

ПЛАЗМА МЕЖДУ КОНЦЕНТРИЧЕСКИМИ СФЕРИЧЕСКИМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

А. М. РЕЗИКЯН

Рассчитано радиальное распределение концентрации заряженных частиц и напряженности электрического поля в плазме между концентрическими сферическими электродами. Оценено на какое расстояние проникает в плазму возмущение, вызванное внутренним электродом.

В работе [1] были рассчитаны радиальное распределение плотности заряженных частиц и напряженности электрического поля в положительном столбе, находящемся между соосными цилиндрами. В данной работе эти величины рассчитаны для плазмы, находящейся между концентрическими сферическими электродами.

В указанной плазме выполняются все условия, перечисленные в работе [1]. Уравнения сохранения импульсов для данной плазмы имеют вид

$$\begin{aligned} nv_i &= \beta_i nE - D_i \frac{dn}{dr}, \\ nv_e &= -\beta_e nE - D_e \frac{dn}{dr}, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \beta_i &= \frac{e}{m_i v_{in}}, & \beta_e &= \frac{e}{m_e v_{en}}, \\ D_i &= \frac{kT_i}{m_i v_{in}}, & D_e &= \frac{kT_e}{m_e v_{en}}. \end{aligned}$$

Здесь m_i , m_e — массы, v_{in} , v_{en} — числа соударений с нейтральными частицами в секунду, v_i , v_e — макроскопические средние скорости ионов и электронов соответственно, E — напряженность электрического поля, n — концентрация заряженных частиц, e — их заряд, k — постоянная Больцмана.

Уравнения непрерывности в случае сферической симметрии будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 nv_i) &= 0, \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 nv_e) &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Имея в виду, что $-\frac{dn}{dt} = Zn$, из (1) и (2) получим

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dn}{dr} + \frac{Z}{D_a} n = 0, \quad (3)$$

где

$$D_a = \frac{D_i \beta_e + D_e \beta_i}{\beta_i + \beta_e}$$

является коэффициентом амбиполярной диффузии, а Z — число вновь образованных пар электронов и положительных ионов в секунду.

Решение уравнения (3) имеет следующий вид:

$$n = n_0 \left(\frac{\sin x}{x} + \gamma \frac{\cos x}{x} \right), \quad (4)$$

где

$$x = ar, \quad a^2 = \frac{Z}{D_a}. \quad (4')$$

В соотношениях (1) и (2) использовано условие нейтральности плазмы. Проверим справедливость такого допущения для плазмы сферической конфигурации.

Из уравнения для полного тока

$$i = 4\pi e r^2 (v_i + v_e), \quad (5)$$

решения (4) и

$$\operatorname{div} E = \frac{e(n_i - n_e)}{\epsilon_0}$$

следует, что

$$\begin{aligned} \frac{n_i - n_e}{n_0} = & a \frac{\gamma_e h_e^2 + \gamma_i h_i^2}{\beta_e + \beta_i} \left(\frac{1}{x} - \frac{\cos x - \gamma \sin x}{\sin x + \gamma \cos x} \right) + \\ & + a^2 \frac{\beta_e h_e^2 - \beta_i h_i^2}{\beta_e + \beta_i} \left[1 - \left(\frac{1}{x} - \frac{\cos x - \gamma \sin x}{\sin x + \gamma \cos x} \right)^2 \right]; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\gamma_i = \frac{e v_i}{k T_i}, \quad \gamma_e = \frac{e v_e}{k T_e}, \quad h_i = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_i}{e^2 n_0}}, \quad h_e = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n_0}}.$$

Если дебаевские радиусы h_i , h_e много меньше $R_2 - R_1$, где R_1 и R_2 — границы плазмы, то из (6) следует, что почти во всем объеме плазмы выполняется условие нейтральности.

Для определения a и γ , входящих в (4), воспользуемся граничными условиями

$$\left. \begin{aligned} r = R_1 \\ r = R_2 \end{aligned} \right| n = 0. \quad (7)$$

Справедливость этих условий можно показать точно так же, как это сделано в работе [2]. Очевидность условий (7) непосредственно следует также из того, что на границах плазмы существуют области катодного и анодного падения потенциалов, где напряженность элек-

трического поля на много порядков больше, чем в самой плазме. Отсюда в областях падения потенциала концентрация заряженных частиц будет на много порядков меньше, чем в самой плазме.

Из (4) на основании (7) получим

$$\gamma = -\frac{\sin K_1}{\cos K_1} = -\frac{\sin K_2}{\cos K_2}, \quad (8)$$

где $K_1 = \alpha R_2$ и $K_2 = \alpha R_1$ откуда для определения α получим следующее уравнение:

$$\sin K_1 \cos(K_1 \rho_a) - \sin(K_1 \rho_a) \cos K_1 = 0, \quad (9)$$

где $\rho_a = \frac{R_1}{R_2}$, а следовательно $K_2 = K_1 \rho_a$.

Первый корень уравнения (9) имеет следующий вид:

$$K_1 = \frac{\pi}{1 - \rho_a}. \quad (10)$$

Наконец, для определения n_0 согласно (1), уравнение тока (5) напишем в следующем виде:

$$i = 4\pi e r^2 \left(l \cdot n \cdot E + m \frac{dn}{dr} \right), \quad (11)$$

где

$$l = \beta_i + \beta_e, \quad m = D_e - D_i$$

и разность потенциалов U_a для плазмы

$$U_a = -\frac{1}{\alpha} \int_{K_1 \rho_a}^{K_1} E dx. \quad (12)$$

Из (4), (11) и (12) после исключения n_0 получим напряженность электрического поля в безразмерных величинах в виде

$$\varepsilon = \frac{C}{x(\sin x + \gamma \cos x)} - \frac{\cos x - \gamma \sin x}{\sin x + \gamma \cos x} + \frac{1}{x},$$

$$C = \frac{\ln \frac{K_1 \rho_a \cos(K_1 \rho_a)}{K_1 \cos k_1} - \frac{l}{m} U_a}{\int_{K_1 \rho_a}^{K_1} \frac{dx}{x(\sin x + \gamma \cos x)}},$$

$$\varepsilon = R_2 \frac{lE}{mK_1},$$

и, согласно [1]:

$$\frac{m}{l} = \frac{1 + \frac{\Lambda_l}{\Lambda_e} \left(\frac{m_e x_l}{m_l x} \right)^{1/2}}{1 - \frac{\Lambda_l}{\Lambda_e} \left(\frac{m_e x}{m_l x_l} \right)^{1/2}} \cdot \frac{x}{V_j},$$

$$x_l = \frac{eV_j}{kT_l}, \quad x = \frac{eV_j}{kT_e}.$$

V_j — ионизационный потенциал, а функции $\Lambda_e = \Lambda_e(x)$, Λ_l даны в работе [3].

Падение концентрации заряженных частиц у обеих границ плазмы приводит к диффузии зарядов к электродам и к образованию максимума плотности зарядов в самой плазме. Действительно, из (4), (8), (9) и (10) получим

$$\frac{\pi}{1 - \rho_a} \rho_a = \operatorname{tg} \left[\frac{\pi}{1 - \rho_a} (\rho_m - \rho_a) \right]. \quad (13)$$

На основании уравнения (13) на рисунке приведена зависимость ρ_m от ρ_a в виде кривой.

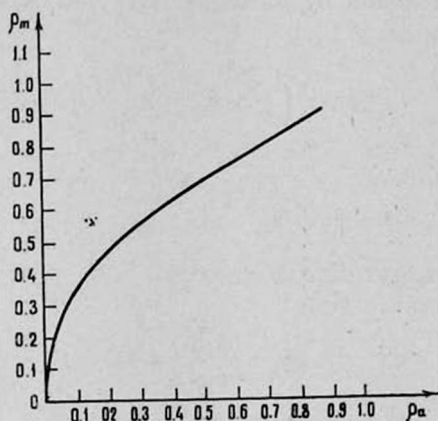


Рис. 1.

Величина ρ_m , определяющая на каком расстоянии находится максимум плотности заряженных частиц, важна для зондовых измерений. Она определяет расстояние, до которого зонд возмущает плазму. Расстояние от поверхности шарового зонда до границы искажения плазмы h определяется выражением

$$h = d + R_2 \rho_m(\rho_a). \quad (14)$$

Здесь d — толщина призондового слоя, где нарушается нейтральность плазмы, а ρ_m — зона возмущенной плазмы. Из (13) и (14) следует, что чем меньше радиус зонда, тем меньше расстояние искажения h . Как видно из рисунка, ρ_m резко уменьшается при очень малых ρ_a . В плазме большего объема область искажения h меньше.

Институт радиофизики и электроники

АН АрмССР

Поступила 24 октября 1966

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. М. Резикян, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 31 (1966).
2. А. М. Резикян, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 222 (1966).
3. А. Энгель и М. Штенбек, Физика и техника электрического разряда в газах, т. 1, М.-Л. (1936).

ՊԼԱԶՄԱՆ ՀԱՄԱԿԵՆՏՐՈՆ ՍՖԵՐԻԿ ԷԼԵԿՏՐՈՂՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ

Ա. Մ. ՌԵՑԻԿՅԱՆ

Դիտվում է ցածր իոնացման աստիճան ունեցող լազ, որը գտնվում է երկու համակենտրոն սֆերիկ էլեկտրոդների միջև: Հաշված է էլեկտրական դաշտի լարվածությունը և լեցքերի խտության աղիակ բաշխումը:

Հաշված է նաև պլազմայի աղավաղման չափը էլեկտրոդների սֆերիկ զոնդի միջոցով:

THE PLASMA BETWEEN CONCENTRIC SPHERICAL ELECTRODES

A. M. RESIKYAN

Low ionization degree gas between the concentric spherical electrodes is considered. The radial distribution of the electrical field and of the charge density is calculated. The distortion degree of plasma is also calculated by means of the Lengmuier-spherical sound.