆԵՐՅԱՆ, Դ. Հ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Վ. Մ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ,

Յ. Ա. ՄԻՆԱՍՅԱՆ, Ա. Կ. ԶՈՐԱՆՅԱՆ

Իոնոսֆերի շարժումը պենինգի տիպի բարձր լարման ստացիոնար իոնային աղբյուրում

Հաշվի առնելով դրական իոնների առաջացման սկզբնական պայմանները, աշխատանքում քննարկված է նրանց շարժումը բարձր լարման իոնային աղբյուրում հաստատուն մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում և տրված նաև, որ իոնային աղբյուրի աշխատանքային էֆեկտիվությունը բարձրացնելու համար անհրաժեշտ է գաղի իոնացումը իրականացնել աղբյուրի առանցքային մասում:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ W. Knauer, J. Appl. Phys., v. 33, № 6, p. 2093 (1962). ² Г. В. Смирницкая, Р. П. Баберцян, ЖТФ, т. 36, № 7, с. 1217 (1966). ³ Г. В. Смирницкая, Э. М. Рейхрудель, ЖТФ, т. 29, № 2, с. 153 (1959). ⁴ Э. М. Рейхрудель, Г. В. Смирницкая, Р. П. Баберцян, ЖТФ, т. 36, № 7, с. 1226 (1966).