

**Электрическое поле на поверхности погруженного в плазму  
металлического электрода при большом отрицательном потенциале**

В. А. Иванов

*Найдено аналитическое решение уравнения Пуассона для расчета электрического поля на поверхности электрода, погруженного в однородную неизотермическую бесстолкновительную плазму, состоящую из электронов и однозарядных ионов с зарядом  $e$ , с температурой электронов  $T_e$ , при больших значениях отрицательного электрического потенциала  $\Psi$ , когда параметр  $|e\Psi/T_e| \gg 1$ . Установлено, что размер слоя  $L$  плазмы с нарушенной квазинейтральностью вблизи высокопотенциального электрода увеличивается по сравнению с радиусом Дебая  $r_D$  пропорционально параметру  $[e\Psi/2T_e]^{3/4}$ ,  $L = r_D [e\Psi/2T_e]^{3/4}$ . Показано, что в лабораторной плазме с плотностью в интервале значений  $10^{10} - 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и температурой электронов от 1 до 10 эВ при больших значениях потенциала и параметра  $e\Psi/T_e \gg 1$  электрическое поле, рассчитанное по полученной формуле  $E = \Psi/L$  вблизи поверхности погруженного в плазму электрода, от 20 до 200 раз меньше значений полей, рассчитанных по классической формуле  $E = \Psi/r_D$ , полученной при малых потенциалах и при значениях параметра  $e\Psi/T_e \ll 1$ .*

*Ключевые слова:* плазма, электрод, большой отрицательный электрический потенциал, уравнение Пуассона, электрическое поле, модифицированный дебаевский радиус.

DOI: 10.51368/2307-4469-2022-10-4-343-350

**Введение**

Известно [1–4], что электрическое поле, возникающее вблизи погруженного в плазму металлического электрода, играет существенную роль в развитии многих явлений, определяющих характер взаимодействия заряженных частиц плазмы с металлами. Особенно это взаимодействие важно в сильных электрических полях. К явлениям, проявляющимся в вакууме в сильных электрических полях, относятся автоэлектронная, взрывная электронная эмиссия. В разреженных газах имеет место ионо-электронная эмиссия с поверхности отрицательного электрода в тлеющем разряде. В сильном электрическом поле в разреженных газах и в вакууме у катода развиваются такие процессы как искровой, стримерный, микроволновый и микроплазменный разряды, а также сильная эмиссия электронов из катодных пятен в вакуумных дугах [5–9]. В ряде случаев установлено, что наличие на поверхности металла естественных или

нанесенных диэлектрических пленок, а также диэлектрических микровключений влияет на величину возникающего сильного электрического поля [10–12]. При этом сильные электрические поля инициируют явления и процессы, приводящие к изменению структуры и свойств поверхностного слоя металла, которые могут найти применение в промышленности и медицине [13–16]. Для практических приложений важно разработать методы управления физико-техническими свойствами модифицированного в плазме поверхностного слоя для формирования полезных характеристики обрабатываемых металлических изделий [17–20] и предотвращения нежелательных явлений эрозии стенок термоядерных установок [21, 22].

Цель данной работы состояла в расчете электрического поля, возникающего непосредственно на поверхности чистого металлического электрода (в отсутствие на его поверхности диэлектрических пленок и микровключений), находящегося под большим отрицательным потенциалом по отношению к потенциалу плазмы в вакууме.

**Основная часть**

Для простоты рассматривается типичная лабораторная бесстолкновительная полностью ионизованная водородная плазма с характерными па-

Иванов Вячеслав Алексеевич, гл.н.с., к.ф.-м.н.  
Институт общей физики им. А. М. Прохорова  
Российской академии наук.  
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.

Статья поступила в редакцию 09 августа 2022 г.

© Иванов В. А., 2022

раметрами плотности  $10^{10}$ – $10^{13}$  см<sup>-3</sup> и электронной температуры 1–10 эВ. В такую плазму погружен металлический электрод под отрицательным электрическим потенциалом в интервале значений от 10 до 10000 В. Это физически соответствует очень большим потенциалам  $\Psi$  (по отношению к потенциалу плазмы, принимаемому за нулевой) для которых величина  $e\Psi$  (здесь  $e$  – заряд электрона) превышает температуру электронов плазмы  $T_e$  на 1–4 порядка:  $e\Psi | T_e \gg 1$ . При более высоких отрицательных значениях потенциала металлического электрода (выше 10 кВ) однозарядные ионы плазмы будут бомбардировать поверхность металла с энергиями около 10 кэВ, и в этих условиях на многих металлах возникает явление ион-электронной эмиссии [23] с коэффициентом более 1. В наших расчетах при ограничении величины потенциала металла 10 кВ электронный ток с поверхности металла, обусловленный ион-электронной эмиссией, не будет учитываться. Также для упрощения задачи в данной работе не будут учитываться десорбция атомов газов с поверхности электрода и явление катодного распыления при воздействии потока ионов на металл [24]. На данном этапе не будет учитываться также роль диэлектрических пленок и микровключений на поверхности металла в усилении плазменного электрического поля на его поверхности, т. к. эта задача требует отдельного рассмотрения.

В плазме при рассмотрении вопросов образования слоя с разделением электронов и ионов вблизи погруженного в бесконечную плазму плоского электрода находящегося под потенциалом  $\Psi_0$ , как правило, предполагают выполнение условия:

$$|e\Psi_0| / T_e < |e\Psi(x)| / T_e \ll 1, \quad (1)$$

где  $e$  – заряд электрона;  $T_e$  – температура электронов, выраженная в энергетических единицах;  $\Psi(x)$  – потенциал пространства вне электрода в зависимости от координаты  $x$ , отсчитываемый от поверхности электрода [25–29]. В этих условиях для определения пространственного распределения электрического потенциал  $\Psi(x)$  вблизи электрода решается уравнение Пуассона

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -4\pi e(n_i - n_e) \quad (2)$$

где  $n_i$  и  $n_e$  – плотности ионов и электронов в плазме, значения которых зависят от координаты, и, соответственно, величины потенциала в пространстве от поверхности электрода до области невозмущенной плазмы.

Предполагаем бoльцмановское распределение электронов в потенциальном поле вблизи электро-

да и однородное в пространстве распределение ионов, которые при условии (1) практически не изменяют свои скорости при движении из невозмущенной плазмы в направлении к электроду. В этом случае решение уравнения (2) дает следующее выражение для потенциала  $\Psi(x)$  и электрического поля  $E(x)$  [26–29]:

$$\begin{aligned} \Psi(x) &= \Psi_0 \exp\left(-\frac{x}{r_D}\right) \\ E(x) &= -\text{grad}\Psi(x) = \frac{\Psi_0}{r_D} \exp\left(-\frac{x}{r_D}\right) \\ E(x=0) &= \frac{\Psi_0}{r_D} \end{aligned} \quad (3)$$

где радиус Дебая  $r_D = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi n_e e^2}} \approx \frac{V_{T_e}}{\omega_{pe}}$ ,

$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}$  – электронная плазменная частота,

$V_{T_e} = \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}$  – тепловая скорость электронов.

На рисунке представлена схема распределения потенциала  $\Psi(x)$  вблизи помещенного в плазму электрода.

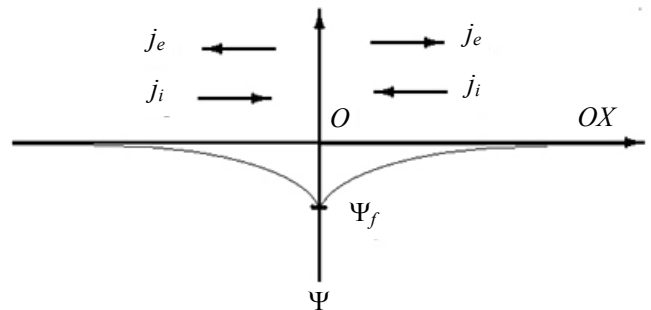


Рисунок. Схема пространственного распределения электрического потенциала в слое плазмы с разделением зарядов вблизи тонкого плоского электрода, находящегося в точке  $x=0$  под отрицательным потенциалом  $\Psi_f$ . Символами  $j_e$  и  $j_i$  схематично указаны потоки электронов и ионов, в результате баланса которых происходит установление пространственного распределения потенциала в слое, описываемого формулой (3)

В условиях лабораторных экспериментов [1, 3–5, 10–13], проводимых в неизотермической плазме, температура электронов  $T_e$ , как правило, на порядок превышает температуру ионов  $T_i$ , и на один из электродов подается потенциал, величина которого  $e\Psi$  существенно превышает температуру электронов  $e\Psi / T_e \gg 1$ . В этом случае аналитические вычисления распределения потенциала и электрического поля вблизи электрода в плазме

должны выполняться иначе, по сравнению с расчетами (2) и (3), выполненными при условии (1), когда  $|e\psi|/T_e \ll 1$ .

Далее будем рассматривать погруженный в однородную плазму плоский металлический электрод с характерными размерами существенно больше размера Дебая  $r_D$ , для которого необходимо найти формулу для величины электрического поля на его поверхности при больших значениях электрического потенциала  $e\psi/T_e \gg 1$ . В случае больших электродов со сложной структурой поверхности при их размерах, существенно превышающих радиус Дебая, распределение потенциала и электрического поля вблизи поверхности можно считать близким к плоскому случаю. На этом основании будем решать уравнение Пуассона (2) для пространственно одномерного случая при условии  $e\psi/T_e \gg 1$ .

При большом положительном потенциале электрода по отношению к плазменному потенциалу этот электрод будет собирать большой ток электронов из окружающей плазмы. Большой ток электронов на электрод из ближайшей окрестности электрода приведет к движению электронов во всем объеме плазмы. Экспериментальный опыт показывает [1–5, 17–22], что положительный электрод будет влиять не только на плазму в окрестности электрода, но и может привести к изменениям плотности плазмы в большом объеме экспериментальной установки. Таким образом, электрод с большим положительным потенциалом по отношению к потенциалу плазмы приведет к ее быстрому распаду, даже при наличии мощного стационарного внешнего источника плазмы, или к существенному пространственному изменению параметров плазмы. Поэтому далее будем рассматривать наиболее интересный случай, когда электрический потенциал электрода имеет отрицательный знак по отношению к потенциалу невозмущенной плазмы вдали от электрода. Этот случай представляет также технологический интерес для модификации поверхности металлического изделия, помещенного в качестве электрода в плазму [16–19].

При решении задачи с большим значением отрицательного потенциала электрода  $|e\psi|/T_e \gg 1$  (в отличие от случая  $|e\psi|/T_e \ll 1$ ) будем учитывать как движение электронов, так и движение ионов в слое вблизи электрода. При  $|e\psi|/T_e \gg 1$  отрицательный потенциал электрода в плазме приведет к отталкиванию значительной доли электронной компоненты плазмы из области вблизи электрода, в то время как его действие на ионы будет приводить к их ускорению из плазмы к электроду, что и приведет к образованию слоя разделения заря-

дов вблизи электрода. Поскольку плотность ионов при больших значениях отрицательного потенциала электрода не может быть постоянной во всей области слоя, а будет меняться от условной точки вхождения ионов в слой по мере их продвижения к отрицательному электроду. Будем считать, что зависимость плотности ионов от величины потенциала  $n_i(\psi)$  и их скорость  $V_i(\psi)$  определяются законом непрерывности потока ионов, и тогда имеем следующее соотношение:

$$n_i(\psi)V_i(\psi) = n_{i0}V_{i0}, \quad (4)$$

где  $n_{i0}$  и  $V_{i0}$  – плотность и скорость ионов на входе в слой с некомпенсированными зарядами. Далее используем критерий Бома [30], по которому величина ионного потока из невозмущенной плазмы на границе входа в слой равна следующей величине:

$$n_{i0}V_{i0} = n_0 \sqrt{\frac{T_e}{M_i}}, \quad (5)$$

где  $n_0$  – плотность невозмущенной плазмы вдали от электрода, а скорость ионов на входе в слой равна  $V_{i0} = (T_e/M_i)^{1/2}$ ,  $M_i$  – масса иона.

Поскольку мы рассматриваем случай, когда отрицательный потенциал электрода достаточно большой, т. е.  $|e\psi|/T_e \gg 1$ , то положительно заряженные ионы, войдя в слой с нарушенным зарядовым балансом, должны ускоряться в потенциальном электрическом поле при своем движении к электроду. Скорость ионов в каждой точке слоя может быть связана с величиной электрического потенциала  $V_i(\psi)$ , исходя из закона сохранения энергии, – энергия иона в точке с потенциалом  $\psi$  равна сумме энергии иона на входе в слой и набранной энергии при движении в потенциальном поле электрода от точки входа иона в слой до точки достижения ионом потенциала  $e\psi(x)$ . Тогда имеет место следующее соотношение:

$$\begin{aligned} \frac{M_i V_i^2(\psi)}{2} &= e\psi + \frac{M_i V_{i0}^2}{2} = \\ &= e\psi + \frac{M_i}{2} \left[ \sqrt{\frac{T_e}{M_i}} \right]^2 = e\psi + \frac{T_e}{2} \approx e\psi. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь и далее мы под  $\psi$  будем иметь в виду только значение потенциала, а его знак будем учитывать в соотношениях и уравнениях, на основе физических соображений. Так как мы рассматриваем случай с большим значением потенциала ( $e\psi \gg T_e$ ), то из (4) скорость ионов в зависимости от значения потенциала можно вычислить так:

$$\frac{M_i V_i^2(\Psi)}{2} = e\Psi + \frac{T_e}{2} \approx e\Psi$$

$$V_i = \sqrt{\frac{2e\Psi}{M_i}}. \tag{7}$$

Учитывая (5), (6) и (7) из баланса ионных потоков (4) находим выражение для плотности ионов, связанной с величиной потенциала в слое:

$$n_i(\Psi) V_i(\Psi) \approx n_i(\Psi) \sqrt{\frac{2e\Psi}{M_i}} = n_0 \sqrt{\frac{T_e}{M_i}};$$

$$n_i(\Psi) = n_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e\Psi(x)}}. \tag{8}$$

В потенциальном электрическом поле электроны распределяются в зависимости от энергии электрона  $\varepsilon_e$  по закону Больцмана, а так как энергия электронов пропорциональна величине потенциала  $\Psi$  в фиксированной точке пространства слоя, то справедливы следующие выражения для плотности электронов в зависимости от величины потенциала:

$$n_e(\varepsilon_e) = n_0 \exp\left[-\frac{\varepsilon_e}{T}\right];$$

$$\varepsilon_e = (-e)(-\Psi) = e\Psi;$$

$$n_e(\Psi) = n_0 \exp\left[-\frac{e\Psi}{T}\right]. \tag{9}$$

Учитывая (8) и (9), получаем уравнение Пуассона (2) в следующем виде:

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -4\pi e(n_i - n_e)$$

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -4\pi e \left\{ n_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e\Psi(x)}} - n_0 \exp\left[-\frac{e\Psi(x)}{T}\right] \right\}. \tag{10}$$

Это уравнение не имеет точного аналитического решения, но его можно упростить, учитывая то обстоятельство, что мы ищем решение для больших по величине значений потенциала электрода  $|e\Psi|/T_e \gg 1$ .

Из (9) видно, что для больших значения потенциала вблизи электрода второй экспоненциальный член в правой части уравнения (10) значительно меньше первого члена, а тогда вторым членом в правой части уравнения (10) можно пренебречь. В этом случае получаем упрощенное уравнение Пуассона:

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -4\pi en_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e\Psi(x)}}. \tag{11}$$

Для решения этого уравнение (11) умножим его на пространственную производную потенциала, и сделаем следующие преобразования:

$$\frac{d\Psi}{dx} \frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -4\pi en_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e\Psi(x)}} \frac{d\Psi}{dx};$$

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dx} \left[ \frac{d\Psi}{dx} \right]^2 = -4\pi en_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e\Psi(x)}} \frac{d\Psi}{dx};$$

$$\left[ \frac{d\Psi}{dx}(x=0) \right]^2 = E^2(\Psi_0) =$$

$$= -8\pi en_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e}} \int_0^\infty \Psi^{-1/2} \frac{d\Psi}{dx} dx =$$

$$= 8\pi en_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e}} \int_\infty^0 \Psi^{-1/2} d\Psi = 16\pi en_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e}} \Psi_0^{1/2}. \tag{12}$$

Из (12) получаем аналитическое выражение для электрического поля  $E(\Psi_0)$  на поверхности электрода, находящегося в плазме под отрицательным потенциалом  $\Psi(x=0) = \Psi_0$ :

$$|E(\Psi_0)| = 2^{1/4} \sqrt{8\pi n_0 T_e} \left[ \frac{e\Psi_0}{T_e} \right]^{1/4}. \tag{13}$$

Таким образом, из (13) следует, что при больших значениях отрицательного потенциала электрода  $|e\Psi_0|/T_e \gg 1$  в плазме величина электрического поля  $E(\Psi_0)$  вблизи электрода довольно слабо зависит от величины потенциала: при увеличении электрического потенциала электрода электрическое поле на его поверхности растет пропорционально корню четвертой степени из величины  $e\Psi_0$ :  $E(\Psi_0) \sim |e\Psi_0|^{1/4}$ .

Из выражения (13) можно получить важное физическое соотношение между давлением электрического поля вблизи поверхности электрода  $(E_0)^2/8\pi$  и давлением невозмущенной плазмы вдали от поверхности электрода  $n_0 T_e$ :

$$\frac{E_0^2}{8\pi} = n_0 T_e \left[ \frac{2e\Psi_0}{T_e} \right]^{1/2}. \tag{14}$$

Выражение (14), справедливое для больших значений параметра  $e\Psi_0/T_e \gg 1$ , может быть полезным также для оценки электрического поля вблизи электрода при известных значениях плотности невозмущенной плазмы, электронной температуры и параметра  $e\Psi_0/T_e$ .

Из (13) можно получить формулу для расчетов электрического поля, полагая, что размер слоя с разделением зарядов вблизи отрицательного электрода при  $e\Psi_0/T_e \gg 1$  уже не равен радиусу Дебая, а увеличивается по сравнению с классическим значением радиуса Дебая в много раз, – пропорционально значению параметра  $(e\Psi_0/T_e)^{3/4}$ . В этом случае формула для расчета значения электрического поля на поверхности электрода, находящегося под потенциалом  $\Psi_0$  при  $e\Psi_0/T_e \gg 1$  будет иметь лаконичный вид:

$$E(\Psi_0) = 2^{3/4} \frac{\Psi_0}{r_D \left(\frac{e\Psi_0}{T_e}\right)^{3/4}} = \frac{\Psi_0}{L}, \quad L = r_D \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e}\right)^{3/4}, \quad (15)$$

где  $\Psi_0$  – величина потенциала электрода в плазме;  $L$  – модифицированная толщина слоя разделения пространственного заряда (можно назвать его модифицированным дебаевским слоем) вблизи электрода при  $e\Psi_0/T_e \gg 1$ .

В то время как при малых значениях потенциала электрода в условиях  $e\Psi_0/T_e \ll 1$  для расчета электрического поля действует классическая формула для плоского случая [25–29]:

$$|E(x)| = \frac{d\Psi(x)}{dx} = \frac{\Psi_0}{r_D} \exp\left(-\frac{x}{r_D}\right) = E_0 \exp\left(-\frac{x}{r_D}\right); \quad (16)$$

$$|E(x=0)| \equiv E_0 = \frac{\Psi_0}{r_D}.$$

Расчеты электрического поля вблизи плоского электрода, помещенного в плазму в зависимости от параметров плазмы и значения фактора  $e\Psi_0/T_e$  по формуле (15) представлены в таблице. Из сравнения величин электрических полей, рассчитанных по классической формуле (3), выведенной при условии  $e\Psi_0/T_e \ll 1$ , с величинами электрических полей, рассчитанных для больших потенциалов по формуле (15) при условии  $e\Psi_0/T_e \gg 1$ , видно, что отличия в значениях поля составляют до 180 раз, при этом именно классическая формула сильно завышает величины электрического поля. Так при плотности плазмы  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  и температуре электронов 10 эВ при потенциале электрода 10 кВ, формальный расчет по классической формуле (3) величины электрического поля на поверхности электрода дает значение 425 кВ/см. В то время как величина электрического поля, рассчитанная по выведенной нами формуле (15) составляет всего около 2,3 кВ/см. При увеличении плотности плазмы до  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  значения электрического поля на поверхности электрода, вычисленные по классической формуле (3) и формуле (15) также различаются более чем на два порядка, соответственно 13,5 МВ/см и 75 кВ/см. Анализ формулы (15) показывает также, что она дает правильное значение электрического поля на поверхности погруженного в плазму электрода, близкие к классическим формулам (3) и (16), начиная уже со значения параметра  $e\Psi_0/T_e = 2$ .

Таблица

**Сравнение значений электрического поля  $E_0$ , размера модифицированного дебаевского слоя  $L$  вблизи электрода, находящегося в плазме под потенциалом  $\Psi_0$ , характерного времени установления области разделения зарядов в слое  $\tau_L$  в водородной плазме с различными значениями плотности  $n_e$  и электронной температуры  $T_e$  для случая применения классических формул (3) и (16), справедливых для условия  $e\Psi_0/T_e \ll 1$ , и случая применения модифицированных формул (15) и (17), полученные для условия  $e\Psi_0/T_e \gg 1$**

$n_e, \text{ см}^{-3}$	$T_e, \text{ эВ}$	$r_D, \text{ мкм}$	$\Psi_0, \text{ В}$	$\Psi_0/r_D, \text{ В/см}$ (3)	$e\Psi_0/T_e$	$E_0, \text{ В/см}$ (15)	$L, \text{ мкм}$	$\tau_L, \text{ нс}$ (17)
$10^{10}$	1	74,4	10	1344	10	402	249	25,2
$10^{10}$	10	235	1000	42553	100	1346	7431	143,0
$10^{10}$	10	235	10000	425532	1000	2393	41790	804
$10^{11}$	1	23,5	10	4255	10	758	132,2	8,1
$10^{11}$	10	74,4	1000	134409	100	4250	2353	45,7
$10^{11}$	10	74,4	10000	1344086	1000	7559	13230	257
$10^{12}$	1	7,44	10	13440	10	2392	41,8	2,6
$10^{12}$	10	23,5	1000	425532	100	13457	743,1	14,5
$10^{12}$	10	23,5	10000	4255320	1000	23929	4179	106,3
$10^{13}$	1	2,35	10	42553	10	7576	13,2	0,8
$10^{13}$	10	7,42	1000	1347709	100	42626	234,6	4,5
$10^{13}$	10	7,42	10000	13477089	1000	75758	1320	25,4

Таким образом, в работе получены аналитические формулы (13) и (15) для правильного расчета величины электрического поля  $E_0$  на поверхности электрода в плазме при больших значениях отрицательного электрического потенциала, когда параметр  $e\Psi_0/T_e \gg 1$ . Показано, что размер модифицированного дебаевского слоя  $L$  плазмы с нарушенной квазинейтральностью вблизи высокопотенциального электрода увеличивается по сравнению с классическим радиусом Дебая пропорционально параметру  $[e\Psi_0/T_e]^{3/4}$ . При этом многократное увеличение значения потенциала приводит к довольно слабому росту электрического поля  $E_0 \sim [e\Psi_0/T_e]^{1/4}$  на поверхности электрода, так как размер модифицированного дебаевского слоя  $L$  при больших значениях потенциалов  $e\Psi_0/T_e \gg 1$  может существенно превышать размер радиуса Дебая  $r_D$ .

Время формирования увеличенного слоя разделения зарядов вблизи электрода и время установления распределения частиц в нем также увеличивается в  $[e\Psi_0/2T_e]^{3/4}$  раз по сравнению со случаем, когда  $e\Psi_0/T_e \ll 1$ . Оценим это время формирования  $\tau_L$  модифицированного дебаевского слоя  $L$  на основе критерия Бома, исходя из минимальной скорости ионов  $V_{i0}$  при их вхождении в слой размером  $L$ :

$$V_{i0} = \sqrt{\frac{T_e}{M_i}}; \quad L = r_D \left( \frac{e\Psi_0}{2T_e} \right)^{3/4}; \quad r_D \approx \frac{V_{Te}}{\omega_{pe}} \approx \frac{\sqrt{T_e}}{\omega_{pe}} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$$

$$\tau_L \approx \frac{L}{V_{i0}} = \frac{r_D \left( \frac{e\Psi_0}{2T_e} \right)^{3/4}}{\sqrt{\frac{T_e}{M_i}}} \approx \sqrt{\frac{M_i}{m_e}} \frac{\left( \frac{e\Psi_0}{2T_e} \right)^{3/4}}{\omega_{pe}} =$$

$$= \frac{\left( \frac{e\Psi_0}{2T_e} \right)^{3/4}}{\omega_{pi}} = \tau_{pi} \left( \frac{e\Psi_0}{2T_e} \right)^{3/4}. \quad (17)$$

Результаты расчетов характерных времен  $\tau_L$  формирования слоя  $L$  по формуле (17) представлены также в таблице. Эти расчеты показывают, что характерные времена формирования слоя разделения зарядов в плазме вблизи электрода, находящегося при больших электрических потенциалах  $e\Psi_0/T_e \gg 1$ , превосходят характерные ионные ленгмюровские времена на умножающий фактор  $(e\Psi_0/2T_e)^{3/4}$ . Для лабораторной плазмы значения этих времен находятся во временном интервале от нескольких сотен наносекунд при малых значениях плотности около  $10^{10} \text{ см}^{-3}$ , до десятых долей

наносекунды при больших значениях плотности плазмы около  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

### Заключение

Получены аналитические формулы для расчета электрического поля  $E_0$  на поверхности электрода в плазме при больших значениях отрицательного электрического потенциала, когда параметр  $e\Psi_0/T_e \gg 1$ . Анализ формулы для нахождения электрического поля на поверхности электрода показывает, что размер модифицированного дебаевского слоя  $L$  плазмы с нарушенной квазинейтральностью вблизи высокопотенциального отрицательного электрода увеличивается по сравнению с радиусом Дебая пропорционально параметру  $[e\Psi_0/2T_e]^{3/4}$ , что может составлять умножающий фактор до 200 раз. Рассчитаны конкретные значения электрического поля на поверхности отрицательного электрода в плазме, выведена формула для определения размера модифицированного дебаевского слоя с нарушением квазинейтральности и его характерное время установления вблизи электрода при отрицательных потенциалах от 10 В до 10 кВ для плотности плазмы в интервале значений  $10^{10} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$  при температуре электронов от 1 до 10 эВ. Расчеты также показывают, что при достаточно высоких значениях параметров лабораторной плазмы  $n_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e \sim 10 \text{ эВ}$ , электрическое поле вблизи поверхности погруженного в плазму электрода составляет величину около 75 кВ/см при значении потенциала электрода – 10 кВ, что существенно ниже значений поля, рассчитанного по классической формуле (13,5 МВ/см), полученной при  $e\Psi_0/T_e \ll 1$ . При этом увеличение значения потенциала в 1000 раз от 10 В до 10000 В приводит к слабому росту электрического поля  $E_0 \sim [e\Psi_0/T_e]^{1/4}$  на поверхности электрода всего в несколько раз, при этом размер модифицированного дебаевского слоя  $L$  разделения зарядов вблизи электрода при больших значениях потенциалов  $e\Psi_0/T_e \gg 1$  может значительно (до 200 раз) превышать размер радиуса Дебая  $r_D$ , также как время установления слоя и распределения частиц в нем существенно увеличивается по сравнению со случаем, когда  $e\Psi_0/T_e \ll 1$ . Анализ формулы (15) показывает также, что она дает правильное значение электрического поля на поверхности погруженного в плазму электрода, совпадающие с классической формулой (16), уже при  $e\Psi_0/T_e \approx 2$ , что оправдывает в некоторой степени применение классической формулы для расчета плавающего потенциала электрода в плазме, в которой параметр  $e\Psi_0/T_e \approx 3$  для водородной плазмы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. Изд. 2-е, доп. и перераб. – М.: Наука, 1992.
2. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. – М.: Атомиздат, 1975.
3. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. – Новосибирск: Наука, 1982.
4. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. – Новосибирск: Наука, 1984.
5. Энгель А. Ионизованные газы. – М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1959.
6. Мак-Доналд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. – М.: МИР, 1969.
7. Vacuum Arcs: Theory and Application. (J. M. Lafferty). – New York: Wiley, 1980.
8. Месяц Г. А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: Наука, 2000.
9. Иванов В. А. Динамика плазмы в сильных СВЧ-полях. Введение в курс. – М.: НИЯУ МИФИ, 2019.
10. Ivanov V. A., Sakharov A. S., Konyzhev M. E. // Plasma Physics Reports. 2008. Vol. 34. № 2. P. 150.
11. Ivanov V. A., Sakharov A. S., Konyzhev M. E. // Plasma Physics Reports. 2016. Vol. 42. № 6. P. 619.
12. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Dorofeyuk A. A., Kamolova T. I. // Journal of Physics: Conference Series. 2020. Vol. 1647. P. 012018. DOI:10.1088/1742-6596/1647/1/012018 (IOP Publishing).
13. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kuksenova L. I., Lapteva V. G., Sakharov A. S., Kamolova T. I., Dorofeyuk A. A., Satunin S. N. // Plasma Physics Reports. 2010. Vol. 36. № 13. P. 1241.
14. Куksенова Л. И., Лаптева В. Г., Иванов В. А., Коньжеев М. Е. // Трение и смазка в машинах и механизмах. 2009. № 5. С. 10.
15. Иванов В. А., Коньжеев М. Е., Куksенова Л. И., Лаптева В. Г., Хренникова И. А. // Трение и износ. 2009. Т. 30. № 4. С. 396.
16. Димитрович Д. А., Бычков А. И., Иванов В. А. // Прикладная физика. 2009. № 2. С. 35.
17. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kuksenova L. I., Lapteva V. G., Khrennikova I. A. // Journal of Machinery Manufacture and Reliability. 2015. Vol. 44. № 4. P. 384.
18. Ivanov V. A., Sakharov A. S., Konyzhev M. E., Kamolova T. I., Dorofeyuk A. A., Kuksenova L. I. // Journal of Physics: Conf. Series. 2017. Vol. 907. P. 012023. DOI: 10.1088/1742-6596/907/1/012023
19. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kamolova T. I., Dorofeyuk A. A. // Plasma Physics Reports. 2021. Vol. 47. № 6. P. 603. DOI: 10.1134/S1063780X21060076
20. Gabovich M. D., Pleshivtsev N. V., Semashko N. N. Ion and Atomic Beams for Controlled Fusion and Technology. Translated from Russian by D.H. McNeill. – New York and London: Consultants Bureau, 1988.
21. ITER Documentation Series. № 29. IV. Plasma Facing Materials. – Vienna: IAEA. 1991. Pp. 247–266.
22. Behrich R., Ehremberg J. // Journal of Nuclear Materials. 1988. Vol. 155–157. Part 1. P. 95.
23. Плешивцев Н. В., Бажин А. И. Физика воздействия ионных пучков на материалы. – М.: Вузовская книга, 1998.
24. Морозов А. И. Введение в плазмодинамику. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006.
25. Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров С. А. Основы физики плазмы. – М.: Атомиздат, 1977.
26. Биттенкорт Ж. А. Основы физики плазмы / пер. с англ. / под общ. ред. Л. М. Зеленого. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.
27. Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. – М.: Атомиздат, 1969.
28. Диагностика плазмы. / под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. – М.: Издательство «МИР», 1967.
29. Plasma Diagnostic Techniques. (Richard H. Huuddleston and Stanly L. Leonard). Plasma Reseach Laboratory, Aerospace Corporation. Los Angeles, California. Academic Press. New York – London, 1965.
30. Bohm D. I book “The Characteristics of the Electrical Discharges in Magnetic Fields” (Chapter 3). Ed. A. Guthrie, R. K. Wakerling. – New York, 1949.

PACS: 52

## Electric field on the surface of a metal electrode immersed in plasma at a high negative potential

V. A. Ivanov

Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences  
38 Vavilov st., Moscow, 119991, Russia  
E-mail: ivanov@fpl.gpi.ru

*An analytical solution of the Poisson equation is found for calculating the electric field on the surface of an electrode immersed in a homogeneous non-isothermal collisionless plasma consisting of electrons and single-charged ions with charge  $e$ , with electron temperature  $T_e$ , at large values of negative electric potential  $\Psi$ , when the parameter  $|e\Psi/T_e| \gg 1$ . It is established that the size of the plasma layer  $L$  with disturbed quasi-neutrality near the high-potential electrode increases in comparison with the Debye radius  $r_D$  in proportion to the parameter  $[e\Psi/2T_e]^{3/4}$ ,  $-L = r_D [e\Psi/2T_e]^{3/4}$ . It is shown that in a laboratory plasma with a density in the range of  $10^{10} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  and an electron temperature from  $1 \text{ eV}$  to  $10 \text{ eV}$  at high values of the potential and parameter  $e\Psi/T_e \gg 1$ , the electric field calculated by the obtained formula  $E = \Psi/L$  near the surface of the electrode immersed in plasma, from 20 to 200 times less than the values*

*of the fields calculated by the classical formula  $E = \Psi/r_D$ , obtained at low potentials and at the values of the parameter  $e\Psi/T_e \ll 1$ .*

**Keywords:** plasma, electrode, high electric negative potential, Poisson's equation, electric field, modified Debye radius.

DOI: 10.51368/2307-4469-2022-10-4-343-350

#### REFERENCES

1. Yu. P. Raiser, *Gas Discharge Physics*. (Springer, Berlin, New York, 1997).
2. E. D. Lozansky and O. B. Firsov, *The Theory of the Spark*. (Atomizdat, Moscow, 1975) [in Russian].
3. Yu. D. Korolev and G. A. Mesyats, *Field emission and explosive processes in a gas discharge*. (Nauka, Novosibirsk, 1982) [in Russian].
4. G. A. Mesyats and D. I. Proskurovsky, *Pulsed Electrical Discharge in Vacuum*. (Springer Verlag, Berlin, 1989).
5. A. Von Engel, *Ionized Gases*. (Clarendon Press, Oxford, 1955).
6. A. D. MacDonald, *Microwave Breakdown of Gases*. (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1966).
7. *Vacuum Arcs: Theory and Application*, Ed. by J. M. Laferty. (Wiley, New York, 1980).
8. G. A. Mesyats, *Ectons in vacuum discharge: breakdown, spark, arc*. (Nauka, Moscow, 2000) [in Russian].
9. V. A. Ivanov, *Dynamics of plasma in strong microwave fields*. (National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, 2019) [in Russian].
10. V. A. Ivanov, A. S. Sakharov, and M. E. Konyzhev, *Plasma Physics Reports* **34** (2), 150 (2008).
11. V. A. Ivanov, A. S. Sakharov, and M. E. Konyzhev, *Plasma Physics Reports* **42** (6), 619 (2016).
12. V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, A. A. Dorofeyuk, and T. I. Kamolova, *Journal of Physics: Conference Series*, **1647**, 012018 (2020). DOI: 10.1088/1742-6596/1647/1/012018 (IOP Publishing).
13. V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, L. I. Kuksenova, V. G. Lapteva, A. S. Sakharov, T. I. Kamolova, A. A. Dorofeyuk, and S. N. Satunin, *Plasma Physics Reports* **36** (13), 1241 (2010).
14. L. I. Kuksenova, V. G. Lapteva, V. A. Ivanov, and M. E. Konizhev, *Friction and lubrication in machines and mechanisms*, No. 5, 10 (2009) [in Russian].
15. V. A. Ivanov, M. E. Konizhev, L. I. Kuksenova, V. G. Lapteva, and I. A. Khrennikova, *Friction and wear* **30** (4), 396 (2009) [in Russian].
16. D. A. Dimitrovich, A. I. Bychkov, and V. A. Ivanov, *Applied Physics*, No. 2, 35 (2009) [in Russian].
17. V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, L. I. Kuksenova, V. G. Lapteva, and I. A. Khrennikova, *Journal of Machinery Manufacture and Reliability* **44** (4), 384 (2015).
18. V. A. Ivanov, A. S. Sakharov, M. E. Konyzhev, T. I. Kamolova, A. A. Dorofeyuk, and L. I. Kuksenova, *Journal of Physics: Conf. Series* **907**, 012023 (2017). DOI: 10.1088/1742-6596/907/1/012023
19. V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, T. I. Kamolova, and A. A. Dorofeyuk, *Plasma Physics Reports* **47** (6), 603 (2021). DOI: 10.1134/S1063780X21060076
20. M. D. Gabovich, N. V. Pleshivtsev, and N. N. Semashko, *Ion and Atomic Beams for Controlled Fusion and Technology*. Translated from Russian by D.H. McNeill. (Consultants Bureau, New York and London, 1988).
21. ITER Documentation Series, No. 29. IV. Plasma Facing Materials. (IAEA, Vienna, 1991). Pp. 247–266.
22. R. Behrich, *Journal of Nuclear Materials* **155–157**, part 1, 95 (1988).
23. N. V. Pleshivtsev and A. I. Bazhin, *Physics of ion beams effects on materials*. (University Book, Moscow, 1988) [in Russian].
24. A. I. Morozov, *Introduction to plasmodynamics*. (FIZMATLIT, Moscow, 2006) [in Russian].
25. V. E. Golant, A. P. Zhilinsky, and S. A. Sakharov, *Fundamentals of Plasma Physics*. (Atomizdat, Moscow, 1977) [in Russian].
26. J. A. Bittencourt, *Fundamentals of Plasma Physics*. (Springer Science+Business Media, New York, 2004). DOI: 10.1007/978-1-4757-4030-1
27. O. V. Kozlov, *Electric probe in plasma*. (Atomizdat, Moscow, 1969) [in Russian].
28. *Plasma diagnostics*. Edited by R. Huddleston and S. Leonard. (MIR Publishing House, Moscow, 1967).
29. *Plasma Diagnostic Nechniques*. Edited by R. H. Huddleston and S. L. Leonard. (Plasma Reseach Laboratory, Aerospace Corporation, Los Angeles, California. Academic Press. New York – London, 1965).
30. D. I. Bohm, I book “*The Characteristics of the Electrical Discharges in Magnetic Fields*” (Chapter 3). Ed. A. Guthrie, R. K. Wakerling. (New York, 1949).