

УДК 533.9

КИНЕТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ РАСШИРЕНИЯ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ В ПЛОСКОМ ВАКУУМНОМ ДИОДЕ

© 2023 г. В. Ю. Кожевников^{а,*}, А. В. Козырев^а, В. С. Игумнов^а, Н. С. Семенюк^а, А. О. Коковин^а

^аИнститут сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

*E-mail: Vasily.Y.Kozhevnikov@iee.org

Поступила в редакцию 03.07.2023 г.

После доработки 20.08.2023 г.

Принята к публикации 25.08.2023 г.

Представлены результаты исследования начальной стадии расширения бесстолкновительной плазмы с током в плоский вакуумный промежуток на базе кинетических уравнений для электронов и ионов и уравнения Пуассона для электрического поля. Теоретически смоделирована самосогласованная динамика двухкомпонентной плазмы и электрического поля, подробно описан фундаментальный механизм установления сверхтепловых скоростей заряженных частиц и рассчитаны параметры анодонаправленных потоков положительных ионов в плазме катодного факела. Наблюдаемые в вакуумных дугах скорости расширения плазмы катодного факела на уровне $(1-5) \times 10^6$ см/с могут быть объяснены в рамках предложенного бесстолкновительного механизма.

Ключевые слова: вычислительная физическая кинетика, вакуумный пробой, аномальное ускорение ионов

DOI: 10.31857/S1024708423600446, EDN: VAMУНА

Расширение плазмы катодного факела в вакуумный промежуток является предметом многих экспериментальных и теоретических исследований в связи с широким применением данного явления [1]. Оно представляет собой неотъемлемую часть вакуумного пробоя как первой стадии разряда в вакууме [2]. Эксперименты убедительно показывают, что характерные величины скоростей разлета прикатодной плазмы и переноса ионов от катода к аноду в вакуумном разряде существенно превосходят тепловые значения скоростей компонентов плазмы. Типичные значения скоростей объемного разлета плазмы находятся в диапазоне $1-5 \times 10^6$ см/с [3], что соответствует кинетической энергии ионов вещества катода на уровне десятков и сотен эВ. Потоки ионов с такими энергиями реально наблюдаются в вакуумных дугах, чему свидетельствует обширная экспериментальная база вакуумной и плазменной эмиссионной электроники [2]. Поскольку кинетическая энергия ионов (>100 эВ) может в несколько раз превышать рабочее напряжение вакуумного дугового разряда (<80 В), то о таких ионах говорят как об ионах с “аномально высокими” энергиями. В вакуумных дугах ионы переносят на анод 8–12% полного заряда, протекающего через промежуток [4]. Имеется большое количество гипотез, направленных на объяснение феномена “аномального” токопереноса ионов как на стадии пробоя, так и в последующих стадиях вакуумного разряда. Все гипотезы условно можно разделить на три группы – взрывные, столкновительные и электродинамические [5], но они все в той или иной мере отводят ключевую роль столкновительным процессам. Большинство работ, в которых высказываются точки зрения в пользу той или иной гипотезы, основывается на моделировании плазмы в приближении жидкостного континуума (МГД), либо в терминах “крупных частиц” (PIC).

Использование жидкостного (МГД) приближения для описания движения плазмы вакуумного разряда, на наш взгляд, обусловлено скорее историческими, чем физическими причинами. Даже предварительный анализ показывает, что длины свободного пробега плазменных частиц во много раз превышают характерные размеры вакуумного диода. Так, при средних концентрациях объемной плазмы на уровне $n_0 = 10^{20}$ м⁻³ длины свободного пробега частиц $\lambda = (\sigma n_0)^{-1}$ имеют порядок 10 см (при характерных сечениях столкновений $\sigma = 10^{-19}$ м²), что обычно превышает длину

вакуумного промежутка, не говоря уже о длине его прикатодных слоев. Последние имеют порядок дебаевской длины $L_D = \sqrt{\epsilon_0 W / q^2 n_0}$ (здесь и ниже $q = 1.6 \times 10^{-19}$ Кл – элементарный заряд, $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная), которая при тепловых энергиях частиц $W = 2-5$ эВ имеет микрометровые масштабы. Поэтому уравнения жидкостной модели плазмы, описывающие эволюцию первых моментов статистических распределения (концентрацию, эйлерову скорость, среднюю энергию), не позволяют, в принципе, выявить проявление эффектов, обусловленных сильной неравновесностью статистических ансамблей заряженных частиц.

В данной работе развит подход, основанный на фундаментальной физической кинетике двухкомпонентной бесстолкновительной плазмы с минимальным набором начальных предположений о поведении катодной плазмы. На основании представленной кинетической теории выявлены принципиальные особенности процесса разлета плазмы, формирования спектров электронов и ионов, а также механизм биполярного токопереноса в бесстолкновительной плазме на начальной стадии ее расширения в условиях приложенного к диоду напряжения.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим планарный вакуумный диод в одномерной геометрии. Будем считать, что межэлектродное расстояние равно D , внешняя электрическая цепь отсутствует, а напряжение с амплитудой U_0 подается на анод ($x = D$) с коротким фронтом (~ 0.1 нс). Эмиттер заряженных частиц на катоде моделируется поддержанием постоянного значения концентрации квазинейтральной плазмы n_0 в катодном сечении (координата $x = 0$). Специально упрощая задачу, полагаем, что катодная плазма состоит только из электронов и однозарядных ионов $n_{e0} = n_{i0} = n_0$. Заметим, что такое упрощение актуально для катодов, например, из лития, углерода, сурьмы и некоторых других материалов, которые генерируют почти полностью однозарядный ионный состав плазмы вакуумной дуги [6].

Основываясь на фундаментальных принципах физической кинетики, динамика плазмы будет описываться замкнутой системой уравнений Власова–Пуассона [7], которые в одномерной постановке имеют следующий вид

$$\begin{cases} \frac{\partial f_e}{\partial t} + \frac{p_x}{m_e} \frac{\partial f_e}{\partial x} - q E_x \frac{\partial f_e}{\partial p_x} = 0 \\ \frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{p_x}{m_i} \frac{\partial f_i}{\partial x} + q E_x \frac{\partial f_i}{\partial p_x} = 0 \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{q}{\epsilon_0} (n_e - n_i), \quad E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \end{cases} \quad (1.1)$$

Здесь $f_e(x, p_x, t)$ и $f_i(x, p_x, t)$ – нестационарные функции распределения электронов (ФРЭ) и ионов (ФРИ) соответственно, определенные в одномерном фазовом пространстве (координата x и импульс p_x), $E_x(x, t)$ и $\varphi(x, t)$ – распределения напряженности электрического поля и электростатического потенциала, m_e и m_i – массы электрона и иона, соответственно, t – текущее время.

Уравнение Пуассона в (1.1) содержит концентрации частиц как нулевые моменты функций распределения

$$n_{e,i}(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_{e,i}(x, p_x, t) dp_x$$

Математическая модель представляет собой сравнительно простую для анализа систему уравнений, которая в то же время позволяет описывать с позиций физической кинетики достаточно сложную совокупность физических процессов в одномерной системе электронного и ионного ансамблей, взаимодействующих друг с другом исключительно посредством самосогласованного электрического поля. Простота системы (1.1), в частности, позволяет получить точное аналитическое выражение для решения уравнения Пуассона, записанного в явном виде через квадратурные формулы [8]

$$\begin{aligned}
 E_x(x, t) &= -\frac{U(t)}{D} + \frac{q}{\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{D} \int_0^D dx' \int_0^x [n_e(x', t) - n_i(x', t)] dx' - \int_0^x [n_e(x', t) - n_i(x', t)] dx' \right\} \\
 \varphi(x, t) &= \frac{q}{\epsilon_0} \int_0^x \int_0^{x'} [n_e(x'', t) - n_i(x'', t)] dx'' + \left\{ U(t) - \frac{q}{\epsilon_0} \int_0^D \int_0^x [n_e(x', t) - n_i(x', t)] dx' dx \right\} \frac{x}{D}
 \end{aligned}
 \tag{1.3}$$

где приняты граничные условия типа Дирихле: $\varphi(x = 0) = 0$, $\varphi(x = D) = U(t)$. Как будет показано ниже, пренебрежение влиянием электрической цепи не является препятствием для описания начальной стадии развития пробоя.

Для получения численного решения уравнений Власова (1.1) в задаче о разлете плазмы были использованы нулевые начальные $f_e(x, p_x, 0) = f_i(x, p_x, 0) = 0$ и стационарные граничные условия на катодной плоскости в виде распределений Максвелла по импульсам для каждой компоненты катодной плазмы

$$f_{e,i}(x = 0, p_x, t) = \frac{n_0}{\sqrt{2\pi m_{e,i} W_{e,i}}} \exp\left(-\frac{p_x^2}{2m_{e,i} W_{e,i}}\right),
 \tag{1.4}$$

где W_e и W_i – термодинамические температуры электронов и ионов соответственно. Как будет видно ниже, граничные условия (1.4) создают высокий градиент концентрации плазмы на левой границе расчетной области, что в условиях физического эксперимента имеет место при взрыво-эмиссионном механизме генерации катодной плазмы.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для получения численного решения уравнений Власова (1.1) использовалась обратная полулагранжевая схема Ченга-Кнорра, реализующая кубическую сплайновую интерполяцию решения уравнений сдвига, получаемых предварительным операторным разложением Странга исходных уравнений Власова (аналогичная [8]). В качестве альтернативных методов для верификации результатов нами также использовалась схема SL-WENO пятого порядка точности [9] и операторные методы разложения, реализующие более высокие порядки точности решения по временной переменной [10], однако, кубические сплайны оказались наилучшим выбором с точки зрения соотношения времени работы алгоритма и получаемой точности решения. Дополнительно расчеты начальной фазы процесса пробоя проверялись методом PIC в одномерной пространственной электростатической реализации. Сравнение не выявило противоречий в результатах, полученных всеми используемыми нами методами.

Ниже, в качестве типичной иллюстрации приводятся основные результаты численного моделирования начальной стадии вакуумного пробоя в рамках предложенной модели (1.1)–(1.4) для следующих параметров планарного вакуумного диода: $D = 1$ см, $U_0 = 2$ кВ (длительность фронта нарастания напряжения до амплитудного значения был равен 0.1 нс), $W_e = 5$ эВ, $W_i = 1$ эВ. В качестве материала катода был выбран углерод ($m_i = 12$ а.е.м.), для которого характерен именно двухкомпонентный состав плазмы из электронов и однозарядных ионов углерода C^+ [6]. Моделирование проводилось для конечной, но достаточно высокой эмиссионной способности плазмы в катодном сечении. В приведенном ниже расчете при плотности катодной плазмы $n_0 = 10^{21}$ м⁻³ тепловой ток электронной эмиссии $j_{em} = qn_0\sqrt{W_e/2\pi m_e} \approx 2.4 \times 10^6$ мА/см² на несколько порядков превышал ток Чайлда-Ленгмюра $j_{CL} = (4\epsilon_0/9)\sqrt{2q/m_e}(U_0^{3/2}/D^2) \approx 209$ мА/см² вакуумного диода.

На рис. 1 показана временная динамика ФРЭ/ФРИ, а также приведены пространственные распределения электрического потенциала (1.3) и локальных средних кинетических энергий ионов в промежутке, вычисленных по формуле

$$\bar{\epsilon}(x, t) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{p_x^2}{2m_i} f_i(x, p_x, t) dp_x}{\int_{-\infty}^{\infty} f_i(x, p_x, t) dp_x}
 \tag{2.1}$$

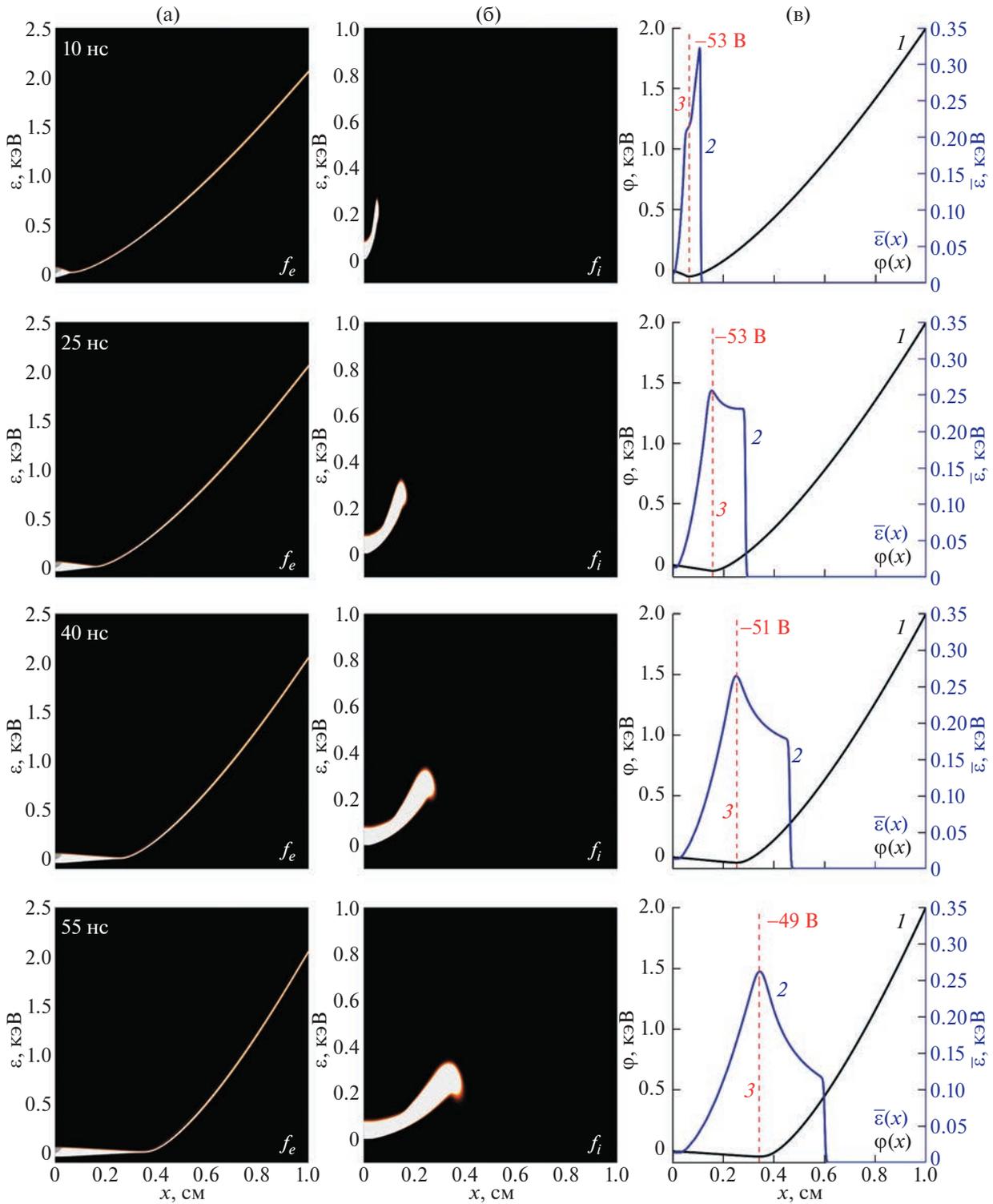


Рис. 1. Графики плотности ФРЭ (столбец А), ФРИ (столбец Б) и пространственные распределения электрического потенциала (кривая I , столбец В) и средней энергии ионов (кривая 2), в моменты времени $t = 10, 25, 40$ и 55 нс. Штриховая линия 3 указывает мгновенное положение минимума потенциала и его глубину.

Начиная с 3 нс с момента подачи анодного напряжения, в вакуумном диоде устанавливается квазистационарный режим протекания электронного тока (см. фазовый портрет ФРЭ на рис. 1), в результате которого электроны ускоряются до энергий, равных значению анодного напряжения (умноженного на заряд электрона).

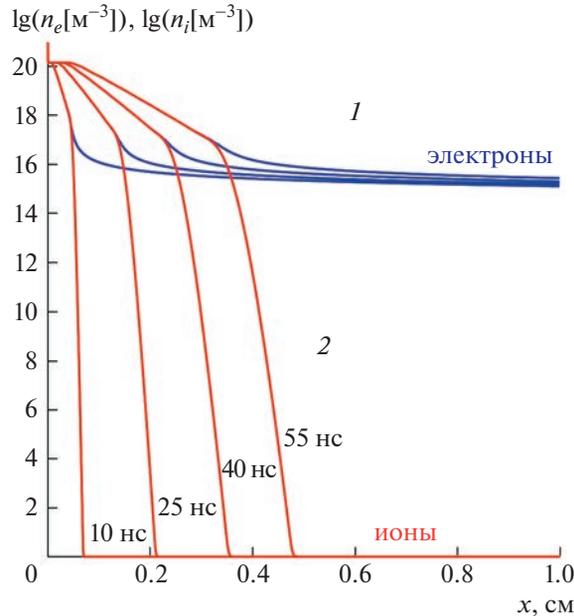


Рис. 2. Пространственно-временная картина изменения электронной (кривые 1) и ионной (кривые 2) концентрации в логарифмическом масштабе в моменты времени $t = 10, 25, 40$ и 55 нс.

Сразу после установления электронного тока начинается движение ионов в сторону анода. Данному процессу на начальном этапе способствует специфическое распределение электрического потенциала в окрестности катода (рис. 1). Распределение представляет собой ступенчатый спад потенциала от нуля у катода до значений порядка -25 В в малой окрестности катода, имеющей характерные размеры длины Дебая. Этот резкий спад сохраняется на протяжении всего времени протекания процесса. Существование данной области объясняется тем, что электроны, как более легкие частицы плазмы, быстро смещаются относительно малоподвижных ионов, создавая на периферической части прикатодной плазмы избыточный отрицательный объемный заряд. Для верификации данного наблюдения было проведено исследование сеточной сходимости численного решения в зависимости от точности разбиения пространственной области $x \in [0, D]$, а именно для квазиравномерной сетки со сгущением вблизи границ расчетной области [11] общее число узлов варьировалось от 1000 до 5000.

Отрицательный скачок потенциала в окрестности катода создает необходимые и достаточные условия для начала движения ионов к аноду. Движение плазмы сопровождается экстракцией электронов сильным электрическим полем с эмиссионной кромки катодного факела и их непрерывным переносом на анод. Отбор электронов из плазмы вызывает согласованное продвижение ионной компоненты на спадающем участке профиля потенциала в зазоре. Положение виртуального катода (сечение локального минимума потенциала) на рис. 1 обозначено пунктирной линией 1. Глубина виртуального катода составляет примерно -50 В. Вариация приложенного напряжения в пределах $0.5-5.0$ кВ показала, что это значение не зависит от напряжения, а определяется только концентрацией плазмы на катоде.

Кинетика частиц и поля расширяющейся в плоский промежуток катодной плазмы, которая показана на рис. 1 и 2, представляет далеко не очевидный процесс. Начнем анализ с графических данных, показанных в столбце В рис. 1, где представлены пространственные профили локального значения средней энергии ионов в потоке (формула (2.1)) на фоне распределения электрического потенциала и на рис. 2, где приведены пространственные профили концентраций электронов и ионов в четыре равноотстоящих момента времени.

Сразу заметен нетривиальный характер графика кинетической энергии ионов: в каждый момент времени он резко снижается до нуля в некотором сечении, которое будем условно называть “сечением срыва”. Из сравнения рис. 1 и 2 видно, что в этом сечении концентрация ионов падает практически до нуля, поэтому в “сечении срыва” не удастся корректно посчитать среднюю энер-

гию по формуле (2.1) из-за обращения знаменателя в нуль. Но вплоть до этого сечения энергия ионов остается довольно высокой.

Квазинейтральность в расширяющейся плазме реализуется на фоне электронного и ионного анодонаправленных потоков. На рис. 2 видно, что координата, где начинает нарушаться нейтральность, лежит заметно ближе к катоду, чем сечение срыва энергии. Это сечение, где начинают расходиться графики концентраций электронов и ионов, может быть ассоциировано с понятием эмиссионной границы плазмы (или эмиссионной кромки). Интересно, что наличие и движение эмиссионной кромки квазинейтральной плазмы никак не отражаются на графике электрического потенциала и фазовом портрете электронного ансамбля. В приведенном на рис. 2 расчете средняя скорость продвижения эмиссионной кромки (границы квазинейтральной плазмы) составила $3 \text{ мм}/45 \text{ нс} \sim 7 \times 10^6 \text{ см/с}$. Эта скорость отвечает кинетической энергии ионов углерода $\sim 300 \text{ эВ}$.

Также видно, что средняя кинетическая энергия ионов непосредственно перед “сечением срыва” может быть как выше (в моменты 10 и 25 нс), так и ниже (в момент 55 нс) локального потенциала в этом сечении. В последнем случае нет никакого противоречия в том, как ионы с меньшей энергией попали в область высокого потенциального барьера? Ионный ансамбль имеет широкий разброс по энергиям, и средняя энергия ансамбля может быть ниже локального потенциала, но ионы из высокоэнергетичного хвоста распределения (он не виден на фазовом портрете ионов в силу его экспоненциально малой концентрации) все равно доходят до этой точки. Этот эффект четко виден в кинетическом расчете, но не может быть замечен, если бы мы использовали жидкостное описание плазмы.

На фазовых портретах для ионов (столбец Б на рис. 1) показан только основной массив ионного ансамбля, правая граница которого при 40 и 55 нс уже реагирует на тормозящее ионы электрическое поле (формируется нисходящий язык справа от точки минимума потенциала). Видно, что локальные распределения ионов по энергиям в потоке очень широкие (от 100 до 150 эВ). Этот же эффект разогрева (правда, не столь большого, разброс в пределах всего 10–15 эВ) заметен на фазовых портретах электронного ансамбля (столбец А на рис. 1) в области квазинейтральной плазмы. При этом электронный пучок справа от эмиссионной кромки остается практически моноэнергетичным. Возникает естественный вопрос о механизме столь сильного разогрева ионного ансамбля.

3. МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ВЫСОКИХ СКОРОСТЕЙ ИОНОВ

Наиболее важным аспектом предложенной теории является тот факт, что движение плазмы приводит к расширению распределения энергетического спектра ионов вплоть до энергий 300 эВ (столбец Б рис. 1) несмотря на то, что потенциальная яма имеет глубину, не превышающую -50 В (см. столбец В рис. 1). Такая ситуация возникает из-за того, что ансамбль ионов движется почти синхронно с границей области высокой напряженности поля, отчего ионы непрерывно находятся под действием большой ускоряющей силы. Синхронное движение этих взаимодействующих агентов может приводить к генерации ионов с так называемыми “аномально высокими” (по отношению к мгновенному значению минимума потенциала виртуального катода) энергиями. Аналогичное появление “аномально высоких энергий” характерно, например, для убегающих электронов в области усиленного поля вида бегущей волны, которое имеет место в газовых разрядах высокого давления [12, 13]. В данном случае суть механизма ускорения примерно та же — непрерывное воздействие ускоряющей электрической (электродинамической) силы, только у нас ускоряются не электроны, а ионы. Указанный результат является ключевым, так как предлагает принципиально новый механизм генерации ионов, движущихся к аноду вакуумного диода с высокой скоростью.

Для лучшего понимания действия электрического поля вида “бегущей волны” (аналогия [12]) рассмотрим модельную задачу о движении положительно заряженной частицы в поле с нестационарной потенциальной функцией $U(x, t)$. Положительно заряженная частица (масса m , заряд q) стартует с нулевой скорости из начала координат и ускоряется под действием однородного электрического поля $E = U_0/d$ в области, правая граница d которой перемещается вправо с постоянной скоростью u (рис. 3). Для ясности результата глубина спада U_0 принимается неизменной. Какую скорость наберет частица к моменту, когда она догонит правую границу области, занятой полем?

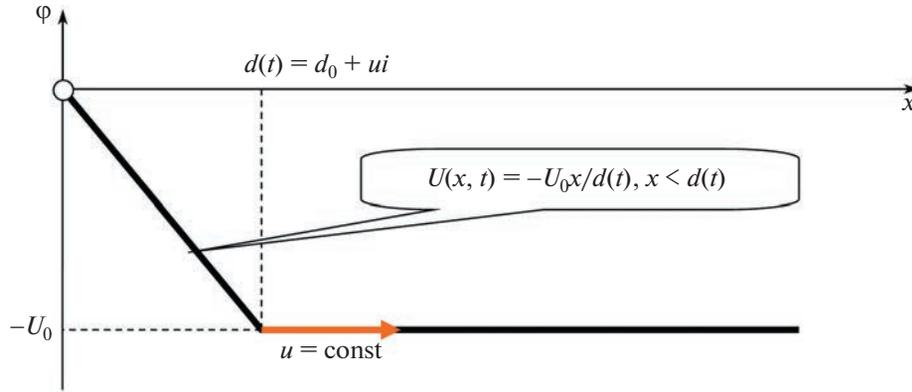


Рис. 3. Схематическое изображение движения положительно заряженной частицы в потенциальной яме, перемещающейся с постоянной скоростью.

Ускорение частицы в поле такой конфигурации описывается уравнением движения, интегрирование которого не представляет больших трудностей

$$m \frac{dv}{dt} = qE(t) = \frac{qU_0}{d_0 + ut} \rightarrow v(t) = \frac{qU_0}{m} \int_0^t \frac{dt}{d_0 + ut} = \frac{qU_0}{mu} \ln \left(1 + \frac{ut}{d_0} \right), \quad (3.1)$$

$$x(t) = \int_0^t v(t) dt = \frac{qU_0 d_0}{mu^2} \int_1^{1+ut/d_0} \ln(y) dy = \frac{qU_0 d_0}{mu^2} \left(1 + \frac{ut}{d_0} \right) \left[\ln \left(1 + \frac{ut}{d_0} \right) - 1 \right].$$

Частица догонит правую границу области ненулевого поля в момент t^* , когда выполнится следующее равенство

$$d_0 + ut^* = x(t^*) \rightarrow 1 + \frac{ut^*}{d_0} = \frac{qU_0}{mu^2} \left(1 + \frac{ut^*}{d_0} \right) \left[\ln \left(1 + \frac{ut^*}{d_0} \right) - 1 \right], \quad (3.2)$$

$$\frac{qU_0}{mu^2} \left[\ln \left(1 + \frac{ut^*}{d_0} \right) - 1 \right] = 1 \rightarrow \ln \left(1 + \frac{ut^*}{d_0} \right) = 1 + \frac{mu^2}{qU_0}.$$

Причем к этому моменту времени скорость частицы будет равна

$$v(t^*) = \frac{qU_0}{mu} \ln \left(1 + \frac{ut^*}{d_0} \right) = \frac{qU_0}{mu} \left(1 + \frac{mu^2}{qU_0} \right) = u \left(1 + \frac{qU_0}{mu^2} \right) > u. \quad (3.3)$$

По условию задачи скорость u может быть любой, в том числе и такой, что $1/2mu^2 \gg qU_0$, следовательно, заряженная частица в поле переменной потенциальной функции типа “яма”, имеющей монотонный уклон к стационарному значению, может приобрести скорости, которые многократно больше значения, соответствующего глубине потенциальной ямы.

Приведенные выводы отчасти согласуются с концепцией, полученной в рамках приближенно-аналитической модели “глубокой потенциальной ямы” [14] в той части, где показывается принципиальная возможность образования нестационарной области пониженного электрического потенциала у катода. Однако в исследуемых режимах глубина области “виртуального катода” существенно меньше амплитудного значения анодного потенциала. Причина такого расхождения заключается в том, что в [14] авторы использовали слишком сильные упрощения (жидкостное описание, полубесконечную геометрию прикатодной области диода и пр.), которые нарушают внутреннюю согласованность модели (см. [2], замечания о проблеме Г.А. Месяца в гл. 9). Таких упрощений лишено предложенное здесь кинетическое описание.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведено моделирование процесса расширения плазмы катодного факела в планарном вакуумном диоде с непрерывной эмиссией плазмы с поверхности катода. Предложенная теория заслуживает особого внимания ввиду того, что, по сути дела, является “минимальной” трактов-

кой процесса формирования пробоя в вакууме в терминах физической кинетики. С методологических позиций “минимальность” модели позволяет исключить ряд второстепенных факторов, номинальное влияние которых на процесс аномального ускорения (транспорта) ионов малозначительно.

В данной теории намеренно исключено влияние всех столкновительных взаимодействий для того, чтобы изучить вопрос: может ли происходить расширение разреженной плазмы только под действием электрических сил, создаваемых локальным перераспределением электрического поля? Дополнительным аргументом для обоснования применимости “бесстолкновительной теории” является тот факт, что изначально высокая (граничная) концентрация катодной плазмы существенно (на несколько порядков) снижается вблизи ее эмиссионной границы. Таким образом, в вакуумном промежутке вклады электрон-ионных и ион-ионных рассеивающих кулоновских столкновений действительно оказываются пренебрежимо малыми.

Результаты данной работы можно сформулировать в виде следующих положений.

1. В рамках кинетической теории показано, что ускорение ионов к аноду из области катодной эмиссии, приводящее к расширению плазмы катодного факела, имеет сугубо электродинамическую природу, не связанную ни со спецификой геометрической неоднородности промежутка, ни с влиянием упругих рассеивающих электрон-ионных и ион-ионных столкновений.

2. В основе электродинамического механизма расширения катодной плазмы лежит фундаментальная тенденция нарушения квазинейтральности на границах плотного плазменного образования, в результате чего периферические области приобретают отрицательный объемный заряд, который формирует вблизи катода область отрицательного потенциала (виртуального катода).

3. Благодаря возникновению области пониженного электрического потенциала, происходит ускорение ионов в зазоре между физическим и виртуальным катодами с последующим заполнением этой области квазинейтральной катодной плазмой.

4. Приложение внешнего электрического поля, с одной стороны, приводит к транспорту электронов к аноду, а с другой стороны, перемещает в сторону анода виртуальный катод, что, в свою очередь, ведет к дальнейшему продвижению катодного факела. (Мы в этой работе намеренно не обсуждаем прибытие плазмы на анод, так как эта стадия может иметь множество сценариев, обусловленных вариациями электрической цепи питания разряда, что значительно снизило бы общность излагаемого физического механизма).

5. Нестационарность поля в прикатодной плазме приводит к заметному разогреву ансамбля электронов и неравновесности ФРЭ в области локализации виртуального катода.

6. Примечательно, что наличие потока электронов относительно медленных ионов в расширяющейся плазме не приводит в наших расчетах к развитию двухпоточковых плазменных неустойчивостей, например, типа неустойчивости Бунемана [15]. Это может быть объяснено широким энергетическим спектром ионного и электронного ансамблей в нашем расчете, а неустойчивость Бунемана была теоретически описана в [15] в рамках МГД модели холодной плазмы (с нулевыми температурами частиц).

Расчетная бесстолкновительная кинетика разлета электронно-ионной плазмы демонстрирует реалистичные тенденции поведения, характеризующиеся значениями скорости плазменного факела и корректным энергетическим спектром ионов. Это означает, что принципы физической кинетики позволяют дать наиболее минималистичное теоретическое объяснение наблюдаемого эффекта в вакуумном разряде. Тем не менее авторы не исключают некоторого влияния на параметры потока ионов и других механизмов, с которыми связывают явление аномального ускорения ионов. В частности, такими как возникновение “горба потенциала” или столкновительными эффектами типа “электронного ветра” и градиента давления в струях неидеальной плазмы взрывоэмиссионного центра.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по темам № FWRM-2021-0007, FWRM-2021-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Voxman R.L., Sanders D., Martin P.* Vacuum Arc Science and Technology. Noyes, Park Ridge, NJ. 1995. 539 p.
2. *Месяц Г.А.* Взрывная электронная эмиссия. М.: Физматлит. 2011. 280 с.
3. *Hantzsche E.* Mysteries of the arc cathode spot: A retrospective glance // IEEE Trans. on Plasma Science. 2003. V. 31. № 531. P. 799–808.

4. *Oks E.M., Savkin K.P., Yushkov G.Y., Nikolaev A.G., Anders A. and Brown I.G.* Measurement of total ion current from vacuum arc plasma sources // *Rev. Sci. Instr.* 2006. V. 77. № 3. P. 03B504.
5. *Окс Е.М., Юшков Г.Ю., Бугаев А.С., Кринберг И.А.* О механизме ускорения ионов в плазме вакуумного дугового разряда // *ДАН.* 2001. Т. 378. № 1. С. 41–43.
6. *Anders A.* Ion charge state distributions of vacuum arc plasmas: The origin of species // *Phys. Rev. E.* 1997. V. 55. № 1. P. 969–981.
7. *Власов А.А.* О вибрационных свойствах электронного газа // *УФН.* 1967. Т. 93. № 3. С. 444–470.
8. *Kozhevnikov V.Yu., Kozurev A.V., Semeniuk N.S.* Modeling of Space Charge Effects in Intense Electron Beams: Kinetic Equation Method Versus PIC Method // *IEEE Trans. on Plasma Science.* 2017. V. 45. № 10. P. 2762–2766.
9. *Xiong T., Qiu J.M., Xu Z., Christlieb A.* High order maximum principle preserving semi-Lagrangian finite difference WENO schemes for the Vlasov equation // *J. Comp. Phys.* 2014. V. 273. P. 618–639.
10. *Yoshida H.* Construction of higher order symplectic integrators // *Phys. Lett. A.* 1990. V. 150. № 5. P. 262–268.
11. *Калиткин Н.Н., Альшин А.Б., Альшина Е.А., Рогов Б.В.* Вычисления на квазиравномерных сетках. М.: Физматлит. 2005. 224 с.
12. *Kozurev A., Kozhevnikov V., Semeniuk N.* Why do Electrons with “Anomalous Energies” appear in High-Pressure Gas Discharges? // *EPJ Web of Conferences.* 2018. V. 167. P. 01005.
13. *Zubarev N.M., Kozhevnikov V.Y., Kozurev A.V., Mesyats G.A., Semeniuk N.S., Sharyпов К.А.* Mechanism and dynamics of picosecond radial breakdown of a gas-filled coaxial line // *Plasma Sour. Sci. Tech.* 2020. V. 29. № 12. P. 125008.
14. *Баренгольц С.А., Казаринов Н.Ю., Месяц Г.А., Перельштейн Э.А., Шевцов В.Ф.* Моделирование процесса формирования глубокой потенциальной ямы в вакуумном диоде // *Письма в ЖТФ.* 2005. Т. 31. № 4. С. 64–70.
15. *Михайловский А.Б.* Теория плазменных неустойчивостей: Т. 1 // М.: Атомиздат, 1970. 294 с.