

01;04

СЛОЙ МЕЖДУ ПЛАЗМОЙ И ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОДОМ ПРИ НАЛИЧИИ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

© В.Я.Мартенс

Ставропольский государственный технический университет,
355038 Ставрополь, Россия

(Поступило в Редакцию 11 ноября 1995 г.)

В окончательной редакции 17 апреля 1995 г.)

Рассмотрена модель слоя объемного заряда между квазинейтральной плазмой и отрицательным плоским электродом при наличии в плазме и слое направленных в сторону электрода потоков ионов и первичных электронов, а также встречного потока вторичных электронов, эмиттируемых электродом. Получен критерий устойчивости слоя. Проанализировано влияние каждого из рассмотренных потоков на падение потенциала в предслое, плотность тока тепловых ионов на электрод, распределение плотности заряда в слое и проведено сравнение с бомовским случаем.

Устойчивость бесстолкновительного слоя пространственного заряда между плазмой и отрицательным электродом определяется известным критерием Бома [1]. Для ряда практических случаев отступление от рассмотренной Бомом идеальной плазмы состоит в том, что помимо хаотически движущихся частиц в плазме существуют направленные потоки электронов или ионов, а иногда тех и других одновременно, причем заряженные частицы с направленными скоростями могут проникать в слой. Наличие потоков заряженных частиц в слое изменяет условия его устойчивости.

В данной работе решена задача о слое между плазмой и отрицательным электродом при наличии потоков электронов и ионов, причем в отличие от [2,3] учтено влияние самосогласованного электрического поля предслоя на параметры всех сортов частиц, поступающих в слой из плазмы.

Рассмотрим слой объемного заряда между полубесконечной квазинейтральной плазмой и отрицательным бесконечным плоским электродом (рис. 1). Между невозмущенной плазмой с потенциалом φ_p и слоем существует возмущенная квазинейтральная зона с падением потенциала $\Delta\varphi$ — предслой. Особенность рассматриваемой плазмы заключается в том, что она состоит из пяти компонентов. Так же как и в идеальной плазме, в ней имеются хаотически движущиеся (тепловые)

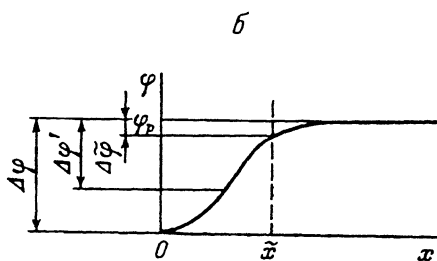
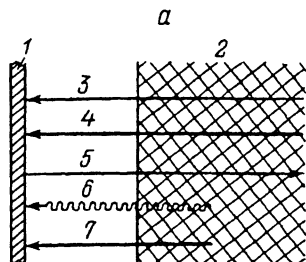


Рис. 1. Схема формирования слоя (а) и распределение потенциала в нем (б). 1 — плоский электрод, 2 — плазма, 3 — поток первичных электронов, 4 — поток ионов, 5 — поток вторичных электронов, 6 — тепловые электроны, 7 — тепловые ионы.

электроны и ионы, для которых характерно максвелловское распределение скоростей с соответствующими температурами T_e и T_i , причем $T_e \gg T_i$. Тепловые ионы, ускоренные в предслое, и тепловые электроны, преодолевшие потенциальный барьер $e\Delta\bar{\varphi}$, поступают в слой. Помимо этого, в плазме существуют направленные в сторону электрода потоки первичных электронов и ионов с энергией в невозмущенной области eU_e и eU_i соответственно, причем $U_e > \Delta\varphi$, где $\Delta\varphi$ — разность потенциалов между невозмущенной плазмой и электродом, т. е. первичные электроны, так же как и ионы, проникают в слой и достигают электрода. Кроме того, в слое и в плазме присутствует встречный поток вторичных электронов, эмиттируемых электродом с начальными скоростями, принимаемыми равными нулю. Задача решается для условий, при которых взаимодействием заряженных частиц с газом в слое, а также взаимодействием потоков электронов и ионов с газом и плазмой в предслое можно пренебречь. Распределение потенциала в слое монотонное, т. е. $(d\varphi/dx) \geq 0$. Напряженность электрического поля на границе с предслоем ($x = \bar{x}$) равна нулю.

Критерий устойчивости слоя может быть получен, как и в [4,5], из решения уравнения Пуассона для слоя. В рассматриваемых условиях, выражая концентрации заряженных частиц в какой-либо точке слоя, потенциал которой ниже потенциала невозмущенной плазмы на $\Delta\varphi'$ (рис. 1), через соответствующие концентрации на границе с предслоем, уравнение Пуассона можно представить в виде

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{e}{\varepsilon_0} \left[\tilde{n}_{ip} \left(\frac{\Delta\bar{\varphi}}{\Delta\varphi'} \right)^{1/2} + \tilde{n}_{ib} \left(\frac{U_i + \Delta\bar{\varphi}}{U_i + \Delta\varphi'} \right)^{1/2} - \tilde{n}_{ep} \exp \left(-\frac{e\Delta\varphi' - e\Delta\bar{\varphi}}{kT_e} \right) - \right. \\ \left. - \tilde{n}_{eb} \left(\frac{U_e - \Delta\bar{\varphi}}{U_e - \Delta\varphi'} \right)^{1/2} - \tilde{n}_{es} \left(\frac{\Delta\varphi - \Delta\bar{\varphi}}{\Delta\varphi - \Delta\varphi'} \right)^{1/2} \right], \quad (1)$$

где \tilde{n}_{ip} , \tilde{n}_{ib} — концентрации на границе с предслоем тепловых ионов и ионов потока соответственно; \tilde{n}_{ep} , \tilde{n}_{eb} , \tilde{n}_{es} — концентрации на границе с предслоем тепловых, первичных и вторичных электронов соответственно.

Интегрируя уравнение (1) с учетом, что при $x = \bar{x}(d\varphi/dx) = 0$, и $\Delta\varphi' = \Delta\bar{\varphi}$, получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2 = & -\frac{4e}{\varepsilon_0} \left\{ \bar{n}_{ip}\Delta\bar{\varphi} \left[1 - \left(\frac{\Delta\varphi'}{\Delta\bar{\varphi}}\right)^{1/2} \right] + \bar{n}_{ib}(U_i + \Delta\bar{\varphi}) \left[1 - \left(\frac{U_i + \Delta\varphi'}{U_i + \Delta\bar{\varphi}}\right)^{1/2} \right] + \right. \\ & + \bar{n}_{ep} \frac{kT_e}{2e} \left[1 - \exp\left(-\frac{e\Delta\varphi' - e\Delta\bar{\varphi}}{kT_e}\right) \right] + \bar{n}_{eb}(U_e - \Delta\bar{\varphi}) \left[1 - \left(\frac{U_e - \Delta\varphi'}{U_e - \Delta\bar{\varphi}}\right)^{1/2} \right] + \\ & \left. + \bar{n}_{es}(\Delta\varphi - \Delta\bar{\varphi}) \left[1 - \left(\frac{\Delta\varphi - \Delta\varphi'}{\Delta\varphi - \Delta\bar{\varphi}}\right)^{1/2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Критерий устойчивости получен исходя из условия, что правая часть уравнения (2) должна быть положительной. Если при этом разложить степенные и показательную функции в степенные ряды в окрестности точки $x = \bar{x}$ и пренебречь в разложении членами более высокого порядка, чем квадратичные, а также учесть квазинейтральность на границе слой-предслой ($\bar{n}_{ip} + \bar{n}_{ib} = \bar{n}_{ep} + \bar{n}_{eb} + \bar{n}_{es}$), то критерий устойчивости слоя можно записать в виде

$$\begin{aligned} \bar{n}_{ib} \left(\frac{1}{U_i + \Delta\bar{\varphi}} - \frac{1}{\Delta\bar{\varphi}} \right) + \bar{n}_{ep} \left(\frac{1}{\Delta\bar{\varphi}} - \frac{2e}{kT_e} \right) + \bar{n}_{eb} \left(\frac{1}{U_e - \Delta\bar{\varphi}} - \frac{1}{\Delta\bar{\varphi}} \right) + \\ + \bar{n}_{es} \left(\frac{1}{\Delta\varphi - \Delta\bar{\varphi}} + \frac{1}{\Delta\bar{\varphi}} \right) \leq 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Переходя к концентрациям заряженных частиц в невозмущенной плазме n_{ip} , n_{ib} , n_{ep} , n_{eb} , n_{es} и вводя обозначения

$$\begin{aligned} W = \frac{e\Delta\varphi}{kT_e}, \quad \tilde{W} = \frac{e\Delta\bar{\varphi}}{kT_e}, \quad E_e = \frac{eU_e}{kT_e}, \quad E_i = \frac{eU_i}{kT_e}, \\ \alpha_{ib} = \frac{n_{ib}}{n_{ip}}, \quad \alpha_{eb} = \frac{n_{eb}}{n_{ep}}, \quad \alpha_{es} = \frac{n_{es}}{n_{ep}}, \end{aligned} \quad (4)$$

получим критерий устойчивости слоя в безразмерных переменных

$$\begin{aligned} \exp(-\tilde{W})(1 - 2\tilde{W}) - \alpha_{ib} \left(\frac{E_i}{E_i + \tilde{W}} \right)^{3/2} + \\ + \alpha_{eb} \left(\frac{E_e}{E_e - \tilde{W}} \right)^{3/2} + \alpha_{es} \left(\frac{W}{W - \tilde{W}} \right)^{3/2} \leq 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Полученный критерий в случае идеальной беспучковой плазмы ($\alpha_{ib} = 0$, $\alpha_{eb} = 0$, $\alpha_{es} = 0$) преобразуется в критерий Бома $\tilde{W} \geq 0.5$.

Из соотношения (5) (при переходе его в предельном случае из неравенства в равенство) может быть определено падение потенциала в предслое $\Delta\bar{\varphi}$. Однако установление такого падения потенциала в

предслое в отличие от бомовского случая еще не означает выполнения условия монотонности распределения потенциала во всем слое. При наличии потоков электронов, концентрация которых максимальна вблизи электрода, монотонность может быть нарушена за счет образования минимума потенциала вблизи электрода. Рассмотренная модель справедлива при $(d\varphi/dx)|_{x=0} \geq 0$. С учетом этого из уравнения Пуассона для слоя получено условие, определяющее границы применимости модели,

$$\begin{aligned} & \exp(-\tilde{W}) \left\{ 0.5 \left[1 - \exp(\tilde{W} - W) \right] + F \right\} + \alpha_{ib} \left(\frac{E_i}{E_i + \tilde{W}} \right)^{1/2} \times \\ & \quad \times \left\{ (E_i + \tilde{W}) \times \left[1 - \left(\frac{E_i + W}{E_i + \tilde{W}} \right)^{1/2} \right] - F \right\} + \\ & + \alpha_{eb} \left(\frac{E_e}{E_e - \tilde{W}} \right)^{1/2} \left\{ (E_e - \tilde{W}) \left[1 - \left(\frac{E_e - W}{E_e - \tilde{W}} \right)^{1/2} \right] + F \right\} + \\ & \quad + \alpha_{es} \left(\frac{W}{W - \tilde{W}} \right)^{1/2} (W - \tilde{W} + F) \leq 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$F = \tilde{W} \left[1 - \left(\frac{W}{\tilde{W}} \right)^{1/2} \right].$$

В частности, для бомовского случая условие (6) справедливо при $W \geq \tilde{W}$, т. е. при любых отрицательных потенциалах электрода, обеспечивающих формирование слоя.

Поскольку все ускоренные в предслое тепловые ионы достигают электрода, то плотность тока тепловых ионов

$$j_{ip} = e\tilde{n}_{ip}\tilde{V}_{ip}, \quad (7)$$

где \tilde{V}_{ip} — скорость тепловых ионов, входящих в слой из предслоя; $\tilde{V}_{ip} = (2e\Delta\tilde{\varphi}/m_i)^{1/2}$; m_i — масса иона.

Используя условие квазинейтральности на границе слой-предслой и переходя к концентрациям заряженных частиц в невозмущенной плазме с учетом обозначений (4), j_{ip} можно представить в виде

$$\begin{aligned} j_{ip} = & \frac{en_{ip}}{\alpha_{ip}} \left[\exp(-\tilde{W}) - \alpha_{ib} \left(\frac{E_i}{E_i + \tilde{W}} \right)^{1/2} + \right. \\ & \left. + \alpha_{eb} \left(\frac{E_e}{E_e - \tilde{W}} \right)^{1/2} + \alpha_{es} \left(\frac{W}{W - \tilde{W}} \right)^{1/2} \right] \tilde{V}_{ip} \end{aligned} \quad (8)$$

где $\alpha_{ip} = n_{ip}/n_{ep}$.

В бомовском случае ($\alpha_{ib} = 0$, $\alpha_{eb} = 0$, $\alpha_{es} = 0$, $\alpha_{ip} = 1$, $\bar{W} = 0.5$)

$$j_{ip}^* = en_{ip} \exp(-0.5)(kT_e/m_i)^{1/2}. \quad (9)$$

Для удобства анализа целесообразно рассмотреть J_{ip} — отношение плотностей токов тепловых ионов в рассматриваемом и бомовском случаях при одинаковых n_{ip}

$$J_{ip} = \frac{j_{ip}}{j_{ip}^*} = \frac{\exp(0.5)}{\alpha_{ip}} \left[\exp(-\bar{W}) - \alpha_{ib} \left(\frac{E_i}{E_i + \bar{W}} \right)^{1/2} + \right. \\ \left. + \alpha_{eb} \left(\frac{E_e}{E_e - \bar{W}} \right)^{1/2} + \alpha_{es} \left(\frac{W}{W - \bar{W}} \right)^{1/2} \right] (2\bar{W})^{1/2}. \quad (10)$$

Относительную плотность заряда в слое ρ можно представить в виде

$$\rho = \frac{n'_{ip} + n'_{ib} - n'_{ep} - n'_{eb} - n'_{es}}{n_{ep}}, \quad (11)$$

где штрихами отмечены концентрации заряженных частиц в слое.

Если выразить концентрации частиц в слое через соответствующие концентрации на границе с предслоем, где выполняется условие квазинейтральности, а затем с выражениями для концентраций на границе с предслоем провести те же преобразования, что и в случае определения плотности ионного тока на электроде, то получим

$$\rho = \left(\frac{\bar{W}}{W'} \right)^{1/2} \left[\exp(-\bar{W}) - \alpha_{ip} \left(\frac{E_i}{E_i + \bar{W}} \right)^{1/2} + \alpha_{eb} \left(\frac{E_e}{E_e - \bar{W}} \right)^{1/2} + \right. \\ \left. + \alpha_{es} \left(\frac{W}{W - \bar{W}} \right)^{1/2} \right] - \exp(-W') + \alpha_{ib} \left(\frac{E_i}{E_i + W'} \right)^{1/2} - \\ - \alpha_{eb} \left(\frac{E_e}{E_e - W'} \right)^{1/2} - \alpha_{es} \left(\frac{W}{W - W'} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

где $W' = (e\Delta\phi')/(kT_e)$.

Для анализа соотношений (5), (6), (10), (12) целесообразно рассмотреть частные случаи, для которых характерно наличие одного из трех рассматриваемых потоков заряженных частиц. Это позволяет выявить влияние каждого потока на процессы в слое. Кроме того, в частных случаях из (5) можно определить \bar{W} аналитически.

Влияние параметров ионного потока ($\alpha_{eb} = 0$, $\alpha_{es} = 0$, $\alpha_{ib} = 1 - \alpha_{ip}$) на \bar{W} и J_{ip} иллюстрирует рис. 2. Плотность тока тепловых ионов при $E_i < 0.5$ (рис. 2,б, кривые 1,2) в зависимости от условий может быть как больше ($J_{ip} > 1$), так и меньше ($J_{ip} < 1$) бомовской, а при $E_i \geq 0.5$ всегда $J_{ip} < 1$ (рис. 2,б, кривые 3-5). Анализ соотношения (6) показывает, что предложенная модель справедлива при $\alpha_{ib} \leq 1$ и $W \geq \bar{W}$.

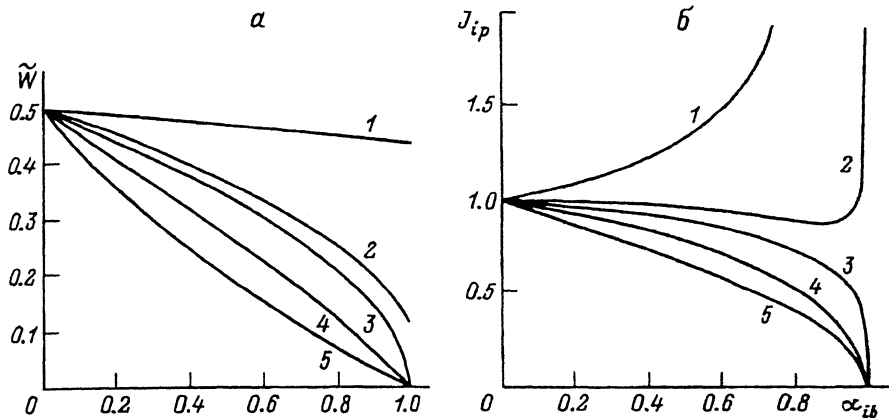


Рис. 2. Влияние концентрации и энергии ионов потока на падение потенциала в предслое (а) и плотность тока тепловых ионов (б).

$\alpha_{eb} = 0, \alpha_{es} = 0$; 1 — $E_e = 0.1$, 2 — 0.4, 3 — 0.5, 4 — 1.0, 5 — ∞ .

Зависимость \tilde{W} и J_{ip} от параметров потока первичных электронов ($\alpha_{ib} = 0, \alpha_{es} = 0, \alpha_{eb} = \alpha_{ip} - 1, E_e \geq W$) представлены на рис. 3. Рост \tilde{W} с повышением доли первичных электронов α_{eb} (рис. 3, а) ограничен значением, определяемым из условия $(d\alpha_{eb}/d\tilde{W}) = 0$. Превышение \tilde{W} над этим значением (штриховой участок кривой 2 на рис. 3, а) приводит к нарушению условия применимости модели (6). Для выполнения условия (6) в рассматриваемом случае величина \tilde{W} , определяющая потенциал электрода, должна быть ограничена не только снизу значением \tilde{W} , но и сверху. Верхний предел \tilde{W} может быть определен из соотношения (6) при переходе его в предельном случае в равенство. Увеличение энергии первичных электронов и уменьшение доли первичных электронов приводят к росту верхнего предела \tilde{W} . Приведенные на рис. 3, б кривые ограничены пределами применимости модели.

Распределение плотности заряда в слое, пронизываемом потоком ионов, отличается от бомовского случая более высокой плотностью

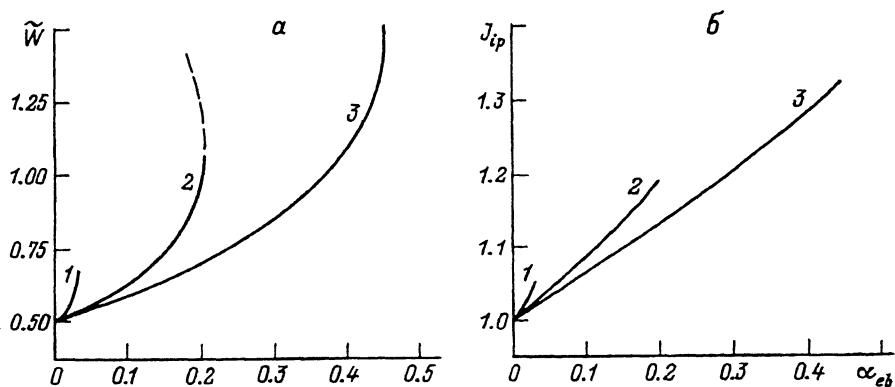


Рис. 3. Влияние концентрации и энергии первичных электронов на падение потенциала в предслое (а) и плотность тока тепловых ионов (б).

$\alpha_{ib} = 0, \alpha_{es} = 0$; 1 — $E_e = 1$, 2 — 3, 3 — ∞ .

положительного объемного заряда. Слой, пронизываемый потоком первичных электронов, может быть двойным с преобладанием положительного объемного заряда ионов вблизи границы с предслоем и отрицательного объемного заряда электронов вблизи электрода, причем в предельном случае ($E_e = \infty$, $\alpha_{eb} = 0.446$) объемный заряд электронов преобладает во всем слое.

Поток вторичных электронов влияет на падение потенциала в предслое, плотность тока тепловых ионов и плотность заряда в слое аналогичны потоку первичных электронов. Зависимость концентрации и энергии вторичных электронов в слое от потенциала электрода обуславливает в отличие от рассмотренных выше случаев влияние W на \tilde{W} , J_{ip} и ρ .

При наличии одновременно всех трех потоков заряженных частиц величины \tilde{W} , J_{ip} , ρ зависят от соотношений концентраций частиц в потоках (α_{ib} , α_{eb} , α_{es}), а также от соотношений энергий частиц в потоках (E_i , E_e , W) и могут быть определены из (5), (10), (12) численными методами при выполнении условия (6).

Влияние потоков заряженных частиц на ток отрицательного электрода в плазме необходимо учитывать при зондовых измерениях параметров плазмы. Электронные потоки из плазмы в ускоряющий промежуток и из ускоряющего промежутка в плазму в ионных источниках могут способствовать повышению плотности тока эмиссии ионов.

Автор благодарен А.Г. Риппу и Н.Г. Ремпе за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Bohm D., Burhop P.H.E., Massey H.S.M. // The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields / Eds. A. Guthrie, R.K. Wakerling. Mebiaw-Hill, 1949. P. 360-366.
- [2] Григорьян В.Г., Обузов В.А. // Источники и ускорители плазмы. Харьков, 1983. С. 57-64.
- [3] Masek T.D. // AIAA Paper. 1969. N 69-256. 13 p.
- [4] Чен Ф. // Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда. М.: Мир, 1967. С. 94-112.
- [5] Шотт Л. // Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгрёвена. М.: Мир, 1971. С. 459-479.