

ДВУМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ЭМИТТЕРА ЭЛЕКТРОНОВ РІС-КОДОМ

© 2022 г. В. Т. Астрелин^{а, *}, В. П. Тараканов^{б, **}

^а Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

^б Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*e-mail: V.T.Astrelin@inp.nsk.su

**e-mail: karat8tarak@gmail.com

Поступила в редакцию 17.12.2021 г.

После доработки 25.12.2021 г.

Принята к публикации 25.12.2021 г.

В двумерной плоскопараллельной геометрии методом “частиц в ячейках” проведено численное моделирование плазменного эмиттера электронов с щелевой эмиссионной апертурой. Рассмотрены случаи различных соотношений размеров апертуры и дебаевской длины. Получена качественная картина формирования слоев на границе плазмы внутри катодного электрода источника электронного пучка, и в области эмиссионного отверстия. Показано, что при вытекании плазмы через эмиссионное отверстие происходит разделение ее компонент на потоки электронов и ионов в области отверстия. При вытеснении плазмы за габариты катодного электрода происходит облучение ионами плазмы его наружной поверхности. Продемонстрировано нарушение больцмановского распределения частиц при возникновении их потокового движения. Отмечена необходимость кинетического подхода при моделировании эмиссии электронов из плазмы и их ускорении.

Ключевые слова: плазменный эмиттер электронов, электронный пучок, численное моделирование, КАРАТ

DOI: 10.31857/S0367292122040023

1. ВВЕДЕНИЕ

Источники пучков заряженных частиц на основе плазменных эмиттеров давно и успешно применяются для генерации ионных и электронных пучков [1]. Это вызвано относительной простотой конструкции таких эмиттеров, их потенциальными возможностями для получения больших токов и низкой требовательностью к вакуумным условиям. Поскольку оптика таких источников в качестве одного из электродов содержит эмиттирующую поверхность плазмы, обычно для расчета их оптики используется численное моделирование.

Эмиттер ионов. Моделирование плазменного эмиттера ионов больших затруднений не вызывает. Плазма газового разряда зажигается внутри металлического объема, из которого ионы выходят через эмиссионное отверстие. В состоянии равновесия электронный и ионный токи, уходящие из плазмы, равны. Это происходит за счет установления положительного (называемого “плавающим”) потенциала плазмы, ограничивающего выходящий из нее электронный ток. Между плазмой и стенками плазменного объема возникает положительно заряженный слой, еще на-

зываемый пристеночным или приэлектродным слоем. Его толщина составляет несколько дебаевских длин. В нем электрическое поле направлено от плазмы к стенкам, так что плотность электронов к стенке уменьшается, а ионы ускоряются. Поле такого же направления ускоряет ионы, вышедшие через эмиссионное отверстие в ускорительный зазор источника пучка, и отражает электроны плазмы, формируя тем самым дебаевский слой на ее границе. Плотность ионного тока на стенки и тока через отверстие практически одинакова. По этой причине величина токоотбора ионов из плазмы через отверстия не влияет на ее параметры. В случае плазмы с температурой ионов, пренебрежимо малой по сравнению с температурой электронов, плотность ионного тока определяется формулой Бома [2], а скорость ионов, входящих в дебаевский или ионный слой из плазмы, равна ионно-звуковой. Если толщина слоев мала по сравнению с характерными размерами элементов плазменного сосуда, то для описания слоев применимы хорошо известные одномерные модели плазмы. При двумерном моделировании источника ионов их использование позволяет сравнительно просто найти положение

и форму поверхности плазмы и рассчитать характеристики эмитируемого из нее ионного пучка [3].

Эмиттер электронов. В отличие от ионного эмиттера, эмиссия электронного потока с поверхности катодной плазмы через отверстие может заметно повлиять на параметры плазмы и условия, определяющие ток эмиссии. Детальный анализ такого влияния приведен в обзоре [1]. Эмиссия электронного тока из плазмы изменяет баланс выходящих из нее токов, и влияет на потенциал плазмы, повышая его. Потенциал устанавливается на уровне, при котором электронный ток на стенки плазменного объема уменьшается на величину эмиссионного тока. Влияние потенциала плазмы на структуру ее эмиссионной зоны предполагается рассмотреть в дальнейшем. Пока, для простоты, будем считать, что потенциал не изменяется, полагая, что площадь стенок плазменного объема достаточно велика по сравнению с площадью катодного отверстия. Поэтому потенциал плазмы, как и выше, определяется пристеночным ионным слоем. В этом случае в источнике электронного пучка условия эмиссии электронов зависят от потенциала анода (коллектора электронов) и, главным образом, от соотношения диаметра катодного отверстия и толщины пристеночного слоя. Когда они сопоставимы, а граница плазмы находится внутри катодного объема, минимум потенциала на оси отверстия принимает промежуточное значение между потенциалом плазмы и потенциалом катодного электрода в результате суперпозиции ускоряющего поля анода и поля пристеночного слоя ([1], с. 344). Далее по направлению к аноду потенциал на оси нарастает, а минимум потенциала образует потенциальный барьер для электронов. В результате электронный поток через отверстие ограничивается этим барьером. При увеличении потенциала анода или диаметра отверстия высота барьера понижается, плотность тока эмиссии через барьер растет. Там, где потенциал барьера сравнивается с потенциалом плазмы, рост прекращается, достигнув предела — хаотической плотности электронного тока из плазмы $j_e = en_0(T_e/2pm)^{1/2}$ в стандартных обозначениях. В этой области устанавливается так называемый режим открытой плазменной границы, при котором потенциал монотонно нарастает от плазмы к коллектору. На поверхности плазмы электрическое поле направлено от коллектора к плазме.

Теоретическое описание основных закономерностей в плазменном эмиттере электронов рассматривалось ранее в работах [4, 5] с учетом параметров источников питания. В них рассматривались случаи эмиссии с открытой поверхности плазмы и слоевого ограничения эмиссии с ис-

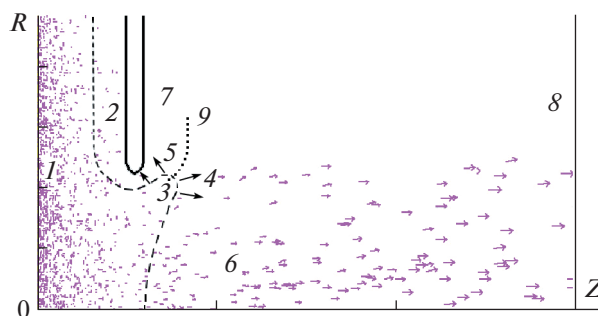


Рис. 1. Предполагаемая схема формирования границы плазмы на краю эмиттера: 1 — газоразрядная плазма; 2 — ионный слой плазма–электрод; 3 — плазменный “язык”; 4 — эмитированные электроны и 5 — ионы; 6 — электронный пучок; 7 — эмиссионный (катодный) электрод; 8 — коллектор электронов (анод); 9 — эквипотенциальная линия; точками и стрелками показаны макрочастицы (электроны) и их скорости.

пользованием формул, описывающих одномерные модели.

В обоих случаях, как ионного, так и электронного эмиттера, поверхность плазмы формируется электрическим полем, отражающим обратно в плазму или электроны, или ионы соответственно. Однако при переходе от пристеночного слоя между плазмой и стенкой катодного электрода к дебаевскому слою в плазме напротив отверстия в электроде нормальная к поверхности плазмы компонента электрического поля E_n меняет знак. В этой области плазма могла бы распространяться вдоль эквипотенциальной поверхности без ограничений, образуя плазменный “язык”. Но при ее проникновении в ускорительный зазор между катодом и коллектором эта плазма будет терять частицы — ионы, уходящие на катодный электрод и электроны, ускоряемые в сторону анода. Ожидаемая картина в $R-Z$ -координатах для осесимметричного случая схематически показана на рис. 1.

Уменьшение плотности вытекающей плазмы за счет потерь (потоки 4 и 5 на рис. 1) должно приводить к увеличению в ней дебаевской длины до размера, сопоставимого с толщиной “языка” и проникновению поля в плазму, разделяющего на части ее остатки. Этот механизм будет ограничивать глубину распространения периферийной плазмы в ускорительный зазор и связанные с “языком” искажения структуры электрического поля на периферии формируемого электронного пучка. При значительном выдвигании плазмы за пределы эмиссионного отверстия, как показано на рис. 1, возможно попадание ионов на наружную поверхность эмиссионного электрода, обращенную к аноду, с выбиванием вторичных электронов, что может приводить к развитию ла-

винных процессов в катод-анодном зазоре и электрическому пробую диода. Поэтому представляет практический интерес распределение потока ионов по поверхности эмиссионного катодного электрода в разных режимах работы эмиттера. Предварительного численного анализа также требует искажение электрического поля на границе ускоряемого электронного потока, которое может оказаться причиной образования “галло” электронов на краю пучка.

В случае отверстия большого диаметра основная часть поверхности эмитирующей плазмы будет находиться в режиме открытой плазменной границы. Но такой режим работы источника для генерации электронного пучка неустойчив ([1], с. 347), поэтому на практике для генерации квазистационарных сильноточных пучков чаще используется стабилизация поверхности плазмы мелкочаеистой металлической сеткой [5], закрывающей эмиссионное отверстие плазменного объема. Размеры ячеек сетки должны быть сопоставимы с толщиной пристеночного слоя, чтобы обеспечить режим слоевой (сеточной) стабилизации эмиссии. С учетом этого численное моделирование источников с размерами эмиссионных отверстий, сравнимых с дебаевской длиной в эмитирующей плазме, становится практически важным.

В общем случае, моделирование источника электронного пучка на основе плазменного эмиттера представляет и практический и теоретический интерес. Для разработки управляемых мощных устройств важно определить зависимость характеристик генерируемых пучков от параметров источника, а для оценки потенциальных возможностей используемых методов формирования пучков необходимо понимание физических законов и процессов, на которых эти методы основаны. С этих позиций оптимальным является численное моделирование, основанное “на первых принципах”. Одним из таких кодов является электродинамический код КАРАТ [6], использующий метод “частиц в ячейках” (PIC). Он и был выбран для решения поставленной задачи. Учитывая квазистационарность постановки задачи, моделирование проводилось в потенциальном приближении.

В рассматриваемой модели методом численного моделирования PIC предполагается провести первичный анализ процессов, происходящих при формировании электронного пучка в системе с плазменным эмиттером. При параметрах системы, близких к реальным, рассматривается механизм ограничения расширения плазмы в область ускорения электронного пучка и распределение потоков частиц по поверхностям.

2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ПЛАЗМЕННОГО ЭМИТТЕРА ЭЛЕКТРОНОВ

Для численного анализа поведения потоков компонент плазмы использована геометрия системы, аналогичная приведенной на рис. 1. Для наглядности и упрощения анализа была взята плоская $X-Z$ -геометрия с плоскостью симметрии при $X = 0$. На наружной границе $X = 1.5$ см между электродами задавалось линейное распределение потенциала. Размеры, положение, потенциалы электродов и параметры плазмы выбирались такими, чтобы получить разные соотношения дебаевской длины в плазме и размера эмиссионного отверстия. Самосогласованная задача решалась методом установления процесса заполнения системы плазмой за время ~ 600 нс с шагом около 10^{-2} нс. За это время число макрочастиц, моделирующих электроны, в системе возрастало до ~ 50000 и частиц, моделирующих ионы, до ~ 30000 , выходя на насыщение. Шаги сетки, в которой вычислялись плотности заряда и электрические поля, составляли 0.01 см по обеим координатам, что позволяло получить нужную точность вычислений. Проводился контроль по сходимости решения и выполнению законов сохранения.

На границе $Z = 0$ в интервале $X = 0-1.2$ см задан источник частиц, моделирующий входящий в систему поток изотропной плазмы. Плазма с плотностью $n_0 = (1-30) \times 10^8$ см $^{-3}$ содержит тепловой поток протонов с температурой $T_i = 1$ эВ и электронов с $T_e = 10$ эВ. Соответственно, дебаевская длина в ней составляет $r_D = 0.23-0.042$ см. Плавающий потенциал плазмы был принят равным $\phi_p = +30$ В (см. ниже) относительно заземленного эмиссионного (катодного) электрода толщиной 0.4 см, расположенного на $Z = 1-1.4$ см. Нижний край электрода с радиусом кривизны 0.2 см опущен до $X = 0.45$ см, так что с учетом симметрии системы ширина эмиссионной щели равна 0.9 см. Коллектор электронного пучка, выполняющий роль анода, находится на координате $Z = 3.5$ см. Его потенциал задавался равным $U = 300$ и 700 В, что совместно с изменением плотности плазмы позволяло смещать границу плазмы как наружу так и внутрь плазменного объема электрическим полем диода.

Предварительный анализ показал, что в такой постановке осталась неопределенность в задании параметров ионов и потенциала плазмы. Действительно, в теории Бома [2], разработанной для пристеночного слоя “плазма-металл” был получен режим движения холодных ионов, в котором ионы входят в дебаевский слой, уже набрав ионно-звуковую (бомовскую) скорость $c_S = (T_e/M)^{1/2}$ в предслое. Отсюда находится плотность ионного тока как $j_i = enc_S$. Перепад потенциала в предслое составляет $\Delta\phi = T_e/2e$, а плотность плазмы на входе в

дебаевский слой — $n \sim n_e = n_0 \exp(-0.5) \sim 0.6n_0$.
Из условия равенства токов

$$j_i \sim 0.6en_0(T_e/M)^{1/2} = j_e = en_0 \left(\frac{T_e}{2\pi m} \right)^{1/2} \exp(-e\phi_p/T_e)$$

плавающий потенциал плазмы ϕ_p равен

$$\phi_p = -T_e \ln \left[0.6 \left(\frac{2\pi m}{M} \right)^{1/2} \right] \approx 3.35T_e = 33.5 \text{ В.}$$

Здесь и далее e — элементарный заряд, m и M — массы электрона и протона.

С учетом конечной температуры ионов, принимая ионно-звуковую скорость равной $((T_e+T_i)/M)^{1/2}$, получим $\phi_p = 33 \text{ В}$. Для моделирования потенциал плазмы округлялся до 30 В. Напомним, что площадь эмиссионного отверстия здесь предполагалась достаточно малой по сравнению с площадью стенок плазменного объема, чтобы считать вклад тока электронного пучка в баланс токов из плазмы незначительным.

В объеме плазмы, расположенном напротив эмиссионной щели, ситуация обратная — выходящие к поверхности плазмы ионы не набирают бомовскую скорость, а отражаются электрическим полем, давая дополнительный вклад в объемный заряд. Электроны движутся в потоковом режиме, ускоряясь при выходе из плазмы и образуя электронный пучок. Ионы и электроны вносят, соответственно, иные зарядовые вклады в плазму и слой, чем в пристеночном слое. Как следствие, здесь локальный потенциал плазмы может отличаться от потенциала основного объема плазмы. Это, как и неоднородность потенциала у кромки катодного электрода, должно приводить к появлению электрических полей и потоков частиц в плазме, выравнивающих потенциалы, с соответствующим изменением их функций распределения по скоростям. Для возможности проявления этих процессов при моделировании расстояние между источником плазмы и катодным электродом (1 см) выбрано больше максимальной дебаевской длины в плазме, равной 0.23 см. Потенциал плазмы и функции распределения частиц с нулевой средней скоростью принимались одинаковыми по всей границе, генерирующей потоки изотропной неизотермической плазмы, а начальная бомовская скорость для ионов не задавалась. Можно ожидать, что до входа в ионный слой ионы наберут среднюю скорость, близкую к бомовской, а потоки электронов и ионов перед входом в эмиссионную щель самосогласованно перестроятся под действием электрических полей в плазме.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Было просчитано несколько вариантов системы. Для первого варианта выбраны следующие параметры. Плотность плазмы $n_0 = 10^8 \text{ см}^{-3}$, потенциал анода $U = 700 \text{ В}$, потенциал плазмы $\phi_p = +30 \text{ В}$. Для этого случая дебаевская длина равна 0.23 см и на длине от источника плазмы до катодного электрода (1 см) помещается около 4 дебаевских длин. Полуширина эмиссионного отверстия (0.45 см) соответствует двум дебаевским длинам.

Некоторые результаты моделирования этого варианта приведены на рис. 2 в виде частично отредактированных *screenshot*'ов. Эквипотенциальные линии (рис. 2а) построены от $\phi = 5$ до 45 В с интервалом 5 В. В области эмиссионного отверстия вблизи плоскости симметрии они имеют почти гиперболический характер. От границы — источника плазмы, $Z = 0$, — потенциал от $\phi = +30 \text{ В}$ спадает до нуля к катодному электроду и до $\phi \sim 23 \text{ В}$ в седловой точке ($X = 0$, $Z \sim 0.55 \text{ см}$). Далее от катодного электрода и седловой точки потенциал нарастает до +700 В на коллекторе. Такое распределение потенциала и соответствующего ему электрического поля приводит к следующим результатам.

Зазор между источником частиц и эмиссионным электродом ($Z = 1 \text{ см}$) представляет собой ионный слой с преобладающим продольным электрическим полем $E_z > 0$, в котором ионы уходят на электрод, а плотность электронов к электроду падает практически до нуля (рис. 2б, в). В области эмиссионной щели ($X = 0.2-0.5 \text{ см}$) преобладает поперечное электрическое поле $E_x > 0$, направленное к катодному электроду. Под действием этого поля плазменный поток, входящий в эмиссионную щель, разделяется: электроны ускоряются к плоскости симметрии $X = 0$ (рис. 2в), а ионы — к электроду. При $X \sim 0$ где $E_x \sim 0$, ионы не выходят за область, ограниченную потенциальными линиями 30–35 В, (рис. 2б), поскольку они генерируются при потенциале 30 В с низкой температурой 1 эВ и при $X \sim 0$ их поперечные скорости малы. При $X > 0.2 \text{ см}$ в области между эквипотенциалью 30 В и электродом ионов практически нет из-за их удаления электрическим полем, еще перед щелью сформировавшим поперечный ионный поток на электрод. Важно, что если при $X \sim 0$ еще можно ожидать максвелловского распределения ионов по потенциалу, то около катодного электрода оно не выполняется.

Наблюдаемая на рис. 2 картина определяется следующими факторами. Во-первых, ширина межэлектродной щели сопоставима с дебаевской длиной (рассчитанной по невозмущенной плазме!) и толщиной ионного слоя. Во-вторых, величина анодного потенциала достаточно велика, чтобы эквипотенциаль с потенциалом, равным

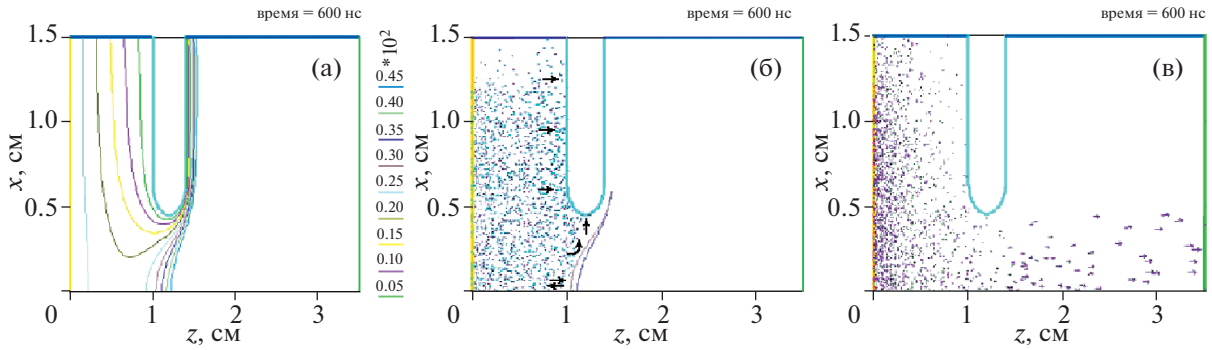


Рис. 2. Распределение потенциалов и частиц в диоде с плазменным эмиттером электронов; плотность плазмы $n = 10^8 \text{ см}^{-3}$, потенциал анода $U = 700 \text{ В}$: эквипотенциальные линии (а); распределение ионов и эквипотенциали 30 и 35 В, стрелками схематически показаны направления потоков ионов (б); распределение и скорости электронов (в).

плавающему потенциалу плазмы, при $X \sim 0$ не вышла за пределы катодного объема. Это приводит к ограничению области, доступной для ионов и значительному поперечному электрическому полю E_x в щели. В этом поле ионы формируют радиально расходящийся поток и не выходят за пределы середины катодного электрода, поглощаясь на его внутренней стороне.

Что касается формирования электронного пучка в ускорительном промежутке, на плотность тока и расходимость его скоростей также влияет распределение потенциала в области эmissiveнной щели. В области $X \sim 0-0.2 \text{ см}$, как следует из рис. 2а, при $Z \sim 0.6-0.7 \text{ см}$ наблюдается минимум потенциала $\phi \sim 20-25 \text{ В}$, так что в этом случае эмиссия электронов находится под частичным влиянием потенциала ионного слоя — плотность электронного тока ограничивается потенциальным барьером в 5–10 эВ. Электронный поток в плазме сжимается под действием поперечной компоненты электрического поля, что приводит к повышению плотности тока. И, наконец, структура потенциала в щели при $Z > 0.9 \text{ см}$ способствует цилиндрической фокусировке пучка. Под действием этих факторов при хаотической плотности электронного тока из плазмы 0.85 мА/см^2 на коллектор попадает электронный пучок с максимальной плотностью тока 0.12 мА/см^2 с полушириной на полувысоте $\Delta X \sim 0.43 \text{ см}$. Среднеквадратичный угол скорости частиц с нормалью к коллектору составил $\sim 0.12 \text{ рад}$, что соответствует тепловому разбросу плазменных электронов $(T_e/U)^{1/2}$. Отметим, что в проведенной серии расчетов в этом режиме получена минимальная угловая расходимость.

Для проверки возможности попадания ионов на наружную поверхность катодного электрода проведено моделирование этого варианта с тем же количеством дополнительно укрупненных макрочастиц с плотностью катодной плазмы

$n = 3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$. Для нее дебаевская длина $\sim 0.043 \text{ см}$ в 10 раз меньше полуширины эмиссионного отверстия. Остальные параметры плазмы и диода сохранены. Результат расчета приведен на рис. 3. Сразу отметим, что здесь нерегулярность эквипотенциальных линий в ионном слое связана с флуктуациями плотности частиц большей массы и заряда.

Основные отличия от предыдущего случая заключаются в следующем. Увеличение электронного тока в диодном зазоре с ростом плотности плазмы привело к перераспределению потенциала и уменьшению электрического поля в районе эмиссионного отверстия. Эквипотенциальные поверхности 30 и 35 В сдвинулись к коллектору на 3–5 мм, так что они вышли за габариты катодного электрода и электрическое поле на кромке электрода уменьшилось. В результате, ионы, вышедшие из объема и ускоренные в поперечном направлении, стали поглощаться на поверхности катодного электрода, обращенной к аноду (коллектору). Однако считать это проявлением плазменного “языка”, нельзя, так как электронов в этой области практически нет. Появление потока ионов в указанном месте является результатом разделения плазмы на компоненты электрическим полем еще внутри щели при ее вытекании.

Уменьшение дебаевской длины за счет возросшей плотности плазмы проявилось в распределении потенциала в плазме между ее источником ($Z = 0$) и эмиссионным отверстием. Эквипотенциаль 25 В установилась на расстоянии 0.06 см от генерирующей плазму границы, а далее до $Z = 1.15 \text{ см}$ при $X = 0-0.25 \text{ см}$ сформировалась область, близкая к эквипотенциальной. Напомним, что шаг сетки равен 0.01 см , так что на счетный эффект из-за дискретности такое положение эквипотенциали 25 В не похоже. Также напомним, что начальная ионно-звуковая скорость ионов при входе в дебаевский слой принудительно не задавалась. По-видимому, такое положение эк-

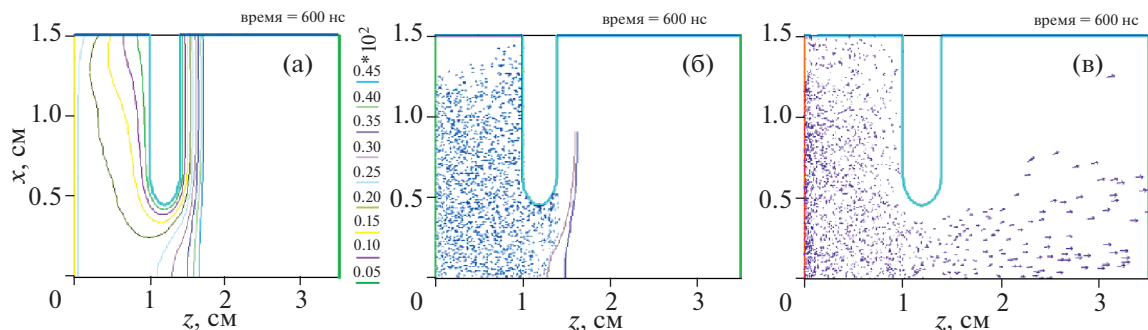


Рис. 3. Распределение потенциалов и частиц в диоде с плазменным эмиттером электронов; плотность плазмы $n = 3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, потенциал анода $U = 700 \text{ В}$: эквипотенциальные линии (а); распределение ионов и эквипотенциали 30 и 35 В (б); распределение и скорости электронов (в).

випотенциали стало результатом самосогласования решения задачи Пуассона вычислительным кодом, за счет чего ионы при входе в расчетную область приобретают бомовскую скорость $(T_e/M)^{1/2}$, соответствующую разности потенциалов $T_e/2e = 5 \text{ В}$. Появление почти эквипотенциальной области при моделировании указывает на приближение условий эмиссии электронов к режиму открытой границы с точностью до бомовского падения потенциала у левой границы расчетной области.

В данном режиме (рис. 3) качество формируемого электронного пучка ухудшилось. При хаотической плотности электронного тока из плазмы 25.4 мА/см^2 на коллектор попадает электронный пучок с максимальной плотностью тока 2.2 мА/см^2 с полушириной на полувысоте $\Delta X \sim 0.64 \text{ см}$. Среднеквадратичный угол скорости частиц с нормалью к коллектору около 0.18 рад , что в 1.5 раза превышает расходимость пучка за счет теплового разброса.

Проверялось также влияние потенциала коллектора на работу плазменного эмиттера. Было проведено моделирование еще одного варианта с напряжением на диоде 300 В и плотностью плазмы, как в первом варианте — $n = 10^8 \text{ см}^{-3}$. Результат получился ожидаемый, как и во втором варианте, эквипотенциали 30 и 35 В и граница ионов переместились на 0.4 см в сторону коллектора. Это привело к “засеванию” ионами до $X \sim 0.75 \text{ см}$ поверхности электрода со стороны анода при отсутствии там электронов. Плазменный “язык” не сформировался, хотя ионный поток вышел за пределы эмиссионного отверстия.

Максимальная плотность электронного тока на коллекторе достигает $\sim 0.04 \text{ мА/см}^2$ при полуширине отпечатка на полувысоте $\Delta X \sim 0.5 \text{ см}$. Угловая расходимость скоростей электронов в пучке составляет $\sim 0.16 \text{ рад}$, сравнимая с углами из-за теплового разброса скоростей. Уменьшение

максимальной плотности тока почти в 3 раза при увеличении полуширины пучка в 1.3 раза происходит за счет повышения потенциального барьера внутри эмитирующей щели для электронов почти до 15 эВ , произошедшего при уменьшении потенциала коллектора. Как и в первом варианте, эмиссия электронов проходит в режиме сеточной стабилизации выходящего из плазмы тока.

4. ВЫВОДЫ

Результаты проведенных расчетов могут носить частный характер. Для рассматриваемых параметров системы они подтвердили вывод об отсутствии плазменного “языка” на периферии эмитирующей плазмы в катодном отверстии. Справедливость этого вывода для произвольных геометрий требует дополнительного анализа. Основная причина явления заключается в том, что и в ионном слое, и в дебаевском плазма не квазинейтральна, электрическое поле не нейтрализовано плазмой. Уже при вытекании плазмы через эмиссионную щель под действием поля происходит разделение ее компонент на встречные потоки, ускоряемые поперек эквипотенциалей. Движение частиц вдоль эквипотенциалей продолжается по инерции, что при определенных геометрических условиях и полях позволяет ионам из хвоста теплового распределения проникать в ускорительный промежуток и попадать на наружную поверхность эмиссионного электрода.

Полученные результаты показали, что в неоднородных 2D электрических полях в эмитирующей плазме бальмановское распределение плотности исходных максвелловских теплых компонент не выполняется из-за деформации их функций распределения по скоростям при формировании потоков. По этой причине положение плазменной границы не связано однозначно с положением эквипотенциальной поверхности. Напомним, что ранее [7] для плазменного эмиттера ионов в одномерном случае положение гра-

ницы плазмы определялось нами через изменение потенциала $\Delta\phi = -4T_e/e < 0$ в дебаевском слое по спаду плотности электронов с больцмановским распределением до уровня $n = n_0 \exp(e\Delta\phi/T_e) \sim 0.04$. Проведенные расчеты показали, что в двумерном случае плазменного эмиттера электронов такой подход неприменим. Более того, введение понятия “границы плазмы”, определяемой по спаду плотности ее компонент в области эмиссионного отверстия представляется некорректным из-за потокового движения этих компонент в разные стороны.

Результаты применения метода “частиц в ячейках” к моделированию плазменного эмиттера электронов подтвердили необходимость кинетического подхода с вычислением динамики функций распределения всех компонент плазмы. Представленные результаты расчетов, полученные при умеренных затратах вычислительных ресурсов, позволили провести качественный анализ физических процессов в рассматриваемой системе. Они также позволили определить направление дальнейшего уточнения модели и направление совершенствования алгоритма вычислений в рамках используемой потенциальной модели.

Авторы выражают благодарность Д.И. Сквородину и И.В. Кандаурову за полезные замечания. Работа выполнена при поддержке Министерства высшего образования и науки РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коваль Н.Н., Окс Е.М., Протасов Ю.С., Семашко Н.Н. Эмиссионная электроника / Под ред. Ю.С. Протасова. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. 596 с.
2. Bohm D. Minimum Ionic Kinetic Energy for a Stable Sheath. New York: McGraw Hill, 1949. P. 77.
3. Astrelin V.T., Davydenko V.I., Kolmogorov A.V. // Изв. вузов. Физика. Изд-во научно-технической литературы. Томск, 2014. Т. 57. Вып. 11/3. С. 128.
4. Жаринов А.В., Коваленко Ю.А. // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 681.
5. Жаринов А.В., Коваленко Ю.А., Роганов И.С., Тюрюканов П.М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 66.
6. Тараканов В.П. // Математическое моделирование. Проблемы и результаты / Под ред. О.М. Белоцерковского. М.: Наука, 2003. С. 456.
7. Астрелин В.Т., Котельников И.А. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 122.