

## МАШИНОСТРОЕНИЕ

УДК 537.533; 621.384

## ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ИСТОЧНИКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПЛАЗМЕННЫМ ЭМИТТЕРОМ

Д. А. Антонович<sup>1</sup>, М. А. Сквородко<sup>2</sup>, Д. В. Шидловская<sup>3</sup><sup>1</sup> К. т. н., доцент, ведущий научный сотрудник отдела электронно-лучевых технологий и физики плазмы, ГНУ «Физико-технический институт НАН Беларуси», Минск, Беларусь, e-mail: d.antonovich@phti.by<sup>2</sup> Магистр технических наук, старший преподаватель кафедры физики, УО «Полоцкий государственный университет имени Евфросинии Полоцкой», Новополоцк, Беларусь, e-mail: volal26@ya.ru<sup>3</sup> Преподаватель кафедры прикладного и системного программирования, УО «Витебский государственный университет имени П. М. Машерова», Витебск, Беларусь, e-mail: dianabirukovaseal@gmail.com

## Реферат

В представленной статье проводится анализ основных соотношений, определяющих базовые процессы, сопровождающие генерацию пучков заряженных частиц (электронов и ионов) в источниках с плазменным эмиттером. Рассматриваются три основных этапа функционирования источника: генерация плазмы, экстракция частиц и транспортировка пучка.

Для ионных пучков детально разбирается уравнение ионизации, связывающее скорость генерации ионов с коэффициентом ионизации, зависящим от температуры электронов, и коэффициентом потерь, определяемым диффузией и экстракцией. Показана связь между балансом ионов в плазме и током пучка через скорость Бома. Описан процесс формирования плазменной границы, её характеристик и ограничение тока извлечения законом Чайлда – Ленгмюра для ионов.

При рассмотрении электронных пучков особое внимание уделено области извлечения, где ключевую роль играет уравнение Пуассона для учета пространственного заряда, уравнение Лоренца или Власова для описания движения частиц и закон Чайлда – Ленгмюра в случае электронов. Указаны отличия в постановке задачи по сравнению с ионными пучками.

Делается вывод, что корректная модель требует совместного решения уравнений всех трёх этапов, что позволяет оптимизировать конструкцию источника, рассчитать параметры плазмы под заданный ток и предсказать итоговые характеристики пучка. Представленный подход послужил основой для создания программных инструментов визуализации и анализа, что повышает практическую применимость результатов для расчёта и проектирования плазменных источников заряженных частиц. Приведённые в статье математические модели пригодны для расчёта концентрации ионов, вольт-амперных характеристик и угла расходимости пучка.

**Ключевые слова:** плазменный источник, пучок заряженных частиц, ионный пучок, электронный пучок, генерация плазмы, экстракция частиц, уравнение ионизации, закон Чайлда – Ленгмюра, уравнение Пуассона, пространственный заряд.

## BASIC PROVISIONS OF THE PHYSICAL AND MATHEMATICAL MODEL OF A CHARGED PARTICLE SOURCE WITH A PLASMA EMITTER

D. A. Antonovich, M. A. Skovorodko, D. V. Shidlovskaya

## Abstract

This article analyzes the fundamental relationships that govern the fundamental processes accompanying the generation of charged particle beams (electrons and ions) in plasma emitter sources. Three main stages of source operation are considered: plasma generation, particle extraction, and beam transport.

For ion beams, the ionization equation is analyzed in detail. It relates the ion generation rate to the ionization coefficient, which depends on the electron temperature, and the loss coefficient, which is determined by diffusion and extraction. The relationship between the ion balance in the plasma and the beam current is demonstrated through the Bohm velocity. The formation of the plasma boundary, its characteristics, and the limitation of the extraction current by the Child – Langmuir law for ions are described.

When examining electron beams, special attention is paid to the extraction region, where the key role is played by Poisson's equation for accounting for space charge, the Lorentz or Vlasov equation for describing particle motion, and the Child – Langmuir law for electrons. Differences in the problem formulation compared to ion beams are highlighted.

It is concluded that a correct model requires a combined solution of the equations for all three stages, which allows for the optimization of the source design, the calculation of plasma parameters for a given current, and the prediction of the final beam characteristics. The presented approach served as the basis for the development of software tools for visualization and analysis, increasing the practical applicability of the results for the calculation and design of plasma sources of charged particles. The mathematical models presented in the article are suitable for calculating ion concentration, current-voltage characteristics, and beam divergence angle.

**Keywords:** plasma source, charged-particle beam, ion beam, electron beam, plasma generation, particle extraction, ionization equation, Child – Langmuir law, Poisson equation, space charge.

## Введение

Современные технологические установки, использующие пучки заряженных частиц, требуют глубокого понимания и точного управления процессами их генерации и формирования. Плазменные источники, основанные на эмиссии частиц из плазменного эмиттера, являются одним из ключевых элементов таких систем. Их работа базируется на последовательном протекании трех фундаментальных стадий: генерации плазмы в разрядной камере, извлечения ионов или электронов и последующей транспортировки сформиро-

ванного пучка. Каждая из этих стадий описывается комплексом взаимосвязанных физических процессов, для анализа и количественного прогнозирования которых необходимы адекватные математические модели.

Целью данного обзора является систематизация основных положений физико-математических моделей, применяемых для описания плазменных источников ионных и электронных пучков. Особое внимание уделяется ключевым уравнениям, характеризующим каждый этап, – от ионизации нейтрального газа и баланса частиц

в плазме до формирования плазменной границы, преодоления ограничений пространственного заряда и фокусировки пучка. Рассмотрение общих принципов и специфических особенностей моделей для ионов и электронов позволяет выявить как универсальные закономерности, так и принципиальные различия в подходах к их описанию, что является основой для оптимизации параметров источников и прогнозирования их рабочих характеристик.

Ниже представлены уравнения, описывающих каждый из этапов процесса получения пучков заряженных частиц (электронов и ионов), – генерацию плазмы, извлечение заряженных частиц из объема сформированной плазмы, формирование и транспортировку пучка частиц.

*Физико-математическая модель получения ионных пучков.*

Генерация плазмы в источниках с плазменным эмиттером описывается такими уравнениями, как уравнение ионизации и уравнение баланса частиц.

Общий вид уравнения ионизации, объединяющего баланс между генерацией плазмы и потерей ионов из единицы объема за единицу времени [1]:

$$\frac{dn_i}{dt} = n_e n_n K_{iz} - n_i K_{loss}, \quad (1)$$

где правая часть уравнения состоит из выражения  $n_e n_n K_{iz}$ , отвечающего за генерацию ионов за счет электронного удара, а  $n_i K_{loss}$  – за потерю ионов на стенках и в объеме ( $n_e$  – концентрация электронов,  $n_n$  – концентрация нейтральных атомов,  $n_i$  – концентрация ионов,  $K_{iz}$  – коэффициент ионизации,  $K_{loss}$  – коэффициент потерь).

При стационарном режиме, когда ( $\frac{dn_i}{dt} = 0$ ) генерация и потери ионов компенсируют друг друга  $n_e n_n K_{iz} = n_i K_{loss}$ .

Связь коэффициента ионизации  $K_{iz}$  и энергии электронов, зависящей от температуры электронов, описывается уравнением [1]:

$$K_{iz} = \int_0^\infty \sigma_{iz} \cdot \vartheta_e \cdot f(\vartheta_e) d\vartheta_e, \quad (2)$$

где  $\sigma_{iz}$  – сечение ионизации для электрона со скоростью  $\vartheta_e$ ,  $f(\vartheta_e)$  – функция распределения Максвелла – Больцмана. Прямая зависимость  $K_{iz}$  от температуры выражается формулой ( $A$  – коэффициент, зависящий от концентрации частиц, сечения ионизации;  $E_i$  – энергия ионизации;  $T_e$  – температура электронов;  $k$  – постоянная Больцмана) [1]:

$$K_{iz} = A \cdot \exp\left(-\frac{E_i}{kT_e}\right). \quad (3)$$

Коэффициент ионизации растет при увеличении температуры электронов, что повышает плотность ионов в плазме. Для эффективной ионизации температура электронов должна обеспечивать такую энергию электронов, которая превышала бы энергию ионизации нейтральных частиц (от несколько эВ до десятков эВ).

Коэффициент потерь  $K_{loss}$  является обратной величиной времени жизни ионов  $\tau_i$ . Определяется как совокупность потерь при диффузии и объемной рекомбинации. Время жизни ионов  $\tau_i$  находится через амбиполярный коэффициент диффузии  $D_a$  [2]

$$\tau_i \approx \frac{L^2}{D_a}, \quad (4)$$

где  $L$  – характерный размер системы,  $D_a \approx \frac{D_e \mu_i + D_i \mu_e}{\mu_i + \mu_e}$  ( $D_i$  – коэффициент диффузии ионов,  $D_e$  – коэффициент диффузии электронов,  $\mu_i$  – подвижность ионов,  $\mu_e$  – подвижность электронов).

При описании генерации плазмы в ионных источниках с плазменным эмиттером в уравнении ионизации добавляется дополнительный член потерь на экстракцию  $\frac{n_i \vartheta_B}{S}$  ( $S$  – эффективная площадь экстракционного отверстия), зависящий от скорости Бома  $\vartheta_B = \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}}$  ( $M_i$  – масса ионов) [3],

$$n_e n_n K_{iz} = \frac{n_i}{\tau_i} + \frac{n_i \vartheta_B}{S}. \quad (5)$$

Добавленный член потерь на экстракцию позволяет связать поток ионов через экстрактор с практическим параметром – током пучка  $I$ , являющемся важной характеристикой, необходимой для составления корректной математической модели [4],

$$I = q n_i \vartheta_B S, \quad (6)$$

где  $q$  – заряд иона.

Таким образом, в плазменных источниках получения ионных пучков учитываются потери ионов, происходящие как в объеме плазмы (но без учета рекомбинации), так и через экстракционное отверстие.

Проанализируем систему, состоящую из уравнений тока пучка (6) и уравнения баланса ионов,

$$n_i = \frac{n_e n_n K_{iz}}{\frac{1}{\tau_i} + \frac{\vartheta_B}{S}}. \quad (7)$$

При увеличении параметра  $S$  (площади экстракционного отверстия), ток пучка прямо пропорционально возрастает, и это вызывает:

- снижение давления плазмы из-за большого количества потери ионов;
- изменение значений потенциала в приэлектродной области;
- увеличение неравномерности распределения тока по сечению пучка;
- увеличение угла расходимости пучка (математически зависимость выражается как [2])

$$\theta \approx \frac{r_0}{l} + \frac{\varepsilon_n}{r_0}, \quad (8)$$

где  $r_0$  – радиус отверстия,  $l$  – длина ускоряющего промежутка,  $\varepsilon_n$  – нормированный эмиттанс).

При возрастании температуры числитель в уравнении баланса (7) возрастает экспоненциально, а знаменатель, содержащий скорость Бома, увеличивается по квадратному корню, что способствует росту концентрации ионов. При подборе оптимальных значений температуры создается наилучшее соотношение между скоростью генерации ионов и их экстракции. Подтверждается данное условие максимальным значением выходного тока при сохранении энергетических характеристик пучка.

Максимальной эффективности ионного источника при заданных параметрах тока пучка  $I$  можно добиться при выполнении следующего алгоритма действий:

- зафиксировать требуемое значение тока  $I$ ;
- из уравнения тока (6) подобрать значение площади экстракционного отверстия  $S$  (при этом учитывая, что концентрация ионов и скорость Бома являются функциями температуры ионов);
- найти оптимальное значение температуры электронов, при которой концентрация ионов останется максимальной;
- проверить подходит ли выбранный параметр  $S$  для полученной температуры.

Изложенный алгоритм действий представляет собой итерационный процесс, целью которого является получение необходимого значения тока и сохранение параметров пучка при минимальных затратах энергии.

Следующим шагом получения математической модели является описание этапа извлечения ионов, в котором ключевую роль играет пограничный плазменный слой, в области которого формируется электрическое поле, необходимое для эффективной экстракции ионов.

В этапе извлечения ионов рассматриваются процессы формирования плазменной границы, разделение зарядов в приграничной области и преодоление пространственного заряда.

Из-за нарушения квазинейтральности плазмы у поверхности скапливается избыточный положительный заряд, создающий скачок потенциала. Распределение потенциала связано с пространственным распределением заряда уравнением Пуассона, которое для плазменной границы принимает вид [5]

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{e(n_i - n_e)}{\varepsilon_0}, \quad (9)$$

где  $e$  – элементарный заряд,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $x$  – глубина плазменного столба.

Устойчивость плазменного слоя обеспечивается условием

$$\vartheta_i \geq \vartheta_B = \sqrt{kT_e/M_i}. \quad (10)$$

Приграничная область для всех плазменных явлений оценивается дебаевской длиной экранирования [5]

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT_e}{n_e e^2}}, \quad (11)$$

где  $\lambda_D$  – дебаевская длина,  $T_e$  – температура электронов.

Толщина слоя, полученная путем интегрирования уравнения Пуассона с учетом граничных условий, выражается через дебаевскую длину следующим образом [5]:

$$d \sim \lambda_D \left( \frac{2e\varphi_p}{kT_e} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (12)$$

где  $\varphi_p$  – потенциал плазмы относительно стенки.

Таким образом, формирование плазменной границы основано на таких ключевых моментах, как нарушение квазинейтральности, поддержание минимальной скорости для условия стационарности и задание характерного масштаба через дебаевскую длину экранирования.

После формирования плазменной границы ограничения ионного тока, связанные с пространственным зарядом, описываются уравнением Чайлда-Ленгмюра [1]

$$j = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2q}{M_i}} \frac{\varphi^{\frac{3}{2}}}{(d \pm \Delta)^2}, \quad (13)$$

$j$  – плотность тока,  $d$  – расстояние между электродами,  $\Delta$  – поправка на толщину плазменного столба,  $\varphi$  – приложенное напряжение.

Данное уравнение объединяет параметры плазмы из первого этапа генерации и характеристики получаемого пучка из этапа извлечения. Определяет максимальное значение тока, которое можно пропустить без эффекта «запирания» пространственного заряда полев.

Еще одним значимым уравнением, которым можно дополнить и уточнить математическую модель, является уравнение, учитывающее вторичную электронную эмиссию, влияющую на стабильность разряда, энергетические потери и долговечность электродов [6]:

$$j_{вэ} = \gamma \cdot j_i, \quad (14)$$

где  $j_{вэ}$  – плотность тока вторичных электронов,  $j_i$  – плотность тока бомбардирующих ионов,  $\gamma$  – коэффициент вторичной эмиссии, показывающий сколько вторичных электронов испускается на один пришедший ион.

После попадания ионов в область дополнительного ускорения, необходимо следить за интенсивностью пучка и его расходимостью. При изучении области транспортировки используются как уравнение распределения электрического поля, так и уравнение, описывающие движение ионов [7],

$$m_i \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (15)$$

где  $m_i$  – масса иона,  $v$  – скорость электрона,  $\vec{E}$  – вектор электрического поля,  $\vec{B}$  – вектор магнитного поля.

Дальнейшая фокусировка пучка осуществляется с помощью регулирования комбинации электрических и магнитных линз.

Для получения корректной физико-математической модели ионных пучков необходимо совместное решение уравнений, используемых для описания генерации частиц (уравнение ионизации), извлечения ионов и формирования плазменной границы (уравнение Пуассона), транспортировки ионов на этапе фокусировки (уравнение движения частиц).

Совместное решение основных уравнений, описывающих процесс получения ионных пучков в установках с плазменным эмиттером, позволяет рассчитать параметры плазмы для заданного тока, оптимизировать геометрию конструкции, прогнозировать реальные характеристики ионных пучков, повысить эффективность ионного источника.

#### Физико-математическая модель получения электронных пучков

Различия между плазменными источниками получения ионных и электронных пучков связаны с типом извлекаемых частиц, особенностями процессов ионизации, эмиссии и ускорения [8].

Математическая модель получения электронных пучков состоит из уравнений, описывающих каждый из этапов процесса (генерацию плазмы, извлечение электронов, формирование пучка).

Генерация плазмы основывается на одинаковом с ионными пучками механизме – создании устойчивого хорошо ионизированного плазменного объема. Основными уравнениями, описывающими процессы генерации плазмы, для электронных пучков являются те же уравнения ионизации, баланса частиц и кинематическое уравнение Больцмана, что и при описании ионных пучков.

Область извлечения электронов характеризуется сложным процессом баланса между плотностью плазмы, пространственным зарядом и внешним электрическим полем. Эмиссия электронов происходит с поверхности плазменного слоя, форма и положение которого не имеют фиксированного размера и параметров.

В области извлечения электронов формируется пространство, где возникает электрический потенциал, препятствующий свободному перемещению электронов. Накопленные электроны создают пространственный заряд, влияющий на электрическое поле. Для того, чтобы попасть в область извлечения, электроны должны преодолеть сформировавшийся потенциальный барьер. Процесс преодоления зависит от приложенного электрического поля, регулируемого внешним напряжением и потенциалом эмиттера. Основной закон Чайлда – Ленгмюра отражает ограничение тока из-за пространственного заряда ( $m_e$  – масса электрона,  $e$  – заряд электрона) [9]:

$$j = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{\varphi^{\frac{3}{2}}}{(d \pm \Delta)^2}. \quad (16)$$

Таким образом, математическая модель области извлечения электронов строится на основе:

- уравнения Пуассона для потенциала (помогает моделировать влияние пространственного заряда на потенциал и движение частиц; потенциал определяет электрическое поле, которое, ускоряя электроны, позволяет преодолевать потенциальный барьер) [10, 11]:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{en_e}{\epsilon_0}, \quad (17)$$

$\varphi$  – электрический потенциал,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\rho$  – плотность электрического заряда,  $\nabla^2$  – оператор Лапласа, суммирующий вторые производные потенциала по пространственным координатам;

- уравнения Лоренца (описывает движение электронов, когда речь идет об отдельной частице без учета коллективных столкновений в разреженной плазме) [12]:

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (18)$$

$m_e$  – масса электрона; или уравнения Власова (описывает коллективное поведение плазмы, распределение частиц представлено через самообразованные электромагнитные поля) [13, 14, 15]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_r f + \frac{e}{m} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \nabla_v f = 0, \quad (19)$$

$\frac{\partial f}{\partial t}$  – частная производная функции распределения по времени,  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$  – функция распределения частиц,  $\nabla_r f$  – вектор, показывающий направление и скорость наибольшего изменения функции распределения в пространстве скоростей,  $\vec{v} \cdot \nabla_r f$  – скалярное произведение, как функция распределения переносится в пространстве вместе с частицами;

- уравнения Чайлда – Ленгмюра (связывает значения плотности тока с геометрическими параметрами области извлечения).

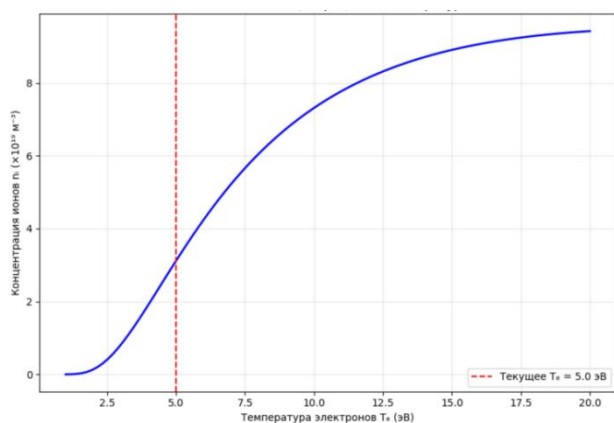
После области извлечения электроны попадают в область фокусировки пучка, где движение электронов формируется с помощью использования электростатических и магнитных линз. Модель фокусировки описывается решением уравнения для радиального движения электронов с учетом действующих сил [16, 17]:

$$m_e \frac{d^2 r}{dt^2} = -eE_r + e\vartheta_z B_\theta, \quad (20)$$

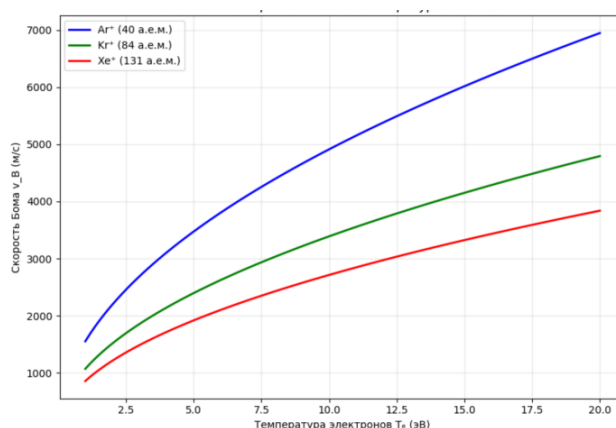
$r$  – радиальное расстояние электрона от оси пучка,  $E_r$  – радиальная компонента электрического поля (радиальное поле создается электростатической линзой; отвечает за фокусировку и расфокусировку пучка),  $\vartheta_z$  – продольная скорость электрона (движение в цилиндрической системе координат, ось  $z$  – направление основного движения пучка),  $B_\theta$  – азимутальная компонента магнитного поля (магнитное поле создается осесимметричной магнитной линзой).

На основе приведенного математического описания модели формирования ускоренных пучков заряженных частиц разработан и создан программный инструмент, позволяющий визуализировать теоретические зависимости ионно-плазменного процесса.

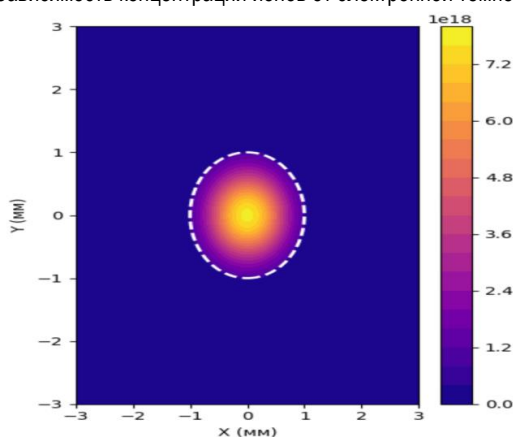
На рисунке 1 (а) представлена расчётная зависимость влияния температуры электронов на концентрацию частиц.



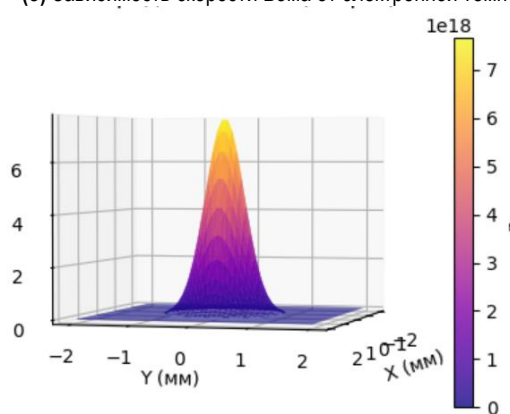
(а) Зависимость концентрации ионов от электронной температуры



(б) Зависимость скорости Бома от электронной температуры



(в) 2D картина



(г) 3D картина

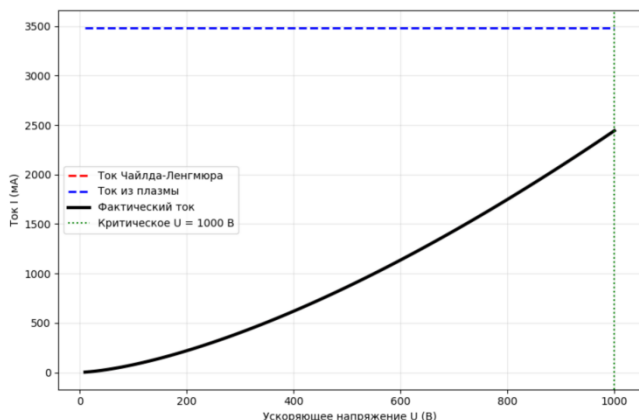
Рисунок 1 – Распределение концентрации ионов

Кривая на рисунке 1 (а) позволяет определить требуемую электронную температуру для максимальной концентрации ионов. Поскольку от температуры так же зависит и скорость (рисунок 1 (б)), с которой ионы пересекают плазменную границу, то для определения полной картины влияния температуры на количество ионов и их скорость извлечения, необходимо совместное решение более сложной оптимизированной задачи, где температура для тока может отличаться от температуры для концентрации.

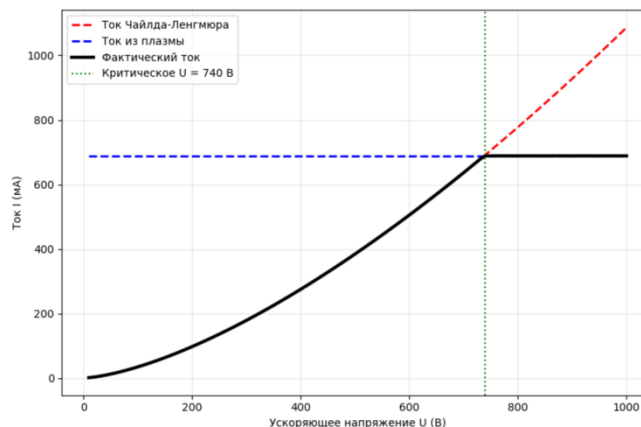
Визуализация распределения концентрации ионов в эмиссионном зазоре представлена на рисунке 1 (в) в виде двумерной

карты, на рисунке 1 (г) – в виде трехмерного графика. Данный вид графиков позволяет упростить представление сложных физических процессов.

Представленные зависимости ионного тока от ускоряющего напряжения (рисунок 2) позволяют осуществить анализ рабочих параметров источника заряженных частиц. Так, например, на графике рисунка 2 (б) определено критическое значение напряжения, ниже которого система будет работать в режиме «запирания» пространственным зарядом [18], а выше – в режиме ограничения плазменной эмиссией.



(а) Радиус эмиссионного отверстия 3 мм

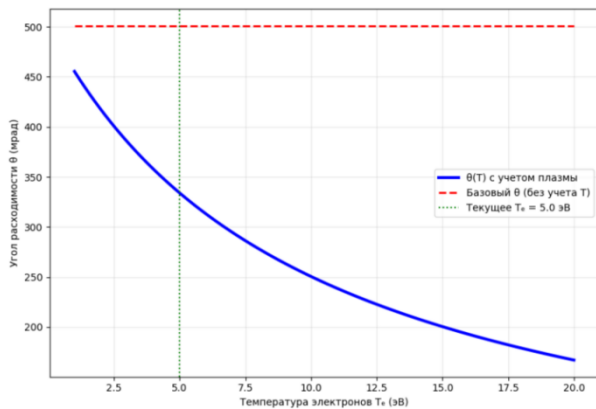


(б) Радиус эмиссионного отверстия 2 мм

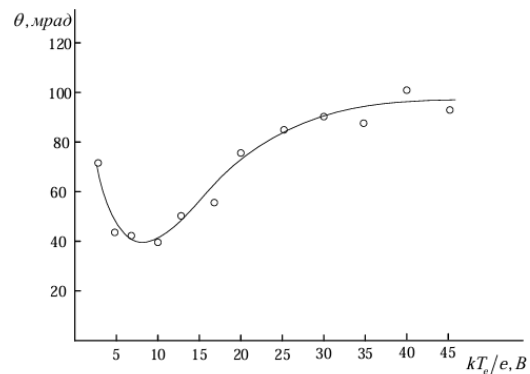
Рисунок 2 – Зависимость ионного тока от напряжения. Температура электронов – 5эВ, концентрация частиц –  $100 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ,  $U_p = 200 \text{ В}$ .

Анализ теоретической и экспериментальной зависимостей угла расходимости от температуры плазмы (рисунок 3), показал, удовлетворительную корреляцию предложенной модели с практическими значениями (данные экспериментальной зависимости: концентрация

и потенциал плазмы на входе в канал  $10^{18} \text{ м}^{-3}$ ,  $U_p = 200 \text{ В}$ ; радиус и длина канала 1 и 2 мм, соответственно; радиус и длина канала в ускоряющем электроде 2 и 2 мм, соответственно; приведенная напряженность поля ускоряющего электрода – 4 кВ/мм [19]).



(а) теоретическая зависимость (по упрощенной физико-математической модели)



(б) экспериментальная зависимость

**Рисунок 3** – Зависимость угла расходимости пучка от температуры электронов плазмы

Сравнительный анализ математической модели получения ионных и электронных пучков:

1) на этапе генерации главной задачей является создание плазмы с требуемой концентрацией, температурой электронов, ионным составом. Математическая модель описывает баланс частиц и энергии в газовом разряде. При получении электронных пучков важны высокая концентрация и температура электронов для достижения требуемого значения плотности эмиссионного тока. У ионных пучков главной задачей является получение максимальной степени ионизации и стабильной плазменной границы;

2) на этапе извлечения доминирующими становятся законы электростатики и динамики частиц. Закон Чайлда – Ленгмюра применим в обоих вариантах пучков (с соответствующими массами частиц). Уравнение Пуассона для электронных пучков учитывает только концентрацию электронов, что делает его решение математически более простым. В ионных пучках решение уравнения Пуассона усложняется из-за учета обоих сортов частиц, так же усложняется определение формы эмиттирующей поверхности;

3) на этапе фокусировки учитываются как внешние фокусирующие силы, так и силы собственного пространственного заряда пучка. Исходя из того, что ионные пучки по сравнению с электронными имеют большую плотность и меньшую скорость, это вызывает расходимость пучка. В электронных пучках происходит релятивистская компенсация пространственного заряда. Двигающиеся электроны создают собственное магнитное поле, вызывающее возникновение силы Лоренца, сжимающей пучок.

### Заключение

Проведенный анализ показывает, что создание эффективных источников заряженных частиц с плазменным эмиттером неразрывно связано с разработкой комплексных физико-математических моделей. Эти модели объединяют описание разнородных процессов (кинетику ионизации в объеме плазмы, электростатику приграничного слоя и динамику частиц в пучке) в единую самосогласованную задачу.

Совместное численное решение позволяет проводить виртуальную оптимизацию геометрии источника, подбирать режимы питания (напряжение, ток, давление) для достижения заданных параметров пучка (ток, энергия, расходимость) и прогнозировать его поведение в области транспортировки. Представленные в материале графические зависимости (влияние температуры на концентрацию ионов, вольт-амперные характеристики) наглядно демонстрируют возможности подобного моделирования для анализа и выявления оптимальных рабочих точек.

Дальнейшее развитие моделей связано с учетом дополнительных физических факторов, таких как вторичная электронная эмиссия, неоднородность плазмы, эффекты нагрева и взаимодействия пучка с остаточным газом, что позволит повысить точность прогнозов и расширить область применения данных источников в высокотехнологических установках.

### Список цитированных источников

1. Райзер, Ю. П. Физика газового разряда / Ю. П. Райзер. – М.: Наука, 1992. – 536 с.
2. Браун, Я. Физика и технология источников ионов: коллективная монография / Я. Браун, Р. Келлер, А. Холмс [и др.]; под ред. Я. Брауна; пер. с англ. под ред. Е. С. Машковой. – М.: Мир, 1998. – 496 с.
3. Окс, Е. М. Основы физики низкотемпературной плазмы: методическое пособие / Е. М. Окс; Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники. – Томск: ТУСУР, 1997. – 87 с.
4. Окс, Е. М. Источники электронов с плазменным эмиттером: коллективная монография / Е. М. Окс, В. А. Груздев, Ю. Е. Крейндел [и др.]; под ред. Ю. Е. Крейнделя. – Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1983. – 180 с.
5. Чен, Ф. Введение в физику плазмы / Ф. Чен; пер. с англ. под ред. В. Д. Шафранова. – М.: Мир, 1987. – 400 с.
6. Bruining, H. Physics and Applications of Secondary Electron Emission / H. Bruining. – London: Pergamon Press; New York: McGraw-Hill, 1954. – 178 p.
7. Lieberman, M. A. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing / M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg. – 2nd ed. – Hoboken: John Wiley & Sons, 2005. – 757 p.
8. Достанко, А. П. Технологические процессы и системы в микроэлектронике: плазменные, электронно-ионно-лучевые, ультразвуковые / А. П. Достанко, В. Г. Залесский, А. М. Русецкий [и др.]; под ред. А. П. Достанко; Белорус. гос. ун-т информатики и радиоэлектроники. – Минск: Бестпринт, 2009. – 199 с.
9. Удовиченко, С. Ю. Пучково-плазменные технологии для создания материалов и устройств микро- и нанoeлектроники: учебное пособие / С. Ю. Удовиченко; Тюменский государственный университет, Физико-технический институт. – Тюмень: ТюмГУ, 2016. – 228 с.
10. Источники электронов с плазменным эмиттером на основе отражательного разряда с полым катодом / В. Л. Галанский, В. А. Груздев, И. В. Осипов, Н. Г. Ремпе // Изв. вузов. Физика. – 1992. – Т. 35, № 5. – С. 5–23.

11. Лебедев, А. Н. Физика ускорителей заряженных частиц / А. Н. Лебедев, А. В. Шальнов. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 528 с.
  12. Ландау, Л. Д. Курс теоретической физики / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – 8-е изд., испр. – М. : Физматлит, 2001. – Т. 2 : Теория поля. – 536 с.
  13. Власов, А. А. О вибрационных свойствах электронного газа / А. А. Власов // Успехи физических наук. – 1967. – Т. 93, № 11. – С. 444–470.
  14. Власов, А. А. Статистические функции распределения / А. А. Власов. – М. : Наука, 1966. – 356 с.
  15. Александров, А. Ф. Основы электродинамики плазмы / А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе ; под ред. А. А. Рухадзе. – М. : Высшая школа, 1978. – 408 с.
  16. Молоковский, С. И. Интенсивные электронные и ионные пучки / С. И. Молоковский, А. Д. Сушков. – 2-е изд., перераб. и доп. – М. : Энергоатомиздат, 1991. – 304 с.
  17. Арцимович, Л. А. Физика плазмы для физиков / Л. А. Арцимович, Р. З. Сагдеев. – М. : Атомиздат, 1979. – 320 с.
  18. Алексеев, С. Н. Электрорадиационные приборы : учебное пособие / С. Н. Алексеев. – Ульяновск : УЛГТУ, 2003. – 158 с.
  19. Humphries, S. Charged Particle Beams / S. Humphries. – New York : Wiley, 1990. – 856 p.
  20. Lieberman, M. A. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing / M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg. – 2nd ed. – Hoboken : John Wiley & Sons, 2005. – 757 p.
  21. Dostanko, A. P. Tekhnologicheskie processy i sistemy v mikroelektronike: plazmennye, elektronno-ionno-luchevye, ul'trazvukovye / A. P. Dostanko, V. G. Zaleskij, A. M. Ruseckij [i dr.]; pod red. A. P. Dostanko ; Belorus. gos. un-t informatiki i radioelektroniki. – Minsk : Bestprint, 2009. – 199 s.
  22. Udovichenko, S. YU. Puchkovo-plazmennye tekhnologii dlya sozdaniya materialov i ustroystv mikro- i nanoelektroniki : uchebnoe posobie / S. YU. Udovichenko ; Tyumenskij gosudarstvennyj universitet, Fiziko-tekhnicheskij institut. – Tyumen' : TyumGU, 2016. – 228 s.
  23. Istochniki elektronov s plazmennym emitterom na osnove otrazhatel'nogo razryada s polym katodom / V. L. Galanskij, V. A. Gruzdev, I. V. Osipov, N. G. Rempe // Izv. vuzov. Fizika. – 1992. – Т. 35, № 5. – С. 5–23.
  24. Lebedev, A. N. Fizika uskoritelej zaryazhennyh chastic / A. N. Lebedev, A. V. SHal'nov. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 528 с.
  25. Landau, L. D. Kurs teoreticheskoy fiziki / L. D. Landau, E. M. Lifshic. – 8-е изд., испр. – М. : Fizmatlit, 2001. – Т. 2 : Teoriya polya. – 536 с.
  26. Vlasov, A. A. O vibracionnyh svojstvah elektronnogo gaza / A. A. Vlasov // Uspekhi fizicheskikh nauk. – 1967. – Т. 93, № 11. – С. 444–470.
  27. Vlasov, A. A. Statisticheskie funkcii raspredeleniya / A. A. Vlasov. – М. : Nauka, 1966. – 356 с.
  28. Aleksandrov, A. F. Osnovy elektrodinamiki plazmy / A. F. Aleksandrov, L. S. Bogdankevich, A. A. Ruhadze ; pod red. A. A. Ruhadze. – М. : Vysshaya shkola, 1978. – 408 s.
  29. Molokovskij, S. I. Intensivnye elektronnye i ionnye puchki / S. I. Molokovskij, A. D. Sushkov. – 2-е изд., перераб. и доп. – М. : Energoatomizdat, 1991. – 304 с.
  30. Arcimovich, L. A. Fizika plazmy dlya fizikov / L. A. Arcimovich, R. Z. Sagdeev. – М. : Atomizdat, 1979. – 320 с.
  31. Alekseev, C. N. Elektrovakuumnye pribory : uchebnoe posobie / S. N. Alekseev. – Ul'yanovsk : UIGTU, 2003. – 158 s.
  32. Humphries, S. Charged Particle Beams / S. Humphries. – New York : Wiley, 1990. – 856 p.
- References**
1. Rajzer, YU. P. Fizika gazovogo razryada / YU. P. Rajzer. – М. : Nauka, 1992. – 536 s.
  2. Braun, YA. Fizika i tekhnologiya istochnikov ionov : kollektivnaya monografiya / YA. Braun, R. Keller, A. Holms [i dr.]; pod red. YA. Brauna ; per. s angl. pod red. E. S. Mashkovej. – М. : Mir, 1998. – 496 s.
  3. Oks, E. M. Osnovy fiziki nizkotemperaturnoj plazmy : metodicheskoe posobie / E. M. Oks ; Tomskij gosudarstvennyj universitet sistem upravleniya i radioelektroniki. – Tomsk : TUSUR, 1997. – 87 s.
  4. Oks, E. M. Istochniki elektronov s plazmennym emitterom : kollektivnaya monografiya / E. M. Oks, V. A. Gruzdev, YU. E. Krejndel' [i dr.]; pod red. YU. E. Krejndelya. – Novosibirsk : Nauka, Sibirskoe otdelenie, 1983. – 180 s.
  5. CHen, F. Vvedenie v fiziku plazmy / F. CHen ; per. s angl. pod red. V. D. SHafranova. – М. : Mir, 1987. – 400 s.
  6. Bruining, H. Physics and Applications of Secondary Electron Emission / H. Bruining. – London : Pergamon Press ; New York : McGraw-Hill, 1954. – 178 p.

*Материал поступил 24.02.2026, одобрен 14.03.2026, принят к публикации 17.03.2026*