

УДК 533.9.02
EDN: RFSGMA

PACS: 52.40.Hf



Электрическое поле на поверхности металлического электрода с диэлектрической пленкой в плазме

В. А. Иванов, М. Е. Коньжев, М. А. Терещенко, А. А. Дорофеюк,
Т. И. Камолова, С. Н. Сатунин

Выполнен расчет электрического поля на поверхности металлического электрода, покрытого сплошной диэлектрической пленкой, и погруженного в плазму, при отрицательном потенциале электрода Ψ , когда параметр $e\Psi$ существенно превышает температуру T_e электронов ($\frac{e\Psi}{T_e} \gg 1$). Установлено, что в результате зарядки

внешней поверхности пленки толщиной 10–1000 нм потоком положительных ионов из плазмы внутри пленки возникает сильное электрическое поле, величина которого может достигать значений 1–10 МВ/см при плотности плазмы 10^{12} – 10^{13} см⁻³ и температуре электронов $T_e = 10$ эВ. В разрывах диэлектрической пленки величина электрического поля соизмерима с величиной поля внутри пленки. На поверхности диэлектрической пленки и на чистой поверхности металла без пленки величина электрического поля в плазме существенно меньше полей внутри пленки. Сильные электрические поля внутри пленки и в ее разрывах могут приводить к электрическому пробоему внутри пленки или в ее разрывах. Электрический пробой диэлектрической пленки может инициировать униполярные дуги на металлах, возбуждать микроплазменные разряды и образовывать центры взрывной электронной эмиссии на поверхности металлов в плазме.

Ключевые слова: металлический электрод, диэлектрическая пленка, плазма, электрическое поле, электрический пробой пленки.

DOI: 10.51368/2307-4469-2024-12-2-109-123

1. Введение

При воздействии плазмы на металлы существенную роль в характере взаимодействия могут играть диэлектрические пленки и микровключения на поверхности металлов. Наличие диэлектрических пленок и включений становится важным в условиях, когда металл

служит катодом при возбуждении различных типов разрядов. К явлениям, проявляющимся в сильных электрических полях на металлических электродах с диэлектрическими микровключениями и пленками, относятся автоэлектронная, взрывная и ионно-электронная эмиссии с поверхности электродов в тлеющем разряде, а также многие процессы в искровом,

Иванов Вячеслав Алексеевич, в.н.с., к.ф.-м.н.

E-mail: Viatcheslav-ivanov@yandex.ru

Коньжев Михаил Евгеньевич, н.с.

Терещенко Максим Алексеевич, в.н.с., к.ф.-м.н.

Дорофеюк Анна Александровна, н.с., к.т.н.

Камолова Татьяна Ивановна, н.с., к.т.н.

Сатунин Сергей Николаевич, н.с.

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН.
Россия, Москва, 119991, ул. Вавилова, 38.

Статья поступила в редакцию 12.03.2024

Принята к публикации 21.03.2024

Шифр научной специальности: 1.3.9

© Иванов В. А., Коньжев М. Е., Терещенко М. А.,
Дорофеюк А. А., Камолова Т. И., Сатунин С. Н., 2024

стримерном, микроплазменном разрядах и в вакуумных дугах [1–8]. В ряде публикаций экспериментально установлено, что наличие на поверхности металла естественных или искусственно нанесенных диэлектрических пленок возбуждает микроплазменные разряды на поверхности металла, находящегося под отрицательным потенциалом в плазме [9–12]. При этом сильные электрические поля инициируют явления и процессы, приводящие сначала к электрическому пробоя в объеме диэлектрической пленки или по срезу пленки в местах ее разрывов, затем к образованию плотной плазмы в результате протекания электрического тока, и далее, к инициированию микродугового разряда и катодных пятен на металле, локальному плавлению металла с изменением свойств приповерхностного слоя металла. Эти разнообразные процессы приводят к существенным морфологическим и структурным изменениям в приповерхностном слое металла [13–17].

Для практических приложений важно разработать методы и режимы плазменной обработки металлов для формирования новых физико-химических свойств модифицированного приповерхностного слоя металлических изделий, применяемых в промышленности и медицине [17].

В последнее время в связи с сооружением термоядерной установки в рамках международного проекта ИТЭР возникают задачи устойчивости к разрушениям взаимодействующих с горячей плазмой конструктивных элементов этой установки. Взаимодействие плазмы с элементами первой стенки установки ИТЭР может вызывать униполярные дуги, действие которых обусловлено воздействием достаточно мощных потоков заряженных частиц плазмы на металлические материалы первой стенки, частично или полностью покрытые диэлектрическими пленками [18–21]. Такие же проблемы могут иметь место и в плазменных двигателях космических аппаратов с мощными потоками плазмы, работа которых может нарушаться в результате возникновения микроплазменных разрядов на металлических деталях, частично покрытых диэлектрическими пленками, при взаимодействии с плазмой [22–24].

В этой связи расчет величин электрических полей на поверхности металлов с ди-

электрическими пленками при взаимодействии с плазмой представляется важным как при рассмотрении некоторых теоретических вопросов физики плазмы, так и для ряда приложений.

Цель данной работы состоит в расчете электрических полей как внутри «объёма» сплошной диэлектрической пленки, расположенной на поверхности высокопотенциального отрицательного металлического электрода, так и в локальных областях возможных разрывов плёнки при взаимодействии с потоком внешней плазмы.

Величина электрического поля, возникающего вследствие зарядки поверхности пленки потоком частиц из плазмы, является важным параметром для определения возможности электрического пробоя пленки и инициирования микроплазменного разряда, возбуждаемого в результате протекания тока между заряженной поверхностью пленки и металлом. В статье сначала рассматривается металлический электрод, покрытый тонкой сплошной диэлектрической пленкой толщиной менее 1 мкм, и помещенный в плазму с фиксированной плотностью и температурой электронов, существенно большей температуры ионов. Также оценивается электрическое поле в разрыве диэлектрической пленки, которое возникает на срезе между внешней поверхностью заряженной в плазме пленки и открытой поверхностью металла. Далее, полученные величины электрических полей внутри диэлектрической плёнки и в её разрывах сравниваются с электрическими полями на поверхности металла без плёнки и на внешней поверхности диэлектрической пленки при взаимодействии с плазмой.

2. Расчет электрического поля в объёме диэлектрической пленки на поверхности высокопотенциального металлического электрода при взаимодействии с плазмой

Диэлектрическую пленку, плотно прилегающую к поверхности металла, можно упрощенно представить как электрический конденсатор с утечкой электрического заряда, обусловленной конечной величиной электропроводности диэлектрика.

Будем рассматривать одномерную геометрию задачи: безграничная плазма взаимо-

действует с металлическим электродом с нанесенной на его поверхность диэлектрической пленкой, которая расположена в области $x \leq 0$, при этом плазма будет занимать область пространства $x > 0$. Точка $x = 0$ соответствует внешней поверхности диэлектрической пленки, обращенной к плазме. Полагаем, что толщина диэлектрической пленки d на металле существенно меньше классического дебаевского радиуса плазмы r_D :

$$\begin{aligned} d \ll r_D &= \sqrt{\frac{T_e}{4\pi n_0 e^2}} \approx \frac{V_T}{\omega_{pe}}, \\ \omega_{pe} &= \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e}}, \quad V_T \approx \sqrt{\frac{T_e}{m_e}}, \end{aligned} \quad (1)$$

где T_e – электронная температура плазмы, n_0 – плотность невозмущенной плазмы вдали от металла с пленкой, e – заряд электрона, V_T – тепловая скорость электронов, m_e – масса электрона, ω_{pe} – ленгмюровская электронная частота. При расчетах будем учитывать толщину d диэлектрической пленки на металле, так как поверхность пленки, «объем» пленки и поверхность металла вместе представляют собою электрический конденсатор с определенной электрической емкостью, величина которой будет определять динамику заряжения внешней поверхности пленки потоками частиц из плазмы, и, следовательно, изменение электрического поля внутри пленки (рис. 1).

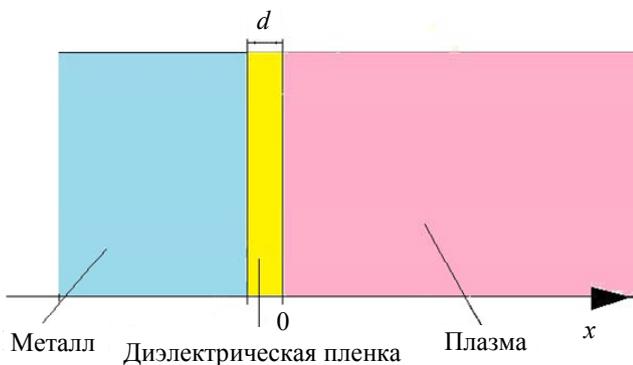


Рис. 1. Схема расположения металла, диэлектрической пленки и плазмы в направлении нормали (ось OX) к поверхности металла и пленки, d – толщина диэлектрической пленки

Потенциал плазмы вдали от металла с пленкой принимаем за нулевой, что является общепринятым соглашением в физике плазмы, так как любое тело, помещенное в плазму, вносит возмущение в области, характерный размер которой, как правило, соизмерим с дебаевским радиусом или даже существенно превышает его [25–27]. Рассматриваем для простоты плазму, которая состоит только из электронов и ионов водорода, электрический заряд которых равен по абсолютной величине заряду e электрона. Будем считать, что отрицательный электрический потенциал металла величиной Ψ по отношению к потенциалу плазмы задается внешним источником отрицательного напряжения, при этом положительный электрод источника напряжения располагается в плазме на бесконечно большом по сравнению с дебаевским радиусом расстоянии от металла с пленкой. В экспериментах [11, 28, 29], как правило, положительный электрод присоединяется к металлической вакуумной камере, стенки которой имеют существенно большую площадь по сравнению с площадью отрицательного электрода в плазме. При этом средняя плотность тока из плазмы на стенки вакуумной камеры мала или близка к нулевому значению в силу очень большой их площади. Это соответствует условию формирования на стенках вакуумной камеры так называемого плавающего потенциала Ψ_f , величина которого по отношению к нулевому потенциалу в невозмущенной плазме определяется формулой [30]:

$$\Psi_f \approx \frac{T_e}{e} \ln \sqrt{\frac{M_i}{m_e}}, \quad (2)$$

где M_i – масса ионов плазмы.

Будем далее полагать, что значение потенциала внешней поверхности пленки на металле равно Ψ , и по абсолютной величине достаточно большое по сравнению с температурой электронов $e\Psi \gg T_e$, при этом электронная температура существенно превышает температуру ионов T_i ($T_e \gg T_i$). Такое соотношение температур электронов и ионов наиболее часто реализуется в плазме лабораторных установок и в технологических плаз-

менных устройствах. Далее будем рассматривать условия, когда соотношение между потенциалом металла и электронной температурой плазмы $\frac{e\psi}{T_e} \gg 1$, и, как правило, составляет величины от 10 до 10^3 , которые характерны для многих экспериментальных задач, имеющих практические приложения [13, 14, 19, 20].

В отсутствие плазмы при постоянном отрицательном потенциале металла внешняя поверхность диэлектрической пленки на металле достаточно быстро примет потенциал, равный отрицательному потенциалу металла. Однако при возникновении плазмы, контактирующей с внешней поверхностью диэлектрической пленки, в плазменном слое вблизи поверхности диэлектрической пленки в условиях $e\psi \gg T_e$ будут происходить быстрые (с характерным временем порядка ω_{pe}^{-1} [1]) существенные изменения, и плотность электронов вблизи поверхности пленки в плазме будет определяться законом Больцмана:

$$n_s = n_0 \exp\left(-\frac{e\psi}{T_e}\right), \quad (3)$$

здесь n_0 – плотность электронов невозмущенной плазмы вдали от поверхности пленки, n_s – плотность электронов плазмы вблизи поверхности пленки. Учитывая, что соотношение $\frac{e\psi}{T_e} \gg 1$ может быть велико (от 10 до 10^3),

величина плотности электронов n_s вблизи поверхности пленки будет весьма мала по сравнению с плотностью электронов в невозмущенной плазме n_0 . Как видно из выражения (3) в силу кулоновского отталкивания из-за отрицательного потенциала металла плотность электронов у внешней поверхности пленки экспоненциально мала. В то же время под действием ускоряющего электрического поля, создаваемого отрицательно заряженной поверхностью металла с пленкой, положительно заряженные ионы из плазмы начнут ускоренное движение к поверхности пленки, при этом установление пространственного распределения ионов вблизи электрода про-

изойдет за время, существенно большее, по сравнению с характерным временем движения электронов ω_{pe}^{-1} [1].

Таким образом, вблизи поверхности металла, покрытого диэлектрической пленкой, будет формироваться слой с разделением зарядов, в котором равенство плотностей электронов и ионов будет нарушено. По мере движения положительных ионов из плазмы к пленке они будут набирать энергию в потенциальном поле металла с пленкой, их скорость будет увеличиваться, и при условии сохранения потока ионов в пространстве между плазмой и металлом с пленкой их плотность по мере приближения к поверхности пленки будет уменьшаться. Опираясь на закон сохранения потока ионов в пространстве возмущенного слоя при движении ионов из невозмущенной плазмы к поверхности пленки, можно утверждать, что будет справедливо следующее соотношение:

$$n_i(\psi)V_i(\psi) = n_0V_{i0}, \quad (4)$$

где n_0 и V_{i0} – плотность и скорость ионов на входе в слой с некомпенсированными зарядами. В соответствии с критерием Бомы [31], величина скорости ионного потока из невозмущенной плазмы на границе входа в слой с разделением зарядов, равна величине $V_{i0} = (T_e/M_i)^{1/2}$, поэтому из соотношения (4) получаем:

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

Поскольку мы рассматриваем случай, когда отрицательный потенциал металла с пленкой достаточно большой $|e\psi|/T_e \gg 1$, то положительно заряженные ионы, при движении из невозмущенной плазмы к дебаевскому слою, должны ускориться сначала в предслое, а затем в потенциальном электрическом поле при своем движении к электроду уже в слое с некомпенсированными зарядами. При этом размер слоя при $|e\psi|/T_e \gg 1$ может существенно превышать дебаевский радиус r_D [26].

Скорость ионов в каждой точке слоя будет связана с величиной электрического потенциала, исходя из закона сохранения энергии, – энергия иона в точке с потенциа-

лом Ψ равна сумме энергии иона на входе в слой и потенциальной энергии $e\Psi$ в точке нахождения иона, и тогда при $|e\Psi|/T_e \gg 1$ имеем следующее соотношение между энергией входящего в слой иона и энергией иона, сталкивающегося с поверхностью пленки:

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

Далее под Ψ будем понимать абсолютное значение потенциала, а его знак будем учитывать в соотношениях и уравнениях, на основе физических соображений. Так как мы рассматриваем случай с большим значением потенциала, т. е. $e\Psi \gg T_e$, то скорость ионов в зависимости от значения потенциала можно вычислить так:

$$\begin{aligned} \frac{M_i V_i^2(\Psi)}{2} &= e\Psi + \frac{T_e}{2} \approx e\Psi, \quad (7) \\ V_i(\Psi) &\approx \sqrt{\frac{2e\Psi}{M_i}}. \end{aligned}$$

Учитывая (5), (6) и (7), из баланса ионных потоков находим выражение для плотности ионов вблизи поверхности пленки, и связываем ее с величиной потенциала:

$$\begin{aligned} n_i(\Psi) V_i(\Psi) &\approx n_i(\Psi) \sqrt{\frac{2e\Psi}{M_i}} = n_0 \sqrt{\frac{T_e}{M_i}}, \quad (8) \\ n_i(\Psi) &= n_0 \sqrt{\frac{T_e}{2e\Psi}}. \end{aligned}$$

Выражения (8) верны для самой начальной стадии взаимодействия плазмы с диэлектрической пленкой на металле. В лабораторной плазме установление возможных различных состояний системы металл-пленка-плазма связано с зарядением поверхности пленки в основном ионным потоком из плазмы, и потерей заряда с поверхности пленки в

результате его утечки через пленку на металл. При этом в результате изменения поверхностного заряда пленки внутри нее будет формироваться электрическое поле, величина которого может достигать больших значений и приводить к электрическому пробое диэлектрической пленки. Для процесса установления баланса поступления заряда из плазмы на поверхность пленки и утечки заряда через пленку необходимо время, которое мы также будем рассчитывать, используя экспериментальные характеристики конкретных пленок. Для определенности будем проводить расчеты для диэлектрических пленок оксидов титана. Для металлического титана и его сплавов известно, что они быстро покрываются в атмосферном воздухе оксидными пленками толщиной от 1 до 10 нм, в зависимости от времени нахождения на воздухе от нескольких минут до одного года, соответственно [32]. Более толстые диэлектрические оксидные пленки толщиной от 10 нм до 1000 нм на титане получаются в результате выдерживания образцов при температуре до 700 К в течение времени от нескольких минут до нескольких часов в атмосфере воздуха или с применением магнетронного разряда в аргоне в присутствии кислорода [33]. В случае взаимодействия металлического электрода с импульсной плазмой с достаточно коротким временем существования, длительности плазменного импульса может быть недостаточно для выхода на стационарное значение потенциала поверхности пленки, так как часть электрического заряда будет стекать с поверхности диэлектрической пленки на металл за счет остаточной проводимости диэлектрика. Поэтому важно рассмотреть процесс зарядения поверхности пленки при взаимодействии с импульсом плазмы с учетом частичной утечки заряда с поверхности пленки на металл. Для этого рассмотрим электрическую схему, в которой поверхность диэлектрической пленки и поверхность металла образуют электрический конденсатор, а утечку заряда через объем диэлектрика будем моделировать резистором, подключенным параллельно конденсатору (рис. 2).

где A – постоянная интегрирования, которая определяется из начальных условий.

Примем, что в начальный момент времени поток ионов из плазмы отсутствует, и электрический ток из плазмы также равен нулю $j(t=0) = 0$. Тогда напряжение внутри пленки также равно нулю $U(t=0) = 0$, так как потенциал поверхности диэлектрической пленки $\Psi(t=0)$ в этот начальный момент равен потенциалу металла $\Psi_0 = \Psi(t=0)$, и разность потенциалов между поверхностью диэлектрической пленки и металлом равна нулю $U(t=0) = \Psi(t=0) - \Psi_0 = 0$. Тогда величина A в решении (12) определится из (8) и нижеследующих соотношений:

$$\begin{aligned} U(t) = 0 &= j_0 R + A, \\ A &= -j_0 R, \quad j_0 = en_0 \sqrt{\frac{T_e}{M_i}}. \end{aligned} \quad (13)$$

С учетом (13) решение уравнения (12) имеет вид:

$$U(t) = j_0 R \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{CR}\right) \right]. \quad (14)$$

Параметр $CR = \tau_f$ имеет размерность времени, и его величина определяет темп зарядки поверхности диэлектрической пленки. Для коротких временных масштабов при $t \approx \tau_{pl} \ll \ll \tau_f = CR$, величина напряжения $U(t)$ между внешней поверхностью диэлектрической пленки и металлом линейно увеличивается с течением времени, и определяется выражением:

$$U(t) = j_0 R \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{CR}\right) \right] \approx j_0 \frac{t}{C}. \quad (15)$$

Таким образом, для коротких временных интервалов взаимодействия плазмы с диэлектрической пленкой на металле, или для короткого по времени плазменного импульса, когда $t \approx \tau_{pl} \ll \tau_f = CR$, поток ионов из плазмы на поверхность диэлектрической пленки создаст малые изменения потенциала поверхности диэлектрической пленки вследствие ее зарядки. При этом напряжение между поверхностью пленки и металлом $U(t)$ будет определяться только потоком ионов j_0 из плазмы и немного возрастать во времени. Существенно по-другому будет протекать зарядка поверхности ди-

электрической пленки при больших временных масштабах, для которых время существования потока ионов из плазмы превышает характерное время зарядки пленки $t \approx \tau_{pl} \gg \gg \tau_f = CR$. В этом случае увеличение напряжения между поверхностью диэлектрической пленки и металлом может сильно влиять на поток ионов из плазмы и уменьшить его так, что часть наиболее энергичных электронов начнут движение из плазмы к поверхности пленки. В результате потенциал поверхности пленки может выйти на постоянный уровень, величина которого будет определяться равенством полного тока из плазмы $j(t)$ и током утечки заряда i с поверхности диэлектрической пленки на металл через объем пленки. Этот ток утечки i пропорционален достигнутому напряжению между поверхностью пленки и металлом $U(t)$ и обратно пропорционален удельному сопротивлению R единичной площади диэлектрической пленки:

$$\begin{aligned} i &= \frac{U(t)}{R} = j(t), \\ U(t \rightarrow \infty) &= j(t) R. \end{aligned} \quad (16)$$

Из (14) формально следует, что если удельное сопротивления утечки R велико, то при сохранении постоянного потока ионов и электронов из плазмы изменение величины потенциала на поверхности диэлектрической пленки может быть достаточно большим. Это следует также из предположения о постоянном потоке ионов из плазмы на поверхность диэлектрической пленки, которое было необходимо для получения простого решения уравнения (14). Однако этот ток при большой длительности импульса плазмы и, соответственно, при большой длительности потока ионов не будет постоянным. По мере зарядки поверхности пленки положительным током ионов из плазмы потенциал поверхности пленки будет возрастать от больших отрицательных значений к более положительным значениям потенциала поверхности пленки, при этом и ток электронов из плазмы будет увеличиваться. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока изменение потенциала поверхности пленки не стабилизируется, т. е. когда суммарный ток ионов и электронов на поверхность пленки сравняются, и в сумме они составят нулевой ток на поверхность ди-

электрической пленки. Это условие соответствует стадии установления плавающего потенциала Ψ_f на внешней поверхности диэлектрической пленки, что может быть выражено соотношением:

$$U(t \rightarrow \infty) = \Psi(t \rightarrow \infty) - \Psi_0 = j_0 R = \Psi_f - \Psi_0. \quad (17)$$

Таким образом, не решая уравнения (11) с переменным потоком ионов и электронов из плазмы, из выражения (17) можно определить предельное электрическое напряжение в диэлектрической пленке, равное разности между плавающим потенциалом поверхности диэлектрической пленки Ψ_f и потенциалом металла Ψ_0 , который определяется внешним источником электрического напряжения. Соответственно, из (17) можно определить величину максимального электрического поля E_d , возникающего в диэлектрической пленке на поверхности металлического образца, погруженного в импульсную плазму с достаточно большой длительностью или в стационарную плазму:

$$E_d \approx \frac{\Psi_f - \Psi_0}{d}. \quad (18)$$

Другая ситуация возникает при относительно малых значениях сопротивления утечки оксидной пленки R , когда толщина диэлектрической пленки очень мала. Так, при используемых в лабораторных экспериментах толщинах диэлектрических пленок оксидов титана от 6 нм до 1000 нм на металлическом титане, величина удельного объемного сопротивления ρ утечки тока находится в интервале значений $\rho = 0,1\text{--}100$ Ом·см [34, 35, 36]. Тогда разность потенциалов между внешней поверхностью пленки оксида титана и металлическим титаном $U(t)$, следует рассчитывать из выражения (16), а величину электрического поля E_d внутри пленки определять по следующей формуле:

$$U(t \rightarrow \infty) = \Psi(t) - \Psi_0 = j_0 R = en_0 \sqrt{\frac{T_e}{M_i}} \rho \frac{d}{S}, \quad (19)$$

$$E_d = \left| -grad[\Psi(t)] \right| \approx \frac{j_0 R}{d} \approx en_0 \sqrt{\frac{T_e}{M_i}} \frac{\rho}{S},$$

здесь d – толщина диэлектрической пленки; S – единичная площадь поверхности диэлек-

трической пленки (далее $S = 1 \text{ см}^2$ при расчетах в системе CGSE).

Для оценки влияния электрической зарядки поверхности диэлектрической пленки на величину потока ионов из плазмы сделаем расчеты величин возможного изменения потенциала поверхности пленки за характерное время τ_{pl} существования плазмы с реальными параметрами тонкой диэлектрической оксидной пленки на металлическом титане с учетом экспериментальных значений диэлектрической проницаемости ϵ и удельного электрического сопротивления ρ пленки. Считаем, что тонкая пленка с диэлектрической проницаемостью ϵ , толщиной d и единичной площадью S на металле образует плоский конденсатор с электрической емкостью C с удельным значением емкости C_s (емкостью 1 см^2 поверхности пленки), которые определяются формулами:

$$C = \frac{4\pi\epsilon S}{d}, \quad \text{при } S = 1 \text{ см}^2 \quad C_s = \frac{4\pi\epsilon}{d}. \quad (20)$$

Поскольку в лабораторных плазменных экспериментах, а также в технологических стендах часто используются электроды из титана, то далее конкретные расчеты проведем для титанового электрода с нанесенной на его поверхность диэлектрической пленкой из оксидов титана. Достаточно толстые оксидные пленки толщиной 1–0,1 мкм на титане, как правило, получаются в результате окисления титана при температуре около 700 К на воздухе в течение времени от 60 минут до 6 минут соответственно [33]. Часто оксидные пленки толщиной 10–100 нм на титане получают в результате возбуждения магнетронного разряда на титане в вакууме при дозированном напуске газовой смеси аргона и кислорода [34–36]. Более тонкие оксидные пленки толщиной 1–10 нм на поверхности титана формируются в результате длительного (от 1 минуты до 1 года) нахождения очищенного в вакууме титана в атмосферном воздухе при комнатной температуре [32]. Значения диэлектрической проницаемости тонких оксидных пленок на титане, выращенных в лабораториях, сильно отличаются от соответствующих значений для природных кристаллических образцов оксидов титана большого объема, представленных в справоч-

ной литературе [37]. Как правило, выращенные тонкие (1–10 нм) оксидные пленки на титане имеют значения относительной диэлектрической проницаемости $\varepsilon = 1,5–3$ [34–36]. Это обусловлено тем, что химический и стехиометрический состав таких тонких оксидных пленок на титане, выращенных искусственно или в результате естественного окисления в воздушной атмосфере, как правило, отличается от классического соотношения атомов титана и кислорода, которое характерно для кристаллических оксидов титана типа рутил или анатаз с соотношением атомов согласно химической формуле двуокиси титана TiO_2 . Тонкие оксидные пленки толщиной 1–10 нм на поверхности титана, созданные напылением или в результате естественного окисления в воздушной атмосфере, характеризуются формулой – TiO_α , (где величина α может быть в пределах $0,2 < \alpha < 2$), которая также отличается от классической формулы TiO_2 . Величина удельного сопротивления ρ оксидной пленки толщиной 100 нм также существенно отличается от табличного значения, и, как показали лабораторные измерения [34–36], составляет величину около $\rho \approx 10^8$ Ом·см, которая на несколько порядков отличается от аналогичных величин массивных кристаллических образцов оксидов титана, представленных в справочниках [37]. На основании экспериментально измеренных параметров оксидных пленок титана [34–36] нами были рассчитаны значения сопротивления утечки R оксидных пленок в зависимости от их толщины, а также другие важные параметры, характеризующие их взаимодействие с импульсной плазмой, которые представлены в таблице 1.

В таблице 2 на основании данных таблицы 1, представлены расчеты электрического поля внутри оксидных пленок с толщинами от 6 нм до 1000 нм при взаимодействии с импульсным плазменным потоком длительностью 20 мкс с различными значениями плотности плазмы – от $2 \cdot 10^{11}$ см⁻³ до $2 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Из приведенных данных таблицы 2 видно, что при достаточно большой плотности плазмы $2 \cdot 10^{13}$ см⁻³ для толщин оксидных пленок 6–100 нм электрическое поле внутри пленки может достигать значения 10 МВ/см, и такое поле превосходит порог электрического пробоя многих типов диэлектрической пленки, включая оксидные пленки на титане [38, 39]. Такое сильное электрическое поле с высокой вероятностью, близкой к 100 %, возбуждает микроплазменный разряд на титане, покрытым естественной оксидной пленкой [11, 28]. При уменьшении плотности плазмы в 10 раз до значения $2 \cdot 10^{12}$ см⁻³ при толщинах оксидной пленки 6–1000 нм электрическое поле снижается до значений 4–1 МВ/см. Величина такого электрического поля соизмерима с пороговыми значениями электрического поля для пробоя в объеме различных диэлектрических пленок, что может приводить к снижению вероятности возбуждения микроплазменного разряда на металлах (покрытых сплошной диэлектрической пленкой) в плазме с плотностью $2 \cdot 10^{12}$ см⁻³. Величина электрического поля внутри пленок толщиной 6–1000 нм, при плотности плазмы $2 \cdot 10^{11}$ см⁻³, снижается до значения 0,1 МВ/см, что явно недостаточно для электрического пробоя в объеме пленки. При этом характерное время зарядки поверхности пленок толщиной от 6 до 1000 нм составляет всего 2–4 мкс.

Таблица 1

Параметры оксидных пленок титана различной толщины d : R – сопротивление утечки 1 см², удельные емкости C_1 и C_2 пленок с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1 = 1,5$ и $\varepsilon_2 = 3$; характерные времена зарядки поверхности пленки $\tau_1 = C_1 R$ и $\tau_2 = C_2 R$

d , нм	R , Ом	ε_1	ε_2	C_1 , мкФ	C_2 , мкФ	τ_1 , мкс	τ_2 , мкс
6	0,6	1,5	3	3	6	2	4
10	1,0	1,5	3	2	4	2	4
100	10	1,5	3	0,2	0,4	2	4
1000	100	1,5	3	0,02	0,04	2	4

Таблица 2

Значения напряжения U и электрического поля E внутри оксидных пленок различной толщины d на титане при взаимодействии с импульсной плазмой длительностью $\tau_{pl} \approx 20$ мкс с различной плотностью n_e

$n_e, \text{см}^{-3}$	$d, \text{нм}$	$R, \text{Ом}$	$j_0, \text{А}$	$U, \text{В}$	$E, \text{МВ/см}$
$2 \cdot 10^{13}$	6	0,6	10	6	10
$2 \cdot 10^{13}$	100	10	10	100	10
$2 \cdot 10^{13}$	1000	100	10	400	4
$2 \cdot 10^{12}$	6	0,6	1	0,6	1
$2 \cdot 10^{12}$	100	10	1	10	1
$2 \cdot 10^{12}$	1000	100	1	100	1
$2 \cdot 10^{11}$	6	0,6	0,1	0,06	0,1
$2 \cdot 10^{11}$	100	10	0,1	1	0,1
$2 \cdot 10^{11}$	1000	100	0,1	10	0,1

Расчеты, представленные в таблице 2, показывают, что за время длительности импульса плазмы существенно более 2 мкс, внешняя поверхность оксидной пленки на титане может зарядиться до величины плавающего потенциала ($\Psi_f \approx 0$ [9–14]) при потенциале металлического титанового электрода – 400В.

Как видно из таблицы 2, для тонкой оксидной пленки около 6 нм, которая взаимодействует с плазмой в интервале значений плотности плазмы $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} - 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ для моментов времени $\tau_{pl} \ll 2$ мкс, электрическая зарядка поверхности оксидной пленки невелика, и ее потенциал поверхности практически не изменяется. В этом случае для расчета электрического поля над поверхностью диэлектрической оксидной пленки можно применять формулу, полученную в [26, 27] для расчета электрического поля на поверхности чистого металла в плазме:

$$E_m(\Psi_0) = \frac{\Psi_0}{r_D \left(\frac{e\Psi_0}{2T_e} \right)^{3/4}} = \frac{\Psi_0}{L}, \quad (21)$$

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

где параметр L – это модифицированная дебаевская длина, которая зависит от величины отрицательного потенциала электрода, и существенно превосходит классическую длину Дебая r_D . Как показано в [26], величина электрического поля на поверхности металлического электрода без пленки при значениях отрицательного потенциала электрода 100–400 В оказывается в 100–200 раз меньше классического значения $E_0 = \frac{\Psi_0}{r_D}$. Результаты расчетов по формуле (21) представлены в таблице 3.

Таблица 3

Расчитанные значения (19) электрического поля E_0 , размера модифицированного дебаевского слоя L вблизи металлического электрода без диэлектрических пленок в плазме с различными значениями плотности n_e и при электронной температуре $T_e = 10$ эВ для условия $e\Psi_0/T_e \gg 1$

$n_e, \text{см}^{-3}$	$T_e, \text{эВ}$	$\Psi_0, \text{кВ}$	$e\Psi_0/T_e$	$E_0, \text{кВ/см (19)}$	$L, \text{мкм}$
10^{11}	10	1	100	4,25	2350
10^{11}	10	10	1000	7,56	13230
10^{12}	10	1	100	13,46	743
10^{12}	10	10	1000	23,93	4180
10^{13}	10	1	100	42,63	234
10^{13}	10	10	1000	75,76	1320

Из приведенных в таблице 3 данных следует, что электрическое поле, возникающее в плазме с электронной температурой 10 эВ и плотностью 10^{13} см^{-3} , при взаимодействии с поверхностью чистого металла (без диэлектрической пленки) даже при больших значениях электрического потенциала электрода около 10 кВ не превышает значения 76 кВ/см. Такое электрическое поле не может вызвать на чистом металле сильную электронную автоэмиссию с поверхности металла и образование плазмы.

Электрическое поле на внешней поверхности диэлектрической пленки в начальный момент времени взаимодействия плазмы с пленкой будет определяться уравнениями, описывающими взаимодействие плазмы с чистым металлом, так как величина потенциала поверхности пленки и поверхности чистого металла равны. Далее, в результате зарядки поверхности пленки потоком ионов из плазмы величина потенциала на поверхности пленки будет быстро убывать, в то время как потенциал металла будет поддерживаться на постоянном уровне внешним источником. При этом, величина электрического поля на поверхности диэлектрической пленки с течением времени будет быстро уменьшаться, и, следовательно, будет всегда меньше электрического поля на поверхности чистого металла.

Таким образом, в результате расчетов и анализа экспериментальных данных искусственных или естественных тонких оксидных пленок толщиной 1–1000 нм, созданных на поверхности титана, установлено, что в результате взаимодействия плазмы плотностью $2 \cdot 10^{12} - 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ с такой поверхностью внутри диэлектрической оксидной пленки возникают сильные электрические поля масштаба 1–10 МВ/см, которые существенно превышают электрические поля, возникающие на поверхности металлического титана без диэлектрических пленок, что подтверждается экспериментами [9–14]. В этих экспериментах было показано, что в результате взаимодействия плазмы с металлическим титаном с оксидными пленками толщиной 10–1000 нм возбуждаются микроплазменные разряды, воздействие которых приводит к испарению диэлектрических пленок и образованию переплавленной поверхности чистого титана. При этом уже на очищенной от пленок поверхно-

сти титана возбуждения микроплазменных разрядов не возникает даже при воздействии плотной плазмы около $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

3. Электрическое поле в разрыве диэлектрической пленки на металле при взаимодействии с плазмой

Из таблицы 2 следует, что при длительности импульса плазмы 20 мкс только при самой большой плотности плазмы $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и для пленок толщиной около 1000 нм процесс зарядки внешней поверхности оксидной пленки переходит в режим насыщения, который определяется выражением (16). При этом зарядка поверхности оксидной пленки, например, на титане будет происходить до стационарного значения, равного плавающему потенциалу, величина которого зависит от экспериментальных условий. Так, для большинства экспериментов по возбуждению микроплазменных разрядов на разных металлах, покрытых диэлектрическими пленками [11, 28], потенциал внешней поверхности пленки близок к потенциалу заземленных стенок вакуумной камеры. В этом случае при небольшом потенциале металлического титана – 400 В напряженность электрического поля между внешней поверхностью диэлектрической оксидной пленки и металлом составит 10–0,1 МВ/см. При возникновении разрыва (среза) сплошности диэлектрической оксидной пленки на титане на основании граничных условий сохраняются тангенциальные значения электрического поля внутри диэлектрической пленки E_d и на поверхности разрыва E_s : $E_d \approx E_s$ (рис. 3). Действительно, если рассмотреть диэлектрическую пленку со срезом или разрывом на поверхности титана (рис. 3), то из граничных условий электрическое поле на поверхности разрыва E_s будет приблизительно равно электрическому полю внутри оксидной пленки E_d . Поэтому расчеты электрического поля внутри диэлектрической пленки, представленные в таблице 2, могут быть использованы для оценки электрического поля в разрыве диэлектрической оксидной пленки на поверхности титана. При этом, как будет показано ниже, электрические поля как внутри диэлектрической пленки E_d , так и в разрыве пленки E_s , будут существенно превышать ве-

личину электрического поля на чистом металле, т. е. в отсутствие или вдали от среза диэлектрических пленок E_m (рис. 3). Такие значения электрического поля (см. табл. 2) внутри пленки будут близки к значениям для тангенциального поля в разрыве пленки, и при

значениях поля 10–0,1 МВ/см может происходить электрический пробой и возбуждение микроплазменного разряда как в объеме пленки при значении поля 10 МВ/см, так и в местах разрыва пленки при полях 10–0,1 МВ/см.

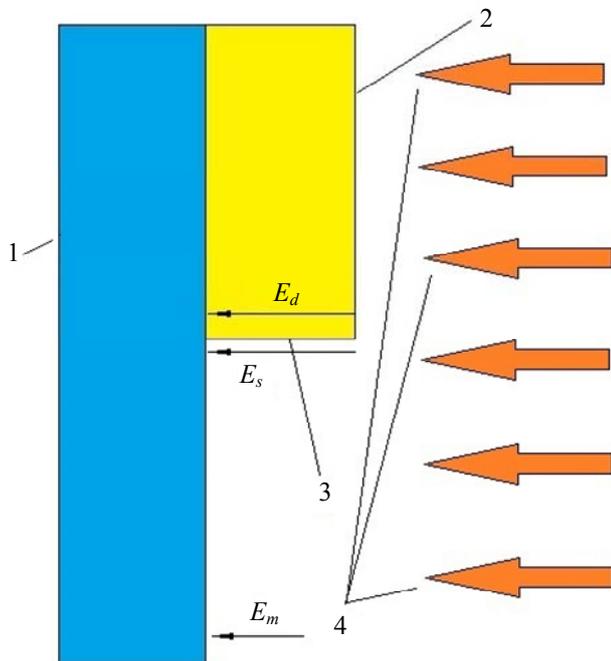


Рис. 3. Схема формирования электрического поля на срезе диэлектрической пленки и на металле вдали от среза при взаимодействии с плазмой: 1 – металл; 2 – диэлектрическая пленка; 3 – срез или разрыв диэлектрической пленки; 4 – поток ионов из плазмы при отрицательном потенциале металла. E_d – поле в диэлектрической пленке; E_s – электрическое поле на поверхности среза диэлектрической пленки; E_m – электрическое поле на металле в отсутствие диэлектрической пленки или вдали от среза пленки

Таким образом, на титане для оксидных пленок толщиной 10 нм возможен электрический пробой в объеме сплошной оксидной пленки при взаимодействии с плазмой плотностью около 10^{13} см $^{-3}$. Для пленок толщиной 10–1000 нм также возможен электрический импульсный пробой прежде всего по срезу или разрыву оксидных пленок между заряженной поверхностью пленок и открытой поверхностью металла для широкого интервала значений плотности плазмы $2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ – $2 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, что и наблюдается в экспериментах [9, 10, 11, 28].

4. Заключение

Взаимодействие плазмы с электронной температурой 10 эВ с металлом, покрытым диэлектрической пленкой толщиной 10–1000 нм, при отрицательных значениях потенциала металла 100 В – 10 кВ приводит к зарядению внешней поверхности пленки положительными ионами плазмы и, в зависимости от плотности плазмы в диапазоне значений 10^{11} см $^{-3}$ – 10^{13} см $^{-3}$, вызывает возникновение

внутри пленки больших электрических полей от 0,1 МВ/см до 10 МВ/см. Такие сильные поля инициируют электрический пробой как в объеме тонкой пленки толщиной 10 нм, так и в разрывах пленок толщиной 100–1000 нм. Пробой в объеме и в разрыве диэлектрической пленки возникает между заряженной внешней поверхностью пленки и поверхностью металла.

Электрическое поле, возникающее в плазме с электронной температурой 10 эВ и плотностью $2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, при взаимодействии с чистой поверхностью металла без диэлектрической пленки даже при больших значениях отрицательного электрического потенциала металла около 10 кВ не превышает значения 0,1 МВ/см. Такое электрическое поле не может вызвать электронную автоэмиссию с чистой поверхности металла и образование плазмы на металле. В противоположность этому, при наличии диэлектрической пленки на поверхности металла в плазме, величины возникающих электрических полей внутри пленки и на ее срезе в 10–100 раз превосходят электрические поля на чистой поверхности металла. Такие сильные поля внутри пленки могут

приводить к электрическому пробую, как в объеме пленки, так и в ее разрывах и, далее, к возбуждению различных разрядов на поверхности металла с пленкой, включая микроплазменные разряды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. – Новосибирск: Наука, 1982.
2. Сливков И. Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
3. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. – Новосибирск: Наука, 1984.
4. Месяц Г. А. Эктон в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: Наука, 2000.
5. Vacuum Arcs: Theory and Application / Ed. by Lafferty J. M. – New York: Wiley, 1980; Moscow: Mir, 1982.
6. Воробьев Г. А., Мухачев В. А. Пробой тонких диэлектрических пленок. – М.: Сов. Радио, 1977.
7. Чопра К. Л. Электрические явления в тонких пленках / Пер. с англ. / под ред. Т. Д. Шермергора. – М.: Мир, 1972.
8. Forlani F., Minnaja N. / Phys. Status Sol. 1964. Vol. 40. № 2. P. 311–324.
<https://doi.org/10.1002/pssb.19640040210>
9. Ivanov V. A., Sakharov A. S., Konyzhev M. E. / Plasma Physics Reports. 2008. Vol. 34. № 2. P. 150–161.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X08020074>
10. Ivanov V. A., Sakharov A. S., Konyzhev M. E. / Plasma Physics Reports. 2016. Vol. 42. № 6. P. 619–632.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X16060039>
11. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Dorofeyuk A. A., Kamolova T. I. / Journal of Physics: Conference Series. 2020. Vol. 1647. P. 012018.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1647/1/012018>
12. 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. 1241–1246.
13. 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. 384–388.
14. 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.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/907/1/012023>
15. Куksenova Л. И., Лаптева В. Г., Иванов В. А., Коньжеев М. Е. / Трение и смазка в машинах и механизмах. 2009. № 5. С. 10–16.
16. Иванов В. А., Коньжеев М. Е., Куksenova Л. И., Лаптева В. Г., Хренникова И. А. / Трение и износ. 2009. Т. 30. № 4. С. 396–404.
17. Димитрович Д. А., Бычков А. И., Иванов В. А. / Прикладная физика. 2009. № 2. С. 35–43.
18. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kamolova T. I., Dorofeyuk A. A. / Plasma Physics Reports. 2021. Vol. 47. № 6. P. 603–610.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X21060076>
19. 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.
20. ITER Documentation Series. № 29. IV. Plasma Facing Materials. – Vienna: IAEA, 1991. Pp. 247–266.
21. Behrich R., Ehremberg J. / Journal of Nuclear Materials. 1988. Vol. 155–157. Part 1. P. 95–104.
[https://doi.org/10.1016/0022-3115\(88\)90231-0](https://doi.org/10.1016/0022-3115(88)90231-0)
22. Bering E. A., Chang-Díaz F. R., Squire J. P., Brukardt M., Glover T. W., Bengtson R. D., Jacobson V. T., McCaskill G. E., Cassady L. / Advances in Space Research. 2008. Vol. 42. P. 192–205.
<http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2007.09.034>
23. Bering E. A., Chang-Díaz F. R., Squire J. P., Jacobson V., Cassady L. D. High Power Ion Cyclotron Heating In the VASIMR Engine / 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit AIAA-2007-586 Reno. Nevada, 8–11 January 2007.
24. Bering E. A., Chang-Díaz F. R., Squire J. P. et al. / Physics of Plasmas. 2010. Vol. 17. P. 043509.
<https://doi.org/10.1063/1.3389205>
25. Иванов В. А. / Успехи прикладной физики. 2022. Т. 10. № 4. С. 343–350.
<https://doi.org/10.51368/2307-4469-2022-10-4-343-350>
26. Ivanov V. A. / Plasma Physics Reports. 2023. Vol. 49. № 2. P. 284–289.
<https://doi.org/10.1134/S1063780X22601365>
27. Иванов В. А., Коньжеев М. Е., Камолова Т. И., Дорофеев А. А. / Прикладная физика. 2023. № 5. С. 5–14.
<https://doi.org/10.51368/1996-0948-2023-5-5-14>
28. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kamolova T. I., Dorofeyuk A. A. / Journal of Communications Technology and Electronics. 2023. Vol. 68. № 9. P. 1067–1076.
<https://doi.org/10.1134/S1064226923090097>
29. Ivanov V. A., Letunov A. A., Konyzhev M. E., Kamolova T. I., Dorofeyuk A. A. / Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1383. P. 012025.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1383/1/012025>
30. Plasma Diagnostic Techniques / Ed. by Huddleston R. H., Leonard S. L. – New York – London, Academic, 1965.
31. Bohm D. In book “The Characteristics of the Electrical Discharges in Magnetic Fields” (Chapter 3) / Ed. by Guthrie A., Wakerling R. K. – New York, 1949.
32. Textor M., Sittig C., Frauchiger V., Tosatti S., Brunette D. M. Properties and Biological Significance of Natural Oxide Films on Titanium and Its Alloys // In book: Titanium in Medicine (P. 171–230) – Springer, 2001.
https://doi.org/10.1007/978-3-642-56486-4_7
33. Sittig C., Textor M., Spencer N. D., Wieland M., Vallotton P. H. / Journal of Materials Science: Materials in Medicine. 1999. Vol. 10. P. 35–46.
<https://doi.org/10.1023/a:1008840026907>
34. Троян П. Е., Нагайчук С. Г., Аргунов Д. П., Змановский П. А., Пилипец И. В. / Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. 2015. № 4 (38). С. 64–67.
35. Нагайчук С. Г., Аргунов Д. П., Троян П. Е., Жидик Е. В., Змановский П. А. / Актуальные проблемы гуманитарных и естественных наук. 2016. № 12-1. С. 129–132.

36. Nagaichuk S. G., Argunov D. P., Troyan P. E., Zmanovsky P. A., Zhidik E. V. Research of electrical parameters of the films of titanium oxide used for memristor's structures. – Tomsk: Tomsk State University, 2016 [in Russian].

37. Таблицы физических величин. Справочник / под ред. Кикоина И. К. – М.: Атомиздат, 1976.

38. Троян П. Е., Каранский В. В. / Доклады ТУСУРа (Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники). 2017. Т. 20. № 3. С. 152.

39. Троян П. Е., Сахаров Ю. В. Электрическая формовка тонкопленочных структур металл-диэлектрик-металл в сильных электрических полях. – Томск: Издательство ТУСУРа, 2013.

40. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kamolova T. I., Dorofeyuk A. A. / Plasma Physics Reports. 2023. Vol. 49. № 3. P. 394–402.

<https://doi.org/10.1134/S1063780X22602085>

PACS: 52.40.Hf

Electric field on the surface of a metal electrode with dielectric film in plasma

V. A. Ivanov, M. E. Konyzhev, M. A. Tereshchenko, A. A. Dorofeyuk, T. I. Kamolova
and S. N. Satunin

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

Received 12.03.2024; accepted 21.03.2024

The calculation of the electric field on the surface of a metal electrode coated with a continuous dielectric film and immersed in plasma, at a negative electrode potential Ψ , when the parameter $e\Psi$ significantly exceeds the electron temperature T_e ($\frac{e\Psi}{T_e} \gg 1$), has been carried

out. It has been established that as a result of charging the outer surface of a film 10–1000 nm thick with a flow of positive ions from the plasma, a strong electric field arises inside the film, the magnitude of which can reach values of 1–10 MV/cm at a plasma density of 10^{12} – 10^{13} cm⁻³ and electron temperature $T_e = 10$ eV.

In breaks in the dielectric film, the magnitude of the electric field is comparable to the magnitude of the field inside the film. On the surface of a dielectric film and on a clean metal surface without a film, the magnitude of the electric field in the plasma is significantly less than the fields inside the film. Strong electric fields inside the film and in its breaks can lead to electrical breakdown inside the film or in its breaks. Electrical breakdown of a dielectric film can initiate unipolar arcs on metals, excite microplasma discharges and form centers of explosive electron emission on the surface of metals in plasma.

Keywords: metal electrode, dielectric film, plasma, electric field, electrical breakdown of a film.

REFERENCES

1. Korolev Yu. D. and Mesyats G. A., Field emission and explosion processes in gas discharges, Novosibirsk, Nauka, 1982 [in Russian].

2. Slivkov I. N., Processes at high voltage in vacuum, Moscow, Energoatomizdat, 1986 [in Russian].

3. Mesyats G. A. and Proskurovsky D. I., Pulsed Electrical Discharge in Vacuum, Novosibirsk, Nauka, 1984; Berlin, Springer-Verlag, 1989.

4. Mesyats G. A., Ectons in a vacuum discharge: breakdown, spark, arc., Moscow, Nauka, 2000 [in Russian].

5. Vacuum Arcs: Theory and Application, Ed. by Lafferty J. M., New York, Wiley, 1980; Moscow, Mir, 1982.

6. Vorob'ov G. A. and Mukhachev V. A., Breakdown of thin dielectric films, Moscow, Sov. Radio, 1977 [in Russian].

7. Chopra K. L., *Thin Film Phenomena*, New York, McGraw-Hill Book Company, 1969.
8. Forlani F. and Minnaja N., *Phys. Status Sol.* **40**, 311 (1964). <https://doi.org/10.1002/pssb.19640040210>
9. Ivanov V. A., Sakharov A. S. and Konyzhev M. E., *Plasma Physics Reports* **34**, 150–161 (2008). <https://doi.org/10.1134/S1063780X08020074>
10. Ivanov V. A., Sakharov A. S. and Konyzhev M. E., *Plasma Physics Reports* **42**, 619–632 (2016). <https://doi.org/10.1134/S1063780X16060039>
11. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Dorofeyuk A. A. and Kamolova T. I., *Journal of Physics: Conference Series* **1647**, 012018 (2020). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1647/1/012018>
12. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kuksenova L. I. et al., *Plasma Physics Reports* **36**, 1241–1246 (2010). <https://doi.org/10.1134/S1063780X10130258>
13. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kuksenova L. I. et al., *Journal of Machinery Manufacture and Reliability* **44**, 384–388 (2015). <https://doi.org/10.3103/S1052618815040032>
14. Ivanov V. A., Sakharov A. S., Konyzhev M. E., Kamolova T. I., Dorofeyuk A. A. and Kuksenova L. I., *Journal of Physics: Conf. Series* **907**, 012023 (2017). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/907/1/012023>
15. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kuksenova L. I., Lapteva V. G. and Khrennikova I. A., *Trenie i smazka v mashinakh i mekhanizmaxh*, № 5, 10–16 (2009) [in Russian].
16. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kuksenova L. I., Lapteva V. G. and Khrennikova I. A., *Journal of Friction and Wear* **30** (4), 290 (2009). <https://doi.org/10.3103/S1068366609040114>
17. Dimitrovich D. A., Bychkov A. I. and Ivanov V. A., *Applied Physics*, № 2, 35 (2009) [in Russian].
18. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kamolova T. I. and Dorofeyuk A. A., *Plasma Physics Reports* **47** (6), 603–610 (2021). <https://doi.org/10.1134/S1063780X21060076>
19. Gabovich M. D., Pleshivtsev N. V. and 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.
20. ITER Documentation Series. № 29. IV. Plasma Facing Materials. Vienna: IAEA. 1991. Pp. 247–266.
21. Behrisch R. and Ehrenberg J., *Journal of Nuclear Materials* **155–157** (1), 95–104 (1988). [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(88\)90231-0](https://doi.org/10.1016/0022-3115(88)90231-0)
22. Bering E. A., Chang-Díaz F. R., Squire J. P. et al., *Advances in Space Research* **42**, 192–205 (2008). <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2007.09.034>
23. Bering E. A., Chang-Díaz F. R., Squire J. P., Jacobson V. and Cassidy L. D., *High Power Ion Cyclotron Heating In the VASIMR Engine*. 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit AIAA-2007-586 Reno, Nevada, 8–11 January 2007.
24. Bering E. A., Chang Díaz F. R., Squire J. P. et al., *Physics of Plasmas* **17**, 043509 (2010). <https://doi.org/10.1063/1.3389205>
25. Ivanov V. A., *Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics)* **10** (4), 343–350 (2022) [in Russian]. <https://doi.org/10.51368/2307-4469-2022-10-4-343-350>
26. Ivanov V. A., *Plasma Physics Reports* **49** (2), 284–289 (2023). <https://doi.org/10.1134/S1063780X22601365>
27. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kamolova T. I. and Dorofeyuk A. A., *Applied Physics*, № 5, 5–14 (2023) [in Russian]. <https://doi.org/10.51368/1996-0948-2023-5-5-14>
28. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kamolova T. I. and Dorofeyuk A. A., *Journal of Communications Technology and Electronics* **68** (9), 1067–1076 (2023). <https://doi.org/10.1134/S1064226923090097>
29. Ivanov V. A., Letunov A. A., Konyzhev M. E., Kamolova T. I. and Dorofeyuk A. A., *Journal of Physics: Conference Series* **1383**, 012025 (2019). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1383/1/012025>
30. *Plasma Diagnostic Techniques*. Ed. by R. H. Huddlestone and S. L. Leonard, New York – London, Academic, 1965.
31. Bohm D. In book “The Characteristics of the Electrical Discharges in Magnetic Fields” (Chapter 3). Ed. A. Guthrie, R. K. Wakerling, New York, 1949.
32. Textor M., Sittig C., Frauchiger V., Tosatti S. and Brunette D. M. *Properties and Biological Significance of Natural Oxide Films on Titanium and Its Alloys*. In book: *Titanium in Medicine* (Pp.171–230) Springer, 2001. https://doi.org/10.1007/978-3-642-56486-4_7
33. Sittig C., Textor M., Spencer N. D., Wieland M. and Vallotton P. H., *Journal of Materials Science: Materials in Medicine* **10**, 35–46 (1999). <https://doi.org/10.1023/a:1008840026907>
34. Troyan P. E., Nagaichuk S. G., Argunov D. P., Zmanovsky P. A. and Pilipets I. V., *Doklady TUSURa*, № 4 (38), 64–67 (2015) [in Russian].
35. Nagaichuk S. G., Argunov D. P., Troyan P. E., Zhidik E. V. and Zmanovsky P. A., *Current problems of the humanities and natural sciences*, № 12–1, 129–132 (2016) [in Russian].
36. Nagaichuk S. G., Argunov D. P., Troyan P. E., Zmanovsky P. A. and Zhidik E. V. *Research of electrical parameters of the films of titanium oxide used for memristor's structures*. Tomsk, Tomsk State University, 2016 [in Russian].
37. *Tables of physical quantities. Handbook*. Ed. by I. K. Kikoin. Moscow, Atomizdat, 1976 [in Russian].
38. Troyan P. E. and Karansky V. V., *Doklady TUSURa* **20** (3), 152–154 (2017) [in Russian]. <https://doi.org/10.21293/1818-0442-2017-20-3-152-154>
39. Troyan P. E. and Sakharov Yu. V. *Electrical forming of thin-film metal–dielectric–metal structures in strong electric fields*. Tomsk, Tomsk State University, 2013 [in Russian].
40. Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Kamolova T. I. and Dorofeyuk A. A., *Plasma Physics Reports* **49** (3), 394–402 (2023). <https://doi.org/10.1134/S1063780X22602085>