

О ПОЛЯРИЗАЦИИ ПЛАЗМЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

К. С. Головановский, В. А. Погосян

(Москва)

Данная работа посвящена исследованию электростатической поляризации плазмы во внешнем электрическом поле, т. е. процесса разделения зарядов в плазме, когда протекание стационарного тока сквозь плазму исключено.

1. Постановка задачи. Рассматривается плоский слой однородной двухкомпонентной, частично ионизованной плазмы толщиной d (фиг. 1), ограниченный непроницаемыми диэлектрическими стенками $x = 0$ и $x = d$.

В момент времени $t = 0$ на плазму вдоль оси x накладывается внешнее постоянное однородное электрическое поле E_0 .

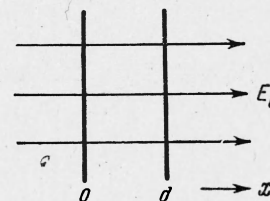
При этом в плазме начинается движение положительных ионов и электронов со скоростями соответственно $v_p(x, t)$ и $v_e(x, t)$, что приводит к отклонениям концентраций $n_p(x, t)$ и $n_e(x, t)$ от общего начального уровня концентрации $N_p = N_e = N = \text{const}$.

Возмущения концентраций являются причиной возникновения диффузионных потоков, вызванных градиентами n_p и n_e , а также источником дополнительного электрического поля поляризации E^* , влияющего на движение частиц.

При этом движение ионов и электронов определяется также эффективными частотами соударений с нейтралами ν_p и ν_e .

Если внешнее поле достаточно мало, так что все возмущения, вызванные им, а также их пространственные производные были малы, то задача может быть сведена к пяти линеаризованным квазигидродинамическим уравнениям для пяти неизвестных функций: скоростей и концентраций электронов и ионов, а также электрического поля (или потенциала) поляризации (температуры ионов T_p и электронов T_e считаются постоянными)

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_e}{\partial t} + \nu_e v_e + \frac{\kappa T_e}{mN} \frac{\partial n_e}{\partial x} &= -\frac{e}{m} (E_0 + E^*) \\ \frac{\partial v_p}{\partial t} + \nu_p v_p + \frac{\kappa T_p}{MN} \frac{\partial n_p}{\partial x} &= \frac{e}{M} (E_0 + E^*) \\ \frac{\partial v_e}{\partial x} + \frac{1}{N} \frac{\partial n_e}{\partial t} &= 0, \quad \frac{\partial v_p}{\partial x} + \frac{1}{N} \frac{\partial n_p}{\partial t} = 0 \\ \frac{\partial E^*}{\partial x} &= 4\pi e (n_p - n_e) \end{aligned} \quad (1.1)$$



Фиг. 1

Здесь κ — постоянная Больцмана, m и M — масса электрона и положительного иона соответственно, E^* — поле поляризации. Пренебрегая током смещения в плазме, по сравнению с током проводимости, из (1.1) после несложных преобразований получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 v_e}{\partial t^2} + \nu_e \frac{\partial v_e}{\partial t} - \omega_e^2 \frac{\partial^2 v_e}{\partial x^2} &= -\omega_e^2 (v_e - v_p) \\ \frac{\partial^2 v_p}{\partial t^2} + \nu_p \frac{\partial v_p}{\partial t} - \omega_p^2 \frac{\partial^2 v_p}{\partial x^2} &= \omega_p^2 (v_e - v_p) \end{aligned} \quad (1.2)$$

Здесь

$$v_e^2 = \frac{\kappa T_e}{m}, \quad w_p^2 = \frac{\kappa T_p}{M}, \quad \omega_e^2 = \frac{4\pi e^2 N}{m}, \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi^2 e N}{M}$$

— средние тепловые скорости электронов и ионов, ленгмюровские частоты электронов и ионов соответственно.

Система уравнений (1.2) с соответствующими граничными и начальными условиями является замкнутой и позволяет однозначно определить функции $v_e(x, t)$ и $v_p(x, t)$. В качестве граничных и начальных условий берем соотношения

$$v_e(0, t) = v_p(0, t) = 0, \quad v_e(d, t) = v_p(d, t) = 0 \quad (1.3)$$

$$v_e(x, 0) = v_p(x, 0) = 0, \quad \left. \frac{\partial v_e}{\partial t} \right|_{t=0} = -\frac{eE_0}{m}, \quad \left. \frac{\partial v_p}{\partial t} \right|_{t=0} = \frac{eE_0}{M} \quad (1.4)$$

Начальные условия означают, что при $t = 0$ скорости частиц еще равны нулю, но ускорения уже существуют, причем последние обусловлены только внешним полем, так как в момент $t = 0$ поле поляризации отсутствует и градиенты концентраций равны нулю.

2. Решение системы уравнений (1.2). Ищем решение в виде рядов

$$v_e(x, t) = \sum_{q=1} \varphi_q(t) \sin \frac{q\pi x}{d}, \quad v_p(x, t) = \sum_{q=1} \psi_q(t) \sin \frac{q\pi x}{d} \quad (2.1)$$

удовлетворяющих граничным условиям (1.3). Используя (2.1) с учетом (1.4), нетрудно найти начальные условия для функций φ_q, ψ_q

$$\varphi_q|_{t=0} = \psi_q|_{t=0} = 0, \quad (2.2)$$

$$\left. \frac{d\varphi_q}{dt} \right|_{t=0} = \frac{2eE_0}{q\pi m} [(-1)^q - 1], \quad \left. \frac{d\psi_q}{dt} \right|_{t=0} = -\frac{2eE_0}{q\pi M} [(-1)^q - 1]$$

Так как нас интересует нетривиальное решение, то в (2.2) необходимо положить $q = 2k + 1$. Введем обозначения

$$\delta_e^2 = \omega_e^2 \left[(2k+1)^2 \pi^2 \left(\frac{h_e}{d} \right)^2 + 1 \right] - \frac{v_e^2}{4}, \quad h_e = \left(\frac{\kappa T_e}{4\pi e^2 N} \right)^{1/2} \\ \delta_p^2 = \omega_p^2 \left[(2k+1)^2 \pi^2 \left(\frac{h_p}{d} \right)^2 + 1 \right] - \frac{v_p^2}{4}, \quad h_p = \left(\frac{\kappa T_p}{4\pi e^2 N} \right)^{1/2} \quad (2.3)$$

Здесь h_e, h_p — дебаевские радиусы экранирования для электронов и ионов. Из (1.2) получим уравнения

$$\varphi_{2k+1}'' + v_e \varphi_{2k+1}' + (\delta_e^2 + 1/4 v_e^2) \varphi_{2k+1} - \omega_e^2 \psi_{2k+1} = 0 \\ \psi_{2k+1}'' + v_p \psi_{2k+1}' + (\delta_p^2 + 1/4 v_p^2) \psi_{2k+1} - \omega_p^2 \varphi_{2k+1} = 0 \quad (2.4)$$

Здесь штрихи означают дифференцирование по t . Система (2.4) может быть сведена методом Фубини [1] к двум интегральным уравнениям

$$\varphi_{2k+1} = -\frac{4eE_0 \exp(-1/2 v_e t)}{(2k+1) \pi m \delta_e} \sin \delta_e t + \frac{\omega_e^2}{\delta_e} \int_0^t \exp \frac{-v_e(t-\tau)}{2} \psi(\tau) \sin \delta_e(t-\tau) d\tau \\ \psi_{2k+1} = \frac{4eE_0 \exp(-1/2 v_p t)}{(2k+1) \pi M \delta_p} \sin \delta_p t + \frac{\omega_p^2}{\delta_p} \int_0^t \exp \frac{-v_p(t-\tau)}{2} \varphi(\tau) \sin \delta_p(t-\tau) d\tau \quad (2.5)$$

решение которых будем искать методом последовательных приближений. В качестве нулевого приближения целесообразно выбрать первые слагаемые правых частей уравнений

$$\varphi_{2k+1}^{(0)} = -\frac{4eE_0 \sin \delta_e t}{(2k+1) \pi m \delta_e} \exp \frac{-v_e t}{2}, \quad \psi_{2k+1}^{(0)} = \frac{4eE_0 \sin \delta_p t}{(2k+1) \pi M \delta_p} \exp \frac{-v_p t}{2}$$

характеризующие независимое движение электронов и ионов с собственными характерными временами. Тогда

$$\begin{aligned} \varphi_{2k+1}^{(1)} &= \frac{\omega_e^2}{\delta_e} \int_0^t \exp \left[\frac{-v_e(t-\tau)}{2} \right] \psi_{2k+1}^{(0)}(\tau) \sin \delta_e(t-\tau) d\tau \\ \psi_{2k+1}^{(1)} &= \frac{\omega_p^2}{\delta_p} \int_0^t \exp \left[\frac{-v_p(t-\tau)}{2} \right] \varphi_{2k+1}^{(0)}(\tau) \sin \delta_p(t-\tau) d\tau \end{aligned} \quad (2.6)$$

Ограничимся далее вычислением первого приближения, что позволит учесть взаимное влияние движения электронов и ионов друг на друга. Это влияние выразится в том, что движение электронов будет характеризоваться не только электронными, но и ионными характерными временами, и наоборот. Второе приближение приведет к появлению слагающих скоростей с гибридными характерными временами.

Вычисление интегралов (2.6) приводит к следующим выражениям для первого приближения:

$$\begin{aligned} \varphi_{2k+1} &= A [\exp(-1/2 v_p t) (a_e \cos \delta_p t + b_e \sin \delta_p t) - \\ &\quad - \exp(-1/2 v_e t) (a_e \cos \delta_e t + c_e \sin \delta_e t)] \\ \psi_{2k+1} &= -A [\exp(-1/2 v_e t) (a_p \cos \delta_e t + b_p \sin \delta_e t) - \\ &\quad - \exp(-1/2 v_p t) (a_p \cos \delta_p t + c_p \sin \delta_p t)] \end{aligned} \quad (2.7)$$

Здесь

$$\begin{aligned} A &= \frac{2eE_0 \omega_e^2}{\delta_e \delta_p (2k+1) \pi M} = \frac{2eE_0 \omega_p^2}{\delta_e \delta_p (2k+1) \pi m} \\ a_e &= \frac{v_{ep}^-}{2} \left[\frac{1}{1/4 (v_{ep}^-)^2 + (\delta_{pe}^+)^2} - \frac{1}{1/4 (v_{ep}^-)^2 + (\delta_{pe}^-)^2} \right] \\ b_e &= \left[\frac{\delta_{pe}^+}{1/4 (v_{ep}^-)^2 + (\delta_{pe}^+)^2} - \frac{\delta_{pe}^-}{1/4 (v_{ep}^-)^2 + (\delta_{pe}^-)^2} \right] \\ c_e &= \left[\frac{\delta_{ep}^-}{1/4 (v_{ep}^-)^2 + (\delta_{pe}^-)^2} - \frac{\delta_{pe}^+}{1/4 (v_{ep}^-)^2 + (\delta_{pe}^+)^2} \right] \\ a_p &= \frac{v_{pe}^-}{2} \left[\frac{1}{1/4 (v_{pe}^-)^2 + (\delta_{ep}^+)^2} - \frac{1}{1/4 (v_{pe}^-)^2 + (\delta_{ep}^-)^2} \right] \\ b_p &= \left[\frac{\delta_{ep}^+}{1/4 (v_{pe}^-)^2 + (\delta_{ep}^+)^2} - \frac{\delta_{ep}^-}{1/4 (v_{pe}^-)^2 + (\delta_{ep}^-)^2} \right] \\ c_p &= \left[\frac{\delta_{pe}^-}{1/4 (v_{pe}^-)^2 + (\delta_{ep}^-)^2} - \frac{\delta_{ep}^+}{1/4 (v_{pe}^-)^2 + (\delta_{ep}^+)^2} \right] \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$(v_{ep}^\pm = v_e \pm v_p, \delta_{ep}^\pm = \delta_e \pm \delta_p, v_{pe}^\pm = v_p \pm v_e, \delta_{pe}^\pm = \delta_p \pm \delta_e)$$

Таким образом, для $v_e(x, t)$ и $v_p(x, t)$ имеем (2.9)

$$v_e(x, t) = \sum_{k=0} \left\{ -\frac{4eE_0 \exp(-1/2 v_e t)}{(2k+1) \pi m \delta_e} \sin \delta_e t + A \left[\exp \frac{v_p t}{2} (a_e \cos \delta_e t + b_e \sin \delta_e t) - \exp \frac{v_e t}{2} (a_e \cos \delta_e t + c_e \sin \delta_e t) \right] \right\} \sin \frac{(2k+1) \pi x}{d}$$

$$v_p(x, t) = \sum_{k=0} \left\{ \frac{4eE_0 \exp(-1/2 v_p t)}{(2k+1) \pi M \delta_p} \sin \delta_p t - A \left[\exp \frac{v_e t}{2} (a_p \cos \delta_e t + b_p \sin \delta_e t) - \exp \frac{v_p t}{2} (a_p \cos \delta_p t + c_p \sin \delta_p t) \right] \right\} \sin \frac{(2k+1) \pi x}{d}$$

Легко убедиться, что решения (2.9) удовлетворяют начальным и граничным условиям (1.3) и (1.4).

3. Решения для возмущений концентраций электронов и ионов. Выражение для $n_e(x, t)$ и $n_p(x, t)$ определяются из третьего и четвертого уравнений (1.1) с учетом начальных условий

$$n_e(x, t)|_{t=0} = n_p(x, t)|_{t=0} = 0 \quad (3.1)$$

После преобразований имеем

$$n_e(x, t) = N \sum_{k=0} \frac{2eE_0 \omega_p^2}{\delta_e \delta_p m d} \cos \frac{(2k+1) \pi x}{d} \{ [P_e (1 - \exp(-1/2 v_e t) \cos \delta_e t) - Q_e \exp(-1/2 v_e t) \sin \delta_e t] - [R_e (1 - \exp(-1/2 v_p t) \cos \delta_p t) + S_e \exp(-1/2 v_p t) \sin \delta_p t] \} \quad (3.2)$$

$$n_p(x, t) = -N \sum_{k=0} \frac{2eE_0 \omega_p^2}{\delta_e \delta_p m d} \cos \frac{(2k+1) \pi x}{d} \{ [P_p (1 - \exp(-1/2 v_p t) \cos \delta_p t) - Q_p \exp(-1/2 v_p t) \sin \delta_p t] - [R_p (1 - \exp(-1/2 v_e t) \cos \delta_e t) + S_p \exp(-1/2 v_e t) \sin \delta_e t] \}$$

$$\begin{aligned} P_e &= \frac{2\delta_e \delta_p / \omega_p^2 + 1/2 a_e v_e + c_e \delta_e}{1/4 v_e^2 + \delta_e^2}, & P_p &= \frac{2\delta_e \delta_p / \omega_e^2 + 1/2 a_p v_p + c_p \delta_p}{1/4 v_p^2 + \delta_p^2} \\ Q_e &= \frac{\delta_p v_e / \omega_p^2 - \delta_e a_e + 1/2 c_e v_e}{1/4 v_e^2 + \delta_e^2}, & Q_p &= \frac{v_p \delta_e / \omega_e^2 - a_p \delta_p + 1/2 c_p v_p}{1/4 v_p^2 + \delta_p^2} \\ R_e &= \frac{1/2 a_e v_p + b_e \delta_p}{1/4 v_e^2 + \delta_p^2}, & R_p &= \frac{1/2 a_p v_p + b_p \delta_e}{1/4 v_e^2 + \delta_e^2} \\ S_e &= \frac{a_e \delta_p + 1/2 b_e v_p}{1/4 v_p^2 + \delta_p^2}, & S_p &= \frac{a_p \delta_e + 1/2 b_p v_e}{1/4 v_e^2 + \delta_e^2} \end{aligned} \quad (3.3)$$

4. Распределение концентраций электронов и ионов в поляризованной плазме. Для получения пространственного распределения n_e и n_p после затухания всех переходных процессов нужно взять асимптотическое значение решений (3.2) при $t \rightarrow \infty$. Целесообразно при этом упростить выражения (3.3), учитывая очевидные неравенства $v_e \gg v_p$, $\omega_e \gg \omega_p$, $\delta_e \gg \delta_p$. Тогда установившееся распределение концентраций электронов и ионов примет вид

$$n_e(x, \infty) = \frac{E_0}{e \pi d} \sum_{k=0} \frac{(2k+1)^2 \pi^2 (h_p/d)^2 \cos(2k+1) \pi x/d}{[(2k+1)^2 \pi^2 (h_e/d)^2 + 1] [(2k+1)^2 \pi^2 (h_p/d)^2 + 1]}$$

$$n_p(x, \infty) = -\frac{E_0}{e \pi d} \sum_{k=0} \frac{(2k+1)^2 \pi^2 (h_e/d)^2 \cos(2k+1) \pi x/d}{[(2k+1)^2 \pi^2 (h_e/d)^2 + 1] [(2k+1)^2 \pi^2 (h_p/d)^2 + 1]} \quad (4.1)$$

Ряды могут быть просуммированы и записаны в виде комбинации гиперболических функций

$$\begin{aligned} n_e(x, \infty) &= \frac{E_0 h_p}{4\pi e (h_e^2 - h_p^2)} \left[\frac{\operatorname{sh} dh_p^{-1} (1/2 - x/d)}{\operatorname{ch} 1/2 dh_p^{-1}} - \left(\frac{T_p}{T_e} \right)^{1/2} \frac{\operatorname{sh} dh_e^{-1} (1/2 - x/d)}{\operatorname{ch} 1/2 dh_e^{-1}} \right] \\ n_p(x, \infty) &= \frac{E_0 h_e}{4\pi e (h_e^2 - h_p^2)} \left[\frac{\operatorname{sh} dh_e^{-1} (1/2 - x/d)}{\operatorname{ch} 1/2 dh_e^{-1}} - \left(\frac{T_e}{T_p} \right)^{1/2} \frac{\operatorname{sh} dh_p^{-1} (1/2 - x/d)}{\operatorname{ch} 1/2 dh_p^{-1}} \right] \end{aligned}$$

В случае слабо ионизированного газа, когда $h_e, h_p > d$, выражения для $n_e(x, \infty)$ и $n_p(x, \infty)$ могут быть упрощены

$$\begin{aligned} n_e(x, \infty) &= \frac{E_0 d}{e\pi^3 h_e^2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(2k+1)^2} \cos \frac{(2k+1)\pi x}{d} \\ n_p(x, \infty) &= -\frac{E_0 d}{e\pi^3 h_p^2} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(2k+1)^2} \cos \frac{(2k+1)\pi x}{d} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Ввиду быстрой сходимости рядов (4.3) при вычислениях $n_e(x, \infty)$ и $n_p(x, \infty)$ можно ограничиться тремя первыми членами ряда ($k=0, k=1, k=2$). Допускаемая при этом ошибка не превышает 3–4%.

5. Переходные процессы. Зависимости скоростей и концентраций частиц в каждой точке от времени даются общими соотношениями (2.9), (3.2). Целесообразно, как и в предыдущем разделе, упростить эти выражения, пренебрегая заведомо малыми величинами (v_p, ω_p, δ_p) по сравнению с большими (v_e, ω_e, δ_e). В этом приближении

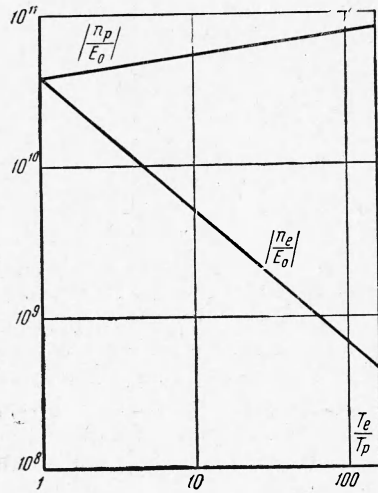
$$\begin{aligned} v_e(x, t) &= -\sum_{k=0}^{\infty} \frac{4eE_0}{(2k+1)\pi m} \left[\frac{\exp(-1/2 v_e t) \sin \delta_e t}{\delta_e} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{m/M \exp(-1/2 v_p t) \sin \delta_p t}{\delta_p (2k+1)^2 \pi^2 (h_e/d)^2 + 1} \right] \sin \frac{(2k+1)\pi x}{d} \\ v_p(x, t) &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{4eE_0 \sin \delta_p t}{(2k+1)\pi m \delta_p} \left[1 - \frac{1}{(2k+1)^2 \pi^2 (h_e/d)^2 + 1} \right] \sin \frac{(2k+1)\pi x}{d} \end{aligned} \quad (5.1)$$

Аналогично для концентраций получаем

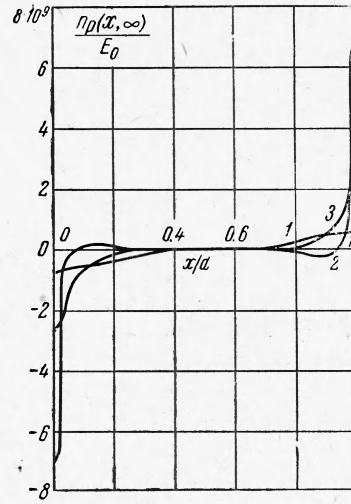
$$\begin{aligned} n_e(x, \infty) &= N \sum_{k=0}^{\infty} \frac{4eE_0 \omega_p^2 \cos(2k+1)\pi x/d}{\delta_e \delta_p m d (1/4 v_e^2 + \delta_e^2)} \left\{ \frac{\delta_p}{\omega_p^2} \left[\delta_e^2 - (1/4 v_e^2 + \delta_e^2)^{1/2} \exp(-1/2 v_e t) \times \right. \right. \\ &\quad \times \sin(\delta_e t + \arctg \frac{2\delta_e}{v_e}) \left. \right] - \frac{\delta_e}{1/4 v_e^2 + \delta_p^2} \left[\delta_p^2 - (1/4 v_p^2 + \delta_p^2)^{1/2} \exp(-1/2 v_p t) \times \right. \\ &\quad \times \sin(\delta_p t + \arctg \frac{2\delta_p}{v_p}) \left. \right] \left. \right\} \\ n_p(x, t) &= -N \sum_{k=0}^{\infty} \frac{4eE_0 \omega_p^2 \cos(2k+1)\pi x/d}{\delta_e \delta_p m d (1/4 v_p^2 + \delta_p^2)} \left\{ \frac{\delta_e^2}{\omega_e^2} \frac{(2k+1)^2 \pi^2 (h_e/d)^2}{(2k+1)^2 \pi^2 (h_e/d)^2 + 1} \times \right. \\ &\quad \times \left[\delta_p - (1/4 v_p^2 + \delta_p^2)^{1/2} \exp(-1/2 v_p t) \sin(\delta_p t + \arctg \frac{2\delta_p}{v_p}) \right] \left. \right\} \end{aligned} \quad (5.2)$$

6. Анализ полученных результатов. Полученные решения показывают, что внезапное наложение на слой плазмы постоянного поля приводит к возникновению в плазме сложного движения, затухающего со временем. После затухания переходных процессов в плазме устанавливается поляризованное состояние, зависящее от напряженности внешнего поля и некоторых параметров плазмы.

Каждая пространственная гармоника возмущения скоростей и концентраций устанавливается с собственным характерным временем. Это установление может иметь два типичных режима: периодический и аperiодический. При достаточно низких давлениях газа, когда v_e и v_p достаточно малы, чтобы δ_e и δ_p в (2.3) были вещественными, процесс установления возмущений представляет собой затухающее колебание с двумя характерными частотами δ_e и δ_p и постоянными затухания соответственно



Фиг. 2



Фиг. 3

$2/v_e$ и $2/v_p$. При этом пространственные гармоники скорости и концентрации электронов, как видно из первых уравнений (5.1) и (5.2), устанавливаются с двумя характерными частотами и двумя постоянными затухания в отличие от пространственных гармоник скорости и концентрации ионов (см. соответственно вторые уравнения (5.1) и (5.2)), имеющих одну характерную частоту и одну постоянную затухания. Это обстоятельство является следствием малости отношения m/M . Напротив, при высоких давлениях и (или) низком уровне концентрации N , когда

$$1/4 v_e^2 > \omega_e^2 [(2k+1)\pi^2 (h_e/d)^2 + 1]$$

$$1/4 v_p^2 > \omega_p^2 [(2k+1)\pi^2 (h_p/d)^2 + 1]$$

процесс установления становится аperiодическим. В этом случае фазовым сдвигом в (5.2) можно пренебречь, и в (5.1) и (5.2) можно положить

$$\begin{aligned} F_e(t) &= \exp(-1/2 v_e t) \sin \delta_e t = 1/2 i \{ \exp[-(1/2 v_e - \\ &\quad - \sqrt{1/4 v_e^2 - \omega_e^2 [(2k+1)\pi^2 (h_e/d)^2 + 1]}) t] - \\ &\quad - \exp[-(1/2 v_e + \sqrt{1/4 v_e^2 - \omega_e^2 [(2k+1)\pi^2 (h_e/d)^2 + 1]}) t] \} \quad (6.1) \\ F_p(t) &= \exp(-1/2 v_p t) \sin \delta_p t = 1/2 i \{ \exp[-(1/2 v_p - \\ &\quad - \sqrt{1/4 v_p^2 - \omega_p^2 [(2k+1)\pi^2 (h_p/d)^2 + 1]}) t] - \\ &\quad - \exp[-(1/2 v_p + \sqrt{1/4 v_p^2 - \omega_p^2 [(2k+1)\pi^2 (h_p/d)^2 + 1]}) t] \} \end{aligned}$$

Функции F_e и F_p затухают с постоянными времени $1/v_e$ и $1/v_p$.

По истечении времени порядка нескольких времен свободного пробега иона дрейфовые скорости электронов и ионов практически равны нулю, а возмущения концентраций достигают своего стационарного значения. При этом, как легко видеть из (4.2), установившееся распределение концентраций не зависит от эффективных частот соударений ν_e и ν_p , а также от отношения m/M .

Стационарное распределение в пространстве n_e и n_p определяется исключительно соотношением между дебаевскими радиусами h_e и h_p и толщиной слоя d .

Интересно отметить, что при $T_e \gg T_p$ возмущение концентрации электронов по сравнению с возмущением концентрации ионов ничтожно. Это хорошо видно на фиг. 2, представляющей зависимость n_p и n_e в поляризованной плазме непосредственно у стенки от T_e/T_p , рассчитанную (в единицах CGSE) для конкретного случая $d = 1$ см, $N = 10^{-10}$ см³, $T_p = 1000^\circ$ К. Этот результат полностью совпадает с высказанным ранее [2] качественным соображением о преобладающей роли ионов в процессе электростатической поляризации плазмы при $T_e \gg T_p$.

Как видно из фиг. 2, величина n_p/n_e в поляризованной плазме имеет порядок T_e/T_p .

На фиг. 3 представлено распределение возмущения концентрации ионов в поляризованной плазме для трех случаев, причем параметром является начальный уровень концентрации электронов и ионов. Расчет был произведен для случая $d = 1$ см, $T_p = 1000^\circ$ К, $T_e = 100000^\circ$ К. Как видно из фиг. 3, с ростом уровня концентрации возмущение сосредоточено во все более тонких слоях у стенок.

При $N = 10^6$ см⁻³ концентрация ионов возмущена практически во всем слое плазмы, так как в этом случае $h_e > d$.

Полученные выше характерные времена переходных процессов при электростатической поляризации плазмы могут быть использованы для диагностики плазмы. С этой точки зрения, особый интерес представляют ионные характерные времена, так как измерения параметров ионной компоненты плазмы сопряжены с известными трудностями.

Авторы глубоко благодарны Г. А. Любимову и С. А. Региреру за весьма полезную дискуссию.

Поступила 28 XII 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Tricomi F. G. Differential equations. Blackie son limited, 1961.
2. Головановский К. С., Кузовников А. А. Нижняя частотная граница в. ч. квазипотенциала в криптоновой и гелиевой плазме. Изв. высш. учебн. завед., Радиофизика, 1963, т. 6, № 5.