ИЗВЕСТИЯ
ТОМСКОГО ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ
И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА им. С. М. КИРОВА

Том 276 1976

УДК 537.52

ИОННЫЙ ТОК НА ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ЗОНД КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ В ПЛАЗМЕ

И. А. ТИХОМИРОВ, В. В. ТИХОМИРОВ, В. Я. ФЕДЯНИН, В. И. ШИШКОВСКИЙ

(Представлена научным семинаром физико-технического факультета)

Рассматривается ионный ток на цилиндрический зонд конечной длины для случая $\lambda > a$. Для «тонких» цилиндрических зондов конечной длины предложены формулы, связывающие ионный ток на зонд с концентрацией ионов в невозмущенной плазме и размерами зонда.

Библиографий 2.

Рассматривая движение иона в слое пространственного заряда, окружающего зонд, авторы работы [1] вводят два критерия:

а) критерий применимости понятия лимитационного движения,

б) критерий применимости теории цилиндрического зонда бесконечной длины.

Применяемые на практике зонды зачастую не удовлетворяют этим условиям.

В настоящей работе выводятся формулы для ионного тока на цилиндрический зонд в случае отсутствия лимитационного движения, которые позволяют учитывать конечную длину зондов.

Представим зонд в форме вытянутого эллипсоида вращения и введем эллипсоидальную систему координат по формулам:

$$\begin{aligned} X &= \alpha \cos U \operatorname{sh} \Theta \cos \varphi & -\frac{\pi}{2} &\leqslant U \leqslant \frac{\pi}{2}; \\ Y &= \alpha \cos U \operatorname{sh} \Theta \sin \varphi & 0 &\leqslant \Theta < \infty; \\ Z &= \alpha \sin U \operatorname{ch} \Theta & 0 &\leqslant \varphi < 2\pi. \end{aligned} \tag{1}$$

Будем считать, что потенциал в поле зонда зависит от Θ, т. е. $\eta = \eta(\Theta)$.

В случае отсутствия столкновений при движении иона в поле зонда имеют место законы сохранения энергии и момента количества движения:

$$\frac{M_i v^2}{2} = \frac{M_i v_0^2}{2} + e\eta_a, \tag{2}$$

$$M_z = M_i v_0 \alpha \cos U \operatorname{sh} \Theta \sin \varphi, \tag{3}$$

где α — фокусное расстояние эллипсоида; v_0 — скорость иона в невозмущенной плазме; M_i — масса иона; η_a — потенциал зонда.

При отсутствии лимитационного движения собирающей поверхностью является поверхность зонда, поэтому наибольший момент, который могут иметь ионы, попадающие на зонд ($\cos U=1$, $\sin\varphi=1$), равен

$$(M_z)_{\max} = M_i v\alpha\,\mathrm{sh}\,\Theta_a = M_i va, \tag{4}$$

где a — малая полуось зонда.

С учетом закона сохранения энергии (2) получим

$$(M_z)_{\max} = M_i v_0 a \sqrt{1+\frac{2e\eta_a}{M_i v_0^2}}. \tag{5}$$

Найдем уравнение наибольшего эллипсоида, попав на который ионы попадут на зонд,

$$M_i v_0 a \sqrt{1+\frac{2e\eta_a}{M_i v_0^2}} = M_i v_0\,\alpha\,\mathrm{sh}\,\Theta'. \tag{6}$$

Отсюда получим

$$\alpha\,\mathrm{sh}\,\Theta' = a\sqrt{1+\frac{2e\eta_a}{M_i v_0^2}}. \tag{7}$$

Параметры эллипсоида даются выражениями:

$$a_1 = \alpha\,\mathrm{sh}\,\Theta' = a\sqrt{1+\frac{2e\eta_a}{M_i v_0^2}},$$

$$c_1 = \alpha\,\mathrm{ch}\,\Theta' = \alpha\sqrt{1+\frac{a^2}{\alpha^2}\left(1+\frac{2e\eta_a}{M_i v_0^2}\right)}. \tag{8}$$

Здесь c — большая полуось зонда.

Площадь поверхности

$$S = 2\pi a_1 c_1\left(\sqrt{1-\varepsilon^2}+\frac{\arcsin\varepsilon}{\varepsilon}\right), \tag{9}$$

где

$$\varepsilon = \frac{c_1^2-a_1^2}{c_1^2} = \frac{1-\dfrac{a^2}{\alpha^2}}{1+\dfrac{a^2}{\alpha^2}\,\dfrac{2e\eta_a}{M_i v_0^2}}.$$

Для упрощения вычисления ионного тока на зонд, воспользуемся положением работы [2], т. е. реальное распределение ионов по скоростям в плазме заменим моноэнергетическим распределением. Применительно к рассматриваемому случаю для $f(v_0)$ будем иметь

$$f(v_0) = \frac{M_i}{2\pi}\delta\left(\frac{M_i v_0^2}{2}-E_0\right). \tag{10}$$

Тогда ионный ток на единицу длины цилиндрического зонда будет равен

$$i = en_0\int_0^\infty S v_0^2\,\frac{M_i}{2\pi}\,\delta\left(\frac{M_i v_0^2}{2}-E_0\right)dv_0. \tag{11}$$

Здесь E_0 и n_0 — энергия и концентрация ионов в невозмущенной плазме.

2. Заказ 4728.

Введем длину цилиндрического зонда $l = c\frac{\pi}{2}$, тогда при различных условиях получим следующие выражения для ионного тока на „тонкий" цилиндрический зонд конечной длины:

1) при $\frac{a^2}{c^2} \ll 1, \quad \frac{a^2}{c^2} \cdot \frac{2e\eta_a}{M_i v_0^2} > 1,$

$$i = 2alen_0 \sqrt{\frac{2e\eta_a}{M_i}} \sqrt{1 + \frac{\pi^2}{4}\frac{a^2}{l^2}\frac{e\eta_a}{E_0}} \times$$

$$\times \left(1 - \frac{1}{6} \frac{1 - \frac{\pi^2}{2}\frac{a^2}{l^2}}{1 + \frac{\pi^2}{4}\frac{a^2}{l^2}\frac{e\eta_a}{E_0}} \right), \tag{12}$$

2) при $\frac{a^2}{c^2} \ll 1, \quad \frac{a^2}{c^2} \frac{2e\eta_a}{M_i v_0^2} < 1,$

$$i = 2alen_0 \sqrt{\frac{2e\eta_a}{M_i}} \left(1 + \frac{3\pi^2}{8}\frac{a^2}{l^2}\frac{e\eta_a}{E_0} \right). \tag{13}$$

Полученные формулы позволяют определить концентрацию заряженных частиц по ионной части характеристики в случае „тонких" зондов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. М. Каган, В. И. Перель. ЖТФ. **39**, В. 12, 2238, (1969).
2. J. Bernstein, J. Rabinowitz. «Phys. Fluids», 2, 12 (1959).