

Исследование кинетики заряженных частиц в системе электродов, формирующих высоковольтный газовый разряд

М.А. Маркушин¹, В.А. Колпаков¹, С.В. Кричевский¹

¹Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева, Московское шоссе 34А, Самара, Россия, 443086

Аннотация. Получено уравнение напряженности неоднородного электростатического поля источника низкотемпературной внеэлектродной плазмы. Представлена модель для расчета траектории движения положительных ионов и электронов, формирующихся за счет зажигания высоковольтного газового разряда в системе электродов, создающих неоднородное электростатическое поле с высоким градиентом напряженности. Были построены теоретические кривые указанных траекторий движения и получено хорошее согласие результатов моделирования с экспериментальными данными.

1. Введение

Расчет кинетики заряженных частиц в высоковольтном газовом разряде актуален как в фундаментальном, так и в прикладном плане, в связи с тем, что позволяет определить энергетические параметры заряженных частиц и их концентрацию. Последнее означает, что появляется возможность оценки скорости протекания технологических процессов стимулированных потоком заряженных частиц плазмы, описанных в работах [1-4]. Особенности высоковольтного газового разряда являются его возникновение и самоподдержание на прямолинейных участках силовых линий неоднородного электростатического поля [1,5,6,7]. В работе [5] показано, что условием возникновения и самоподдержания данного разряда является наличие в формируемой им плазме двух противоположно направленных потоков положительно и отрицательно заряженных частиц, а в статье [8] представлена модель распределения неоднородного электростатического поля в соответствующей электродной системе. Данная модель позволяет оценить размеры зоны формирования плазмы и зоны свободного движения потоков отрицательно заряженных частиц плазмы за пределами электродов без ускорения, т.к. за электродами вне зоны формирования плазмы изменение потенциала электрического поля минимально, а основной градиент изменения данного потенциала располагается на длинах $1-2 \lambda_e$.

В связи с этим появляется возможность получения новых знаний об особенностях поведения заряженных частиц в высоковольтном газовом разряде, существующего в неоднородном электростатическом поле, на основе имеющихся результатов моделирования.

Целью настоящей работы является разработка методики расчета траекторий движения электронов, положительных ионов, их энергий с учетом процессов столкновения данных частиц с нейтралами газа, протекающих в неоднородном электростатическом поле, а также напряженности данного поля, образуемого электродной системой, формирующей высоковольтный газовый разряд.

2. Описание модели

Схема электростатического поля, образуемого системой электродов, формирующей высоковольтный газовый разряд, представлена на рисунке 1. Расчет координат поля основывался на уравнении [8]:

$$z = x + iy = 2C \cdot \operatorname{th} \frac{\xi\pi}{2V} + \frac{h}{V} \xi. \tag{1}$$

Из данного уравнения путем его разделения на действительную и мнимую части можно получить систему параметрических уравнений, позволяющую определять координаты распределения силовых линий и линий равного потенциала:

$$\begin{cases} x = \frac{hu}{V} + 2C \frac{\operatorname{sh} \frac{u\pi}{V}}{\operatorname{ch} \frac{u\pi}{V} + \cos \frac{v\pi}{V}} \\ y = \frac{hv}{V} + 2C \frac{\sin \frac{v\pi}{V}}{\operatorname{ch} \frac{u\pi}{V} + \cos \frac{v\pi}{V}} \end{cases} \tag{2}$$

Здесь C – постоянный коэффициент, зависящий от межэлектродного расстояния h и радиуса D круглого отверстия в аноде, $\xi = u(x, y) + iv(x, y)$ – комплексный потенциал электростатического поля в области z , V – напряжение на электродах.

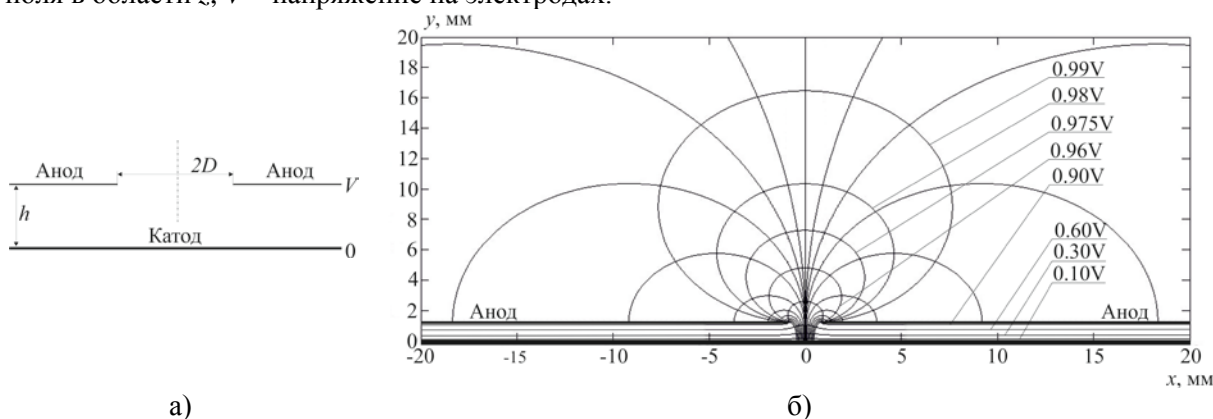


Рисунок 1. Схема электродной системы (а) и распределение в ней силовых линий и эквипотенциалей поля, полученное с помощью системы уравнений (2) при $h = 1.2$ мм, $D = 0.9$ мм, $V = 1200$ В (б).

С помощью уравнений (1), (2) осуществлялся расчет траекторий движения электронов и положительных ионов, их энергий с учетом столкновений данных частиц с нейтралами газа в высоковольтном газовом разряде, причем, в качестве рабочего газа использовался азот. Для осуществления данного расчета необходимы данные о распределении напряженности электрического поля, которая определяется по формуле [9]:

$$E = -i \cdot \frac{1}{z'(\xi)}. \tag{3}$$

Подстановка уравнения (1) в (3) приводит к выражению, позволяющему рассчитывать напряженность рассматриваемого поля в любой его точке по известным значениям функций $u(x, y)$ и $v(x, y)$:

$$E = -i \cdot \frac{V}{C\pi \left[1 - \operatorname{th}^2 \frac{(u - iv)\pi}{2V} \right] + h}. \tag{4}$$

При расчёте траектории движения электрона её целесообразно разбить на отдельные участки электрическое поле, на которых можно считать однородным и обозначить их Δu . В этом случае

начальная точка первого участка будет иметь координаты (x_{e0}, y_{e0}) , а координаты конечных точек этих участков - $(x_{en}, n\Delta y)$, где n – порядковый номер участка траектории электрона, а x_{en} – рассчитываемая координата. Аналогичным образом на каждом участке представляются горизонтальные и вертикальные составляющие начальной и конечной скоростей электрона, а также напряженности электростатического поля: $U_{ex(n-1)}, U_{ey(n-1)}, U_{exn}, U_{eyn}$ и $E_{x(n-1)}, E_{y(n-1)}$ соответственно. Сделаем допущение: движение электрона начинается из его точки вылета с поверхности катода с координатами (x_{e0}, y_{e0}) , которые можно определить, используя систему уравнений (2); катод имеет нулевой потенциал, а следовательно, $v=0$. Тогда из (2) получим:

$$\begin{cases} x_{e0} = \frac{hu}{V} + 2C \frac{\text{sh} \frac{u\pi}{V}}{\text{ch} \frac{u\pi}{V} + 1} \\ y_{e0} = 0 \end{cases} \quad (5)$$

Если электрон начинает движение с нулевой начальной скоростью ($U_{ex0} = 0$ и $U_{ey0}=0$) вдоль прямолинейного участка силовой линии, т.е. в направлении, перпендикулярном поверхности катода (рисунок 1б), то это позволяет считать одинаковыми значения координат x начальной и конечной точек первого участка, то есть $x_{e0} = x_{e1}$. Тогда на электрон действует только мнимая составляющая напряженности поля, определяемая из выражения (4) при условии, что $v = 0$, а $u = \text{const}$.

Используя формулы классической физики и учитывая сделанные выше допущения, можно записать выражения для определения значений координат x_{en} и скоростей электрона в конце каждого участка его траектории:

$$x_{en} = x_{e(n-1)} - U_{ex(n-1)} \frac{m_e \left[-U_{ey(n-1)} + \left(U_{ey(n-1)}^2 - 2 \frac{eE_{y(n-1)} \Delta y}{m_e} \right)^{1/2} \right]}{eE_{y(n-1)}} \quad (6)$$

$$\frac{eE_{x(n-1)}}{2m_e} \left\{ \frac{m_e \left[-U_{ey(n-1)} + \left(U_{ey(n-1)}^2 - 2 \frac{eE_{y(n-1)} \Delta y}{m_e} \right)^{1/2} \right]^2}{-eE_{y(n-1)}} \right\},$$

$$U_{exn} = U_{ex(n-1)} + \frac{E_{x(n-1)}}{E_{y(n-1)}} \left[-U_{ey(n-1)} + \left(U_{ey(n-1)}^2 - 2 \frac{eE_{y(n-1)} \Delta y}{m_e} \right)^{1/2} \right], \quad (7)$$

$$U_{eyn} = \left(U_{ey(n-1)}^2 - 2 \frac{eE_{y(n-1)} \Delta y}{m_e} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Подстановка значений координат $x_{en}, n\Delta y$ в систему (2), позволяет найти соответствующие значения u_n и v_n с помощью которых, в свою очередь, из выражения (4) вычисляется напряженность поля на участке, начальная и конечная точки которого имеют координаты $(x_{en}, n\Delta y)$ и $(x_{e(n+1)}, (n+1)\Delta y)$. Расчеты по формулам (2), (4), (6)-(8) производятся до тех пор, пока не получим равенство $l_e = \lambda_e$, где l_e - длина пройденного электроном пути. Причем λ_e зависит от энергии электрона ε_e . Энергия электрона определяется пройденной им разностью потенциалов и равенство $l_e = \lambda_e$ позволяет получить координаты точки взаимодействия электрона с молекулой азота. Если $\varepsilon_e \geq I$ (где I – энергия ионизации молекулы азота, равная 15.6 эВ [10]) молекула ионизируется. В противном случае получается упругое взаимодействие указанных частиц. Из рисунка 1б видно, что в момент выхода электрона за пределы отверстия в аноде он обладает энергией более 0.66V, на порядок превышающей величину I и может ионизировать молекулу N_2 . Следовательно, при оценке первой λ_{e1} целесообразно использовать в расчетах сечение ионизации σ_i [10]. Вследствие неупругого взаимодействия в сильном поле электрон

теряет практически всю свою энергию [10], что требует после каждого такого столкновения проводить проверку условия $e\Delta V \geq I$, где $\Delta V = V - V_n$ – ускоряющая данный электрон разность потенциалов, а V_n – потенциал поля в точке взаимодействия [1]. Если $e\Delta V < I$ расчет λ_e следует вместо величины σ_i использовать транспортное сечение упругого взаимодействия σ_{tr} [11]. В таком случае при $l_e = \lambda_e$ определяются потери энергии электрона в результате соответствующего столкновения [12].

Неупругое соударение электрона с молекулой N_2 приводит к образованию дополнительного электрона и положительного иона. Траектория вновь образованного электрона рассчитывается по представленному ранее алгоритму. При этом движение такого электрона начинается из точки, в которой произошла ионизация молекулы остаточного газа с начальной скоростью $U_e = (2(\varepsilon_e - I)/m_e)^{1/2}$, вектор которой сонаправлен с вектором скорости электрона, осуществившего данную ионизацию. В свою очередь, положительный ион с начальной энергией $\varepsilon'_{i0} = 3kT/2$ [12] начинает двигаться по силовой линии в сторону катода, испытывая на траектории движения упругие соударения с молекулами N_2 и рассеивается при каждом столкновении на определенный угол. Для упрощения примем, что после m -го взаимодействия ион продолжает своё движение по той же силовой линии, а акты его многократного рассеяния сведём к рассеянию в результате последнего соударения, предшествующего столкновению иона с катодом. Координаты точек таких соударений определяются исходя из равенства значений пройденного положительным ионом пути l_i и длины его свободного пробега λ_i , зависящей от транспортного сечения упругого взаимодействия $\sigma_{tr}(\varepsilon''_m)$, которое рассчитывалось по выражениям [11]:

$$\sigma_{tr} = 2\sqrt{2}\pi a_0^2 \left[\left(\frac{\alpha}{a_0^3} \right) \left(\frac{I_H}{\varepsilon''_m} \right) \right]^{1/2}, \quad (9)$$

$$\varepsilon''_m = \varepsilon_{im} \frac{m_i}{m_i + M}, \quad (10)$$

где $a_0 = 0.529 \cdot 10^{-8}$ см – борковский радиус, α – поляризуемость атомов и молекул газа в основном состоянии, $I_H = 13.6$ эВ – потенциал ионизации атома водорода, ε''_m – энергия относительного движения иона и молекулы, ε_{im} – энергия иона перед каждым столкновением. Под влиянием неоднородного электростатического поля (рисунок 1) ион двигаясь по силовой линии, набирает на λ_i энергию, определяемую пройденной им разностью потенциалов $\Delta V'$. Поэтому, перед каждым столкновением ион будет обладать энергией, равной:

$$\varepsilon_{im} = \varepsilon'_{i(m-1)} + e\Delta V'_m. \quad (11)$$

Тогда энергия иона после каждого столкновения с учетом потерь $\Delta\varepsilon_{im}$, которые он испытывает при упругих соударениях, равна:

$$\varepsilon'_{im} = \varepsilon_{im} - \Delta\varepsilon_{im}, \quad (12)$$

где $\Delta\varepsilon_{im} = \frac{2m_i M}{(m_i + M)^2} (\varepsilon_{im} - \varepsilon'_{i(m-1)})$ [12].

Зная ε'_{im} , можно определить значение его скорости

$$U_{i0} = \sqrt{\frac{\varepsilon'_{im}}{m_i}}.$$

Это позволяет при конкретном значении угла рассеяния φ найти проекции U_{ix0} и U_{iy0} величины U_{i0} , определив аргумент комплексной напряженности $\arg(E)$ в точке соударения:

$$U_{ix0} = U_i \cos[\arg(E) + \varphi], \quad (13)$$

$$U_{iy0} = U_i \sin[\arg(E) + \varphi] \quad (14)$$

Значения проекций U_{ix0} и U_{iy0} являются начальными для последующего расчета траектории положительного иона, которая, как и в случае с расчетом траектории электрона, разбивается на отдельные участки, но уже с шагом Δx , на которых напряженность поля считается постоянной. Такая процедура является необходимой, так как рассеяние иона на определенный угол

предполагает отклонение его траектории движения от силовой линии. Дальнейший порядок действий при расчете траектории иона аналогичен порядку действий для расчета траектории электрона. В общем виде выражения для определения значений координат y_{ij} и скоростей иона в конце j -го участка его траектории имеют вид:

$$y_{ij} = y_{i(j-1)} + U_{iy(j-1)}t_{i(j-1)} + \frac{eE_{y(j-1)}}{2m_i}t_{i(j-1)}^2, \tag{15}$$

$$U_{ixj} = U_{ix(j-1)} + \frac{eE_{x(j-1)}}{m_i}t_{i(j-1)}, \tag{16}$$

$$U_{iyj} = U_{iy(j-1)} + \frac{eE_{y(j-1)}}{m_i}t_{i(j-1)}, \tag{17}$$

где $t_{i(j-1)} = \begin{cases} \frac{m_i \left[-U_{ix(j-1)} + \left(U_{ix(j-1)}^2 - 2 \frac{eE_{x(j-1)}}{m_i} \Delta x \right)^{1/2} \right]}{eE_{x(j-1)}}, & \text{при } \Delta x > 0; \\ \frac{m_i \left[-U_{ix(j-1)} - \left(U_{ix(j-1)}^2 - 2 \frac{eE_{x(j-1)}}{m_i} \Delta x \right)^{1/2} \right]}{eE_{x(j-1)}}, & \text{при } \Delta x < 0. \end{cases}$

Следует отметить, что задавая $\Delta x > 0$, расчет по указанным формулам осуществляется до момента выполнения равенства аргумента комплексного числа $U_{ij} = U_{ixj} + iU_{iyj}$ углу $-\pi/2$, так как в этом случае меняется направление вектора U_{ix} , и ион под воздействием электростатического поля отклоняется от своего предыдущего направления. Дальнейший расчет траектории иона при $\Delta x < 0$ осуществляется до выполнения равенства аргументов U_{ij} и E_j , что будет свидетельствовать о переходе положительного иона на новую силовую линию.

Путем подстановки значений координат $(x_{i(j-1)} + \Delta x)$, y_{ij} в систему (2) находятся соответствующие значения u_j и v_j с помощью которых по выражению (4) вычисляется напряженность поля на участке, ограниченном точками с координатами $(x_{i(j-1)} + \Delta x, y_{ij})$ и $(x_{ij} + \Delta x, y_{i(j+1)})$.

Вычисления проводятся по формулам (2), (4), (9)-(17) до момента столкновения иона с катодом с учетом упругих потерь иона в результате его столкновений с молекулами остаточного газа, совершаемых при выполнении условия $l_i = \lambda_i$. Если энергия ϵ_{im} , с которой ион бомбардирует катод, больше пороговой, т.е. $\epsilon_{im} > \gamma\epsilon_b$ (где ϵ_b – энергия сублимации атомов материала катода, равная, например, для алюминия 3.26 эВ [13]), то начинается распыление атомов материала катода [10] с последующим образованием на его поверхности ямок травления [5].

Расчет кинетических параметров заряженных частиц осуществлялся с помощью программного обеспечения Mathcad 14.0 M020.

3. Результаты расчетов

Исходные данные для расчетов: давление газа $p = 0.15$ Торр, температура $T = 293$ К, межэлектродное расстояние $h = 1.2$ мм, радиусе отверстия в аноде $D = 0.9$ мм, $C = 0.12$ мм, напряжение на электродах $V = 1200$ В [8]. Значения величин Δx и Δy задавались равными 0.5 мм; полный размер расчетной области задавался до 20 мм по оси x , до 200 мм по оси y . В результате были построены расчетные траектории движения электронов и положительных ионов в исследуемом разряде, а также зависимость модуля напряженности такого поля от расстояния, отсчитываемого от поверхности катода в направлении распространения разряда (вдоль оси y) $E = f(y)$ (рисунок 2).

Из зависимости $E = f(y)$ видно, что величина напряженности E резко убывает за пределами электродов ($y > 1.2$ мм) в направлении распространения разряда с 400 В/мм в области отверстия анода до 1 В/мм на расстоянии 13.5 мм от него. Причем, сильное неоднородное электростатическое поле наблюдается в межэлектродном пространстве $0 < y < 1.2$ мм и достигает величин 760-400 В/мм. Таким образом, высокие градиенты поля ускоряют

заряженные частицы в межэлектродном пространстве до значительных скоростей, формируют во внеэлектродном пространстве направленное свободное движение зарядов, определяя их энергию и траекторию. Сделанные расчеты подтверждают соответствующие качественные оценки, представленные в ряде работ [1,5,6] и позволяют оценить возможную энергию отрицательно заряженных частиц на поверхности обрабатываемой подложки.

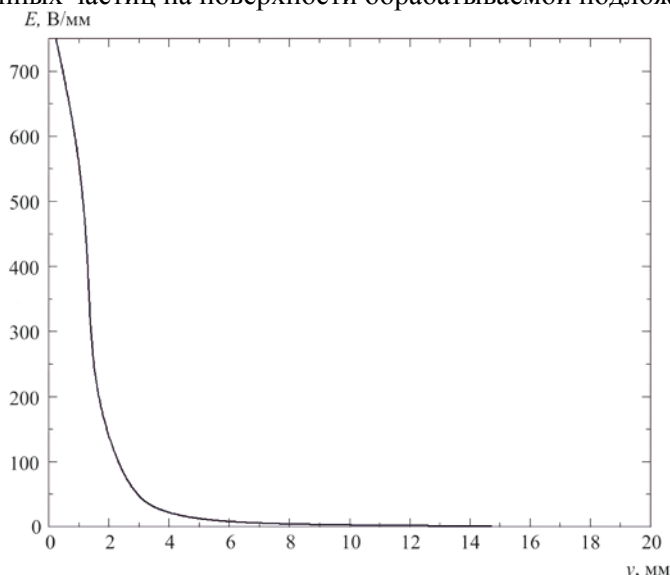


Рисунок 2. Зависимость напряженности электростатического поля от координаты y вдоль оси отверстия в аноде.

Анализ траекторий движения электронов, представленных в увеличенном масштабе на рисунке 3а, показывает, что они, покидая поверхность катода под действием градиента электростатического поля, двигаются в межэлектродном пространстве по прямолинейным участкам силовых линий данного поля. При этом длина прямолинейных участков L увеличивается в направлении от края отверстия в аноде до оси симметрии электродной системы, изменяясь в диапазоне 0.025-200 мм. Электроны, обладая относительно малой массой, приобретают значительные скорости ($2.2 \cdot 10^7$ м/с) на первой длине своего свободного пробега $\lambda_{e1}=14.25$ мм. Вследствие инерции электроны стремятся двигаться прямолинейно, чем объясняется несовпадение их траекторий с направлением распространения силовых линий при отклонении последних от прямолинейности. Из рисунка 3а видно максимальная плотность прямолинейных участков силовых линий с относительно большой длиной наблюдается в области R оси симметрии электродной системы диаметром около 100 мкм. Именно в этой области происходит совпадение траекторий движения электронов и ионов на длинах L , соизмеримых с размерами межэлектродного пространства либо превышающих их. Следовательно, положительные ионы, образованные на таких силовых линиях, двигаясь по прямолинейным участкам, в большинстве своем достигают катода в точке вылета электрона, что является необходимым условием возникновения и самоподдержания высоковольтного газового разряда [6]. При напряжении на электродах $V = 1200$ В энергия ионов, с которой они бомбардируют поверхность катода, согласно проведенным расчетам, составляет порядка 1162.8 эВ, что достаточно для интенсивного распыления его материала и возникновения ионно-электронной эмиссии, за счет которой поддерживается разряд. Электроны, покидая поверхность катода под действием градиента поля, двигаются по траекториям, представленным на рисунке 3 и набирают на λ_{e1} энергию порядка 1186.7 эВ, достаточную для ионизации молекул N_2 и образования положительных ионов, диаметр данной области катода равен 1.66 мм при диаметре отверстия в аноде 1.8 мм, что определяет границы объемной ионизации электронным ударом. Электроны, образованные в результате ионизации, начинают двигаться сонаправлено с векторами скоростей электронов, осуществивших эту ионизацию (рисунок 3б), что хорошо согласуется с выводами, сделанными в работе [12]. Вдоль подобных траекторий

осуществляются акты объемной ионизации электронным ударом при условии, что энергия электрона больше или равна энергии ионизации. В свою очередь, электроны, потерявшие в результате неупругого взаимодействия практически всю энергию, в дальнейшем совершают упругие соударения и в ионизации остаточного газа участия не принимают. Однако могут достигать поверхности подложки и влиять на скорость протекания соответствующих технологических операций. Предлагаемая модель позволяет рассчитывать траектории всех электронов и отрицательных ионов.

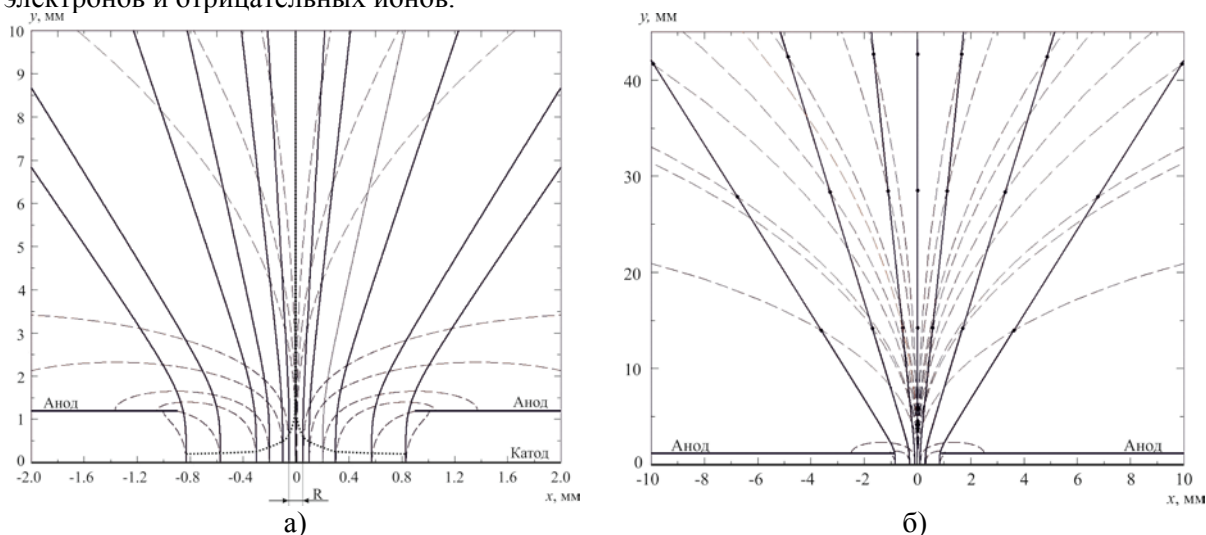


Рисунок 3. Изображение траекторий движения электронов (сплошные линии) и силовых линий (изображены пунктиром) в укрупненном масштабе (а) и в исходном виде (б) (● – точка ионизации молекулы азота электроном, – граница области, в которой траектории электронов совпадают с прямолинейными участками силовых линий).

Расчеты показывают положительный ион, образованный электроном, покинувшим поверхность катода в точке $x = 0.83$ мм, движется по силовой линии соответствующей осевой зоне поверхности катода в его сторону (рисунок 4, участок *a*), совершает до взаимодействия с ним до 13 столкновений с молекулами азота. После чего, в соответствии с принятыми при построении модели допущениями, такой ион ввиду упругого соударения с молекулой рассеивается на некоторый угол φ и продолжает движение по траектории, отличной от первоначальной, изменив свое направление (рисунок 4, участок *b*). Сила, определяемая электростатическим полем, формируемым рассматриваемой электродной системой, действуя на ион, изменяет его траекторию, возвращает ион на другую силовую линию осевой зоны поверхности катода. Другими словами, происходит поворот горизонтальной составляющей вектора скорости иона U_i по часовой стрелке. Момент, когда величина U_{ix} становится равной нулю, свидетельствует о переходе иона с участка *b* на участок *c* траектории (рисунок 4). Участок *c*, в свою очередь, в результате влияния на положительный ион напряженности поля переходит в силовую линию (рисунок 4, участок *d*).

Дальнейшее движение иона по этой силовой линии приводит к его столкновению с катодом и, как следствие, ионно-электронной эмиссии. Необходимо отметить, что с приближением иона к электродам наблюдается увеличение его λ_i (рисунок 4), свидетельствующее об ускорении иона в данном пространстве, обусловленном действием высокого градиента поля (рисунок 2). Указанное характерно для всех положительных ионов, образованных за счет объемной ионизации электронным ударом. При этом с увеличением длины прямолинейного участка силовой линии уменьшается вероятность рассеивания на молекулах остаточного газа ионов,двигающихся по данной силовой линии, увеличивается их энергия, а следовательно, возрастает коэффициент распыления поверхностных атомов материала катода. В результате такого распыления на его поверхности формируется ямка травления диаметром 300 мкм, содержащая полость диаметром около 100 мкм [5], профиль которых соответствует описанным характеристам

изменения величины L и энергии ионов, что согласно построенной модели становится возможным при углах рассеивания $\varphi \leq 30^\circ$. Следовательно, области поверхности катода диаметром 300 и 100 мкм определяют границы ионно-электронной эмиссии и осевую зону, участвующую в формировании разряда. Полученные расчетные данные хорошо согласуются с результатами экспериментального исследования вольт-амперной характеристики рассматриваемого разряда [1], а также поверхности катода после длительной работы с помощью растровой электронной микроскопии [5]. Следовательно, предложенная модель позволяет дать качественное и количественное объяснение особенностям поведения заряженных частиц высоковольтного газового разряда в неоднородном электростатическом поле, а также механизмам возникновения и самоподдержания такого разряда.

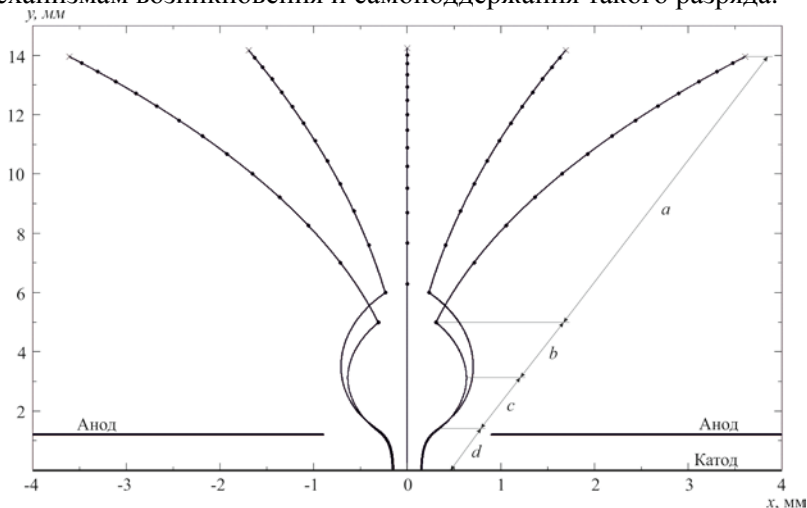


Рисунок 4. Траектории движения положительных ионов (● – точки упругого взаимодействия иона с молекулой азота).

4. Заключение

Разработанная модель позволяет проводить расчеты траекторий движения электронов и ионов в высоковольтном газовом разряде, а также напряженности данного поля и осуществлять оценку энергии электронов и отрицательных ионов на поверхности обрабатываемой подложки. Расчеты показывают, что напряженность рассматриваемого поля во внеэлектродном пространстве достигает величины, на несколько порядков меньшей, чем между электродами (10^4 В/см), что подтверждает формирование за пределами межэлектродного пространства свободного движения зарядов с энергиями и траекториями которые можно определять априори. При заданных давлении и параметрах количественно определен характер изменения длин прямолинейных участков силовых линий поля от края отверстия в аноде до оси симметрии электродной системы (от 0.025 мм до 200 мм), что позволило уточнить по сравнению с работой [6] размеры участвующей в формировании разряда осевой зоны поверхности катода, в рамках которой наблюдается совпадение траекторий движения электронов и положительных ионов. С помощью рассчитанных траекторий заряженных частиц определены границы объемной ионизации электронным ударом и ионно-электронной эмиссии, за счет которых возникает и поддерживается горение разряда. Установлено, что положительные ионы, образующиеся в результате объемной ионизации электронным ударом, осуществляют движение по силовым линиям, соответствующим осевой зоне поверхности катода, набирая энергию, достаточную для его распыления.

Таким образом, разработанная модель позволяет: анализировать влияние параметров электродной системы на кинетику заряженных частиц в разряде; уточнить физические и математические модели взаимодействия данных частиц с поверхностью, представленные в работах [1,5,6-8,29,30]; помогает создать новый класс газоразрядных приборов, генерирующих широкоформатные потоки внеэлектродной плазмы, свободных от недостатков, характерных для традиционных методов и устройств генерации низкотемпературной плазмы. В связи с этим

дальнейшим продолжением проделанной работы является создание аналогичной модели для случая электродной системы, состоящей из катода и сетчатого анода, позволяющей получать отмеченные выше потоки плазмы.

В целом полученные результаты находятся в согласии с результатами, полученными ранее в экспериментах по исследованию особенностей высоковольтного газового разряда [1,6] и формируемой с его помощью внеэлектродной плазмы [1,5], которая может представлять определенный интерес для нанотехнологических приложений.

5. Литература

- [1] Казанский, Н.Л. Формирование оптического микрорельефа во внеэлектродной плазме высоковольтного газового разряда / Н.Л. Казанский, В.А. Колпаков. – Москва: Радио и связь, 2009. – 223 с.
- [2] Казанский, Н.Л. Исследование особенностей процесса анизотропного травления диоксида кремния в плазме газового разряда высоковольтного типа / Н.Л. Казанский, В.А. Колпаков, А.И. Колпаков // Микроэлектроника. – 2004. – Т. 33, № 3. – С. 209-224.
- [3] Колпаков, В.А. Исследование эффекта увлечения атомов кремния «вакансиями», возникающими в расплаве алюминия при облучении его поверхности ионно-электронным потоком / В.А. Колпаков, А.И. Колпаков // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25, № 15. – С. 58-65.
- [4] Казанский, Н.Л. Эффект объемной модификации полимеров в направленном потоке низкотемпературной плазмы / Н.Л. Казанский, В.А. Колпаков // Журнал технической физики. – 2009. – Т. 79, № 9. – С. 41-46.
- [5] Колпаков, В.А. Исследование особенностей формирования внеэлектродной плазмы высоковольтным газовым разрядом / В.А. Колпаков, А.И. Колпаков, В.В. Подлипнов // Журнал технической физики. – 2013. – Т. 83, № 4. – С. 41-46.
- [6] Вагнер, И.В. Элементарная ячейка для формирования электронных пучков произвольной формы в высоковольтном разряде в газе / И.В. Вагнер, Э.И. Болгов, В.Ф. Гракун, В.Л. Гохвельд, В.А. Кудлай // Журнал технической физики. – 1974. – Т. 44, № 8. – С. 1669-1674.
- [7] Колпаков, В.А. Моделирование процесса травления диоксида кремния в плазме газового разряда высоковольтного типа / В.А. Колпаков // Микроэлектроника. – 2002. – Т. 31, № 6. – С. 431-440.
- [8] Маркушин, М.А. Моделирование распределения электростатического поля в системе электродов устройства, формирующего высоковольтный газовый разряд / М.А. Маркушин, В.А. Колпаков, С.В. Кричевский, А.И. Колпаков // Журнал технической физики. – 2015. – Т. 85, № 3. – С. 60-64.
- [9] Миролобов, Н.Н. Методы расчета электростатических полей / Н.Н. Миролобов, М.В. Костенко, М.Л. Левинштейн. – Москва: Высшая школа, 1963 – 415 с.
- [10] Кудрявцев, А.А. Физика тлеющего разряда / А.А. Кудрявцев, А.С. Смирнов, Л.Д. Цендин. – Санкт-Петербург: Лань, 2010. – 512 с.
- [11] Лозанский, Э.Д. Теория искры / Э.Д. Лозанский, О.Б. Фирсов. – М.: Атомиздат, 1975. – 272 с.
- [12] Райзер, Ю.П. Физика газового разряда / Ю.П. Райзер. – М.: Наука, 1992. – 536 с.
- [13] Kazanskiy, N.L. Gas discharge devices generating the directed fluxes of off-electrode plasma / N.L. Kazanskiy, V.A. Kolpakov, V.V. Podlipnov // Vacuum. – 2014. – Vol. 101. – P. 291-297.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда №19-19-00020.

The study of charged particles kinetics in the electrodes system forming a high-voltage gas discharge

M.A. Markushin¹, V.A. Kolpakov¹, S.V. Krichevskiy¹

¹Samara National Research University, Moskovskoe Shosse 34A, Samara, Russia, 443086

Abstract. The equation for the strength of a non-uniform electrostatic field of low-temperature non-electrode plasma source is obtained. A model is presented for calculating the trajectory of positive ions and electrons motion formed due to the ignition of a high-voltage gas discharge in a electrodes system that create a non-uniform electrostatic field with a high gradient of field strength. The theoretical curves of the specified trajectories of motion were constructed and good agreement between the simulation results and experimental data was obtained.