

P13-2007-113

М. Турек¹, К. Пышняк¹, А. Дроздзель¹, Ю. Селянко²,
А. Лятушинский¹, Д. Мончка³, Г. Малиновски⁴,
Ю. А. Ваганов, Ю. В. Юшкевич

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА
ЭКСТРАКЦИИ ИОНОВ ИЗ ПЛАЗМЕННОГО
ИСТОЧНИКА ИОНОВ

¹Институт физики Университета им. М. Кюри-Склодовской, Люблин,
Польша

²Институт информатики Университета им. М. Кюри-Склодовской,
Люблин, Польша

³Институт атомной энергии, Отвоцк-Сверк, Польша

⁴Институт электротехники, Варшава

Турек М. и др.

P13-2007-113

Компьютерное моделирование процесса экстракции ионов
из плазменного источника ионов

Представлено исследование экстракции ионного пучка из плазменного источника с использованием нумерической модели. В результате этого получены характеристики «извлекаемый ионный ток – напряжение экстракции» и зависимость поверхности мениска плазмы от экстракционного напряжения. Введены новые понятия, такие как динамический первеанс ионно-оптической системы и эффективная эмитирующая поверхность.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ и в Институте физики Университета им. М. Кюри-Склодовской, Люблин.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2007

Turek M. et al.

P13-2007-113

Computer Modeling of Ion Extraction from Plasma Ion Source

Study of ion beam extraction using numerical model of plasma ion source is presented. Current-voltage curves and the dependency of plasma meniscus surface on extraction voltage are obtained. New concepts of dynamic perveance and effective emitting surface are introduced.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR, and at the Institute of Physics, MCSU, Lublin.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2007

ВВЕДЕНИЕ

Формирование ионных пучков определенных параметров требует значительных знаний процессов, происходящих во время экстракции ионов из ионных источников. Эта проблема является весьма важной и актуальной прежде всего из-за широкого применения ионных пучков в разных отраслях современной науки и техники, среди которых можно выделить ионную литографию, ионную имплантацию, анализ элементов ионными методами, подогрев плазмы в термоядерных реакторах, ионные двигатели и т. д.

Для описания процесса экстракции ионов из разного рода плазмы обычно используется уравнение Чайлда–Ленгмюра, которое для плоских электродов с поверхностью S и расстоянием между электродами d имеет вид

$$I = (4\varepsilon_0/9) \sqrt{2q/m} (S/d^2) U_e^{3/2}, \quad (1)$$

где U_e означает напряжение экстракции ионов.

В литературе существуют также несколько других вариантов уравнения (1), например выведенных для сферических и цилиндрических электродов [2], а также вариант, учитывающий начальные скорости ионов [3, 4]. Однако все эти модификации имеют общий вид $I \sim U_e^{3/2}$.

Выражение (1), справедливое для токов, ограниченных объемным зарядом (что неоднократно подтверждено экспериментом [5, 6]), не учитывает, однако, факторов, которые являются важными с точки зрения реальных источников ионов. Среди этих факторов можно выделить разность формы и величины поверхности плазмы, из которой происходит эмиссия положительных ионов (мениск плазмы), ограничение эмиссии ионов из-за геометрических параметров источника (например, конечная толщина электродов), ограничение диффузии плазмы вблизи экстракционного отверстия, фокусирующие свойства мениска и т. д. Надо подчеркнуть, что пренебрежение этими факторами является главной причиной отклонений результатов, получаемых в отдельных исследованиях, от теоретического уравнения (1). Так, например, в выражениях, описывающих экспериментальные зависимости извлекаемого ионного тока от напряжения экстракции ионов (характеристика «ионный ток – напряжение экстракции»), показатель степени, как правило, отличается от 3/2.

В частности, в некоторых случаях наблюдается линейная зависимость интенсивности ионного тока от ускоряющего напряжения [7] и даже такое явление, как насыщение ионного тока [8]. Иногда извлекаемый ток превышает ограничение, налагаемое уравнением Чайлда–Ленгмюра [9].

Ввиду указанной выше расходимости между результатами, полученными в отдельных экспериментах, авторы данной статьи разработали упрощенную модель компьютерного моделирования процессов экстракции ионов из плазмы ионного источника с полым катодом. Надо подчеркнуть, что этот тип источника относительно часто используется в различных лабораториях мира, в числе которых ЛЯП ОИЯИ (Дубна) и Институт физики Университета им. М. Кюри–Скловской (Люблин) [10, 11]. Применение этой модели дало возможность исследовать такие явления, как возникновение мениска плазмы, зависимость его формы и поверхности от экстракционного напряжения, эволюция распределения потенциала в области экстракции ионов, зависимость интенсивности ионного тока от напряжения экстракции и др. Симуляции производились для разных диаметров экстракционного отверстия, разных расстояний между экстракционным электродом и источником и разных температур плазмы.

В статье будет показано, что предложенная модель сравнительно хорошо описывает процесс экстракции ионов из плазмы исследуемого источника, хотя некоторые зависимости немного отличаются от уравнения (1). Итак, характеристика «ионный ток – напряжение экстракции» имеет форму $I = AU_e^{3/4}$, которая, однако, после дифференцирования дает величину первеанса (постоянная пространственного заряда), приближенную к величине, полученной в наших предыдущих экспериментах [15]. В данной работе кроме эффективной поверхности плазмы, эмитирующей ионы, вводится понятие динамического первеанса P_d .

1. ОПИСАНИЕ ПРОГРАММЫ

Численная симуляция процесса экстракции ионов из плазмы источника проведена с помощью программы TRQR [12]. Эта программа дает возможность наблюдать поведение большого количества заряженных частиц, двигающихся в трех направлениях в определенных внешних электрических и магнитных полях. Программа использует метод Particle-In-Cell (PIC) [13], который учитывает пространственный заряд двигающихся частиц. В этом методе одиночная частица (так называемая макрочастица) относится к большому числу (обычно $10^3–10^9$) настоящих частиц одного рода, т. е. электронов или ионов, двигающихся идентичным способом. Иначе говоря, хотя поведение макрочастицы отвечает движению одной заряженной частицы, она несет заряд, соответствующий большой группе частиц с таким же зарядом и находящихся

в определенном пространстве симулированной среды, т. е. в нашем случае плазмы. Чтобы определить распределение плотности заряда в этой среде, надо его связать с узлами пространственной сетки согласно схеме, которая отражает «форму» и «размер» макрочастицы. Обычно ее заряд распределяется между несколькими ближайшими узлами сетки (так называемый метод Cloud-In-Cell [13]). Имея определенное распределение плотности заряда $\rho(x, y, z)$, можно, решая уравнение Пуассона, найти величину электрического потенциала при граничных условиях, которые определяются положением электродов:

$$\Delta V(x, y, z) = \rho(x, y, z)/\varepsilon_0. \quad (2)$$

В этом уравнении ε_0 означает диэлектрическую проницаемость вакуума. Уравнение Пуассона решалось с помощью метода конечных разниц через очередную суперрелаксацию (SOR). Полученное распределение потенциала в свою очередь дало возможность найти величину электрического поля в узлах сетки. Для этого использовалась зависимость

$$\mathbf{E}(x, y, z) = -\nabla V(x, y, z). \quad (3)$$

Очередным шагом симуляции являлось определение сил, действующих на частицу. Напряжение электрического поля E и магнитная индукция B в точке нахождения частицы вычислялись с применением линейной интерполяции величин напряжений полей в отдельных узлах сетки. Для нерелятивистских скоростей частиц можно пренебречь добавкой магнитного поля, возникающего в результате движения ионов. Новое положение частицы, а также ее скорость определялись решением классического уравнения движения

$$\frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \frac{q_i}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}), \quad (4)$$

где \mathbf{v} , m , q означают скорость, массу и заряд i -й частицы соответственно.

Эти уравнения решаются с помощью метода Рунге–Куты 4-й степени. С помощью этих процедур проверяли, не столкнулись ли частицы с преградами (электроды, стенки камеры источника ионов и т. д.). Зная новое положение частиц, можно заново определить распределение плотности заряда и повторить цикл расчетов. Симуляция продолжается до тех пор, пока не будет достигнуто ожидаемое состояние системы.

2. МОДЕЛЬ ПЛАЗМЕННОГО ИСТОЧНИКА ИОНОВ

Как сказано ранее, мы симулировали процесс экстракции ионов из плазмы источника ионов с полым катодом. Упрощенная схема такого источника показана на рис. 1.

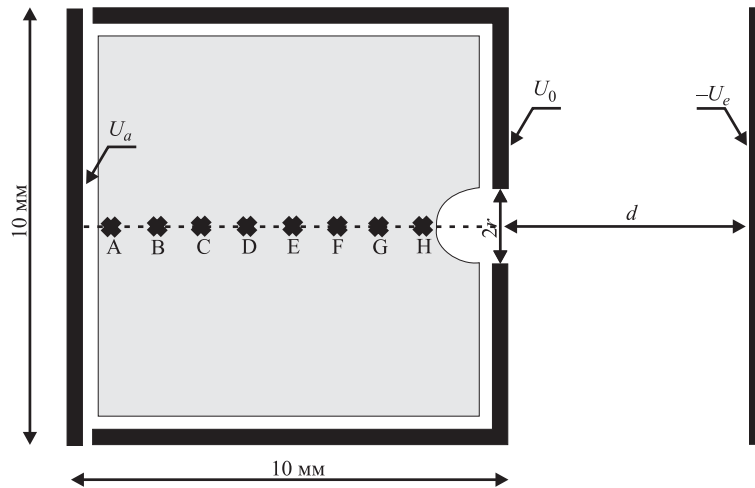


Рис. 1. Схема плазменного источника ионов с полым катодом. Показаны точки, в которых наблюдалась эволюция электрического потенциала

Бок шестигранной ионизационной камеры имеет длину 1 см. В передней стенке сделано экстракционное отверстие радиусом r . Задняя стенка представляет собой анод с потенциалом $U = 30$ В. Остальные стенки имеют нулевой потенциал. В расчетах не учитывалось влияние магнитного поля катушки, которая обычно окружает камеру реального ионного источника.

Плоский экстракционный электрод с потенциалом $-U_e$ располагается на расстоянии d от стенки камеры источника. Нейтральная плазма, заполняющая объем внутри источника, состоит из электронов и ионов $^{40}\text{Ar}^+$. Принято, что концентрация заряженных частиц в источнике достигает 10^{16} частиц/м³.

В симуляциях использовалось $2 \cdot 10^6$ макрочастиц. Чтобы найти распределение зарядов, применялся самый простой и быстрый вариант метода PIC, в котором весь заряд макрочастицы относится только к одному узлу сетки. Если в тексте статьи не определено иначе, то начальная скорость частицы отвечала ионной температуре $T = 1$ эВ. Направление начальной скорости частиц подбиралось случайно с однородным распределением. Временной шаг симуляции был равен $\Delta t = 0,5 \cdot 10^{-10}$ с. В расчетах не учитывались столкновения частиц между собой, а частицы, которые попадали в стенки камеры или уходили через отверстие источника, были заменены новыми макрочастицами того же рода, генерируемыми случайным образом в объеме источника. Такая процедура дает постоянную концентрацию зарядов и состав плазмы. Симуляция продолжалась немного дольше, чем необходимо для получения состояния равновесия в источнике. Программа делает 1225 итераций глав-

ной петли, причем каждая отвечает шагу времени Δt . Надо иметь в виду, что после ~ 200 итераций вблизи сформированного мениска плазмы уже не образовывались новые вышеупомянутые частицы.

Модель предусматривает также наблюдение за эволюцией электростатического потенциала в отдельных точках, расположенных на прямой, проходящей через середину камеры источника (см. рис. 1). Пример такой эволюции для потенциала $-U_e = 10$ кВ и для экстракционного отверстия $r = 5$ мм представлен на рис. 2. Осцилляция U с начальной большой амплитудой постепенно затухает, вплоть до полной стабилизации состояния. Это происходит после ~ 800 шагов вычислений, когда амплитуда осцилляций потенциала достигает величины не более 1 В. Анализируя рис. 2, можно прийти к выводу, что в объеме источника устанавливается некое стабильное распределение потенциала, причем потенциал, достигающий больших величин вблизи положительно поляризованного анода, уменьшается по мере приближения к экстракционному отверстию.

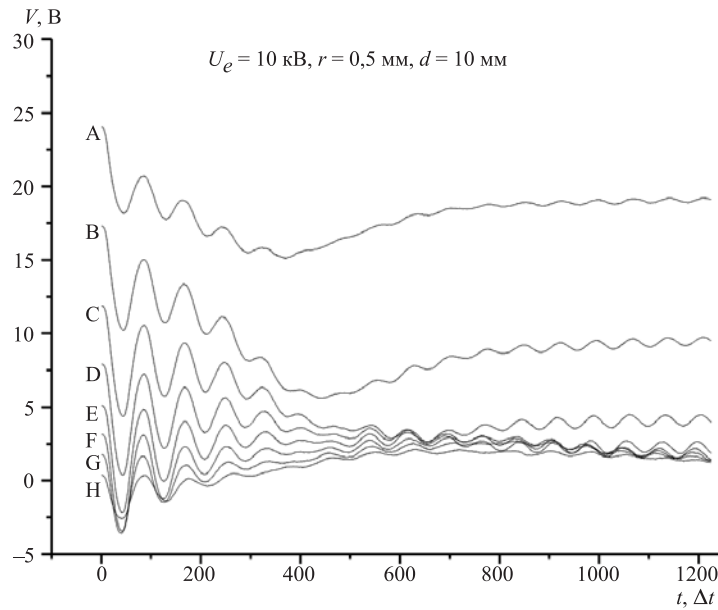


Рис. 2. Эволюция электростатического потенциала в выбранных точках камеры источника

Эволюцию пространственного распределения потенциала в объеме камеры источника лучше наблюдать, пользуясь рис. 3. На нем показано (в нескольких этапах симуляции) сечение через распределение потенциала вдоль вышеуказанной линии. Начальное резкое падение потенциала (приближенное к случаю незаполненной плазмой камеры) принимает постепенно более гори-

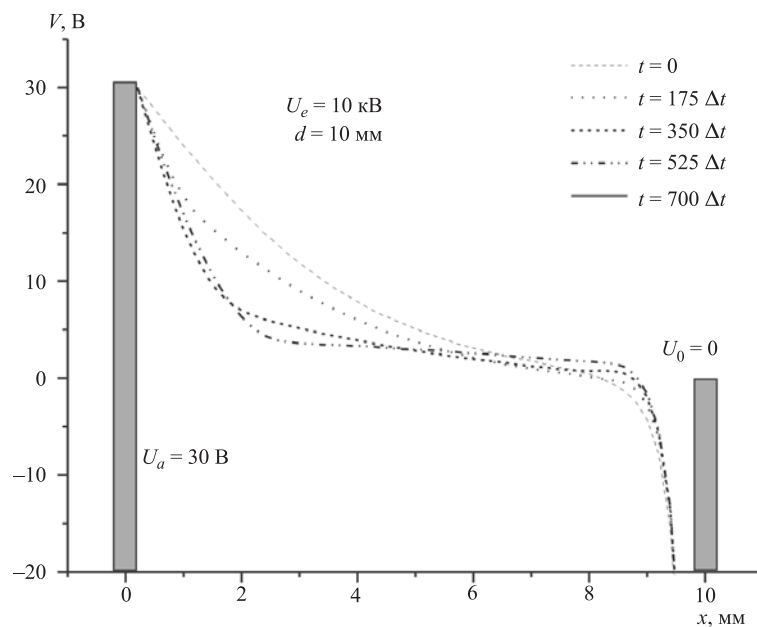


Рис. 3. Распределение потенциала во время симуляции (сечение вдоль линии, проходящей через середину источника)

зонтальную форму. Электрическое поле внутри плазмы исчезает, поскольку она экранирует поле, которое проникает через экстракционное отверстие, а также поле анода, отталкивающее положительные частицы и притягивающее электроны. Потенциал внутри плазмы приблизительно равен потенциалу стенок камеры источника. Двухмерное сечение через распределение потенциала, а также распределение плотности заряда обеих составляющих плазмы записывается программой через 175 шагов итерации. Как будет показано далее, эти сечения дадут возможность определить зависимость величины мениска от экстракционного напряжения. Программа считает также количество ионов, доходящих до экстракционного электрода, что в свою очередь даст возможность определить интенсивность тока извлекаемых ионов.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОННОГО ИСТОЧНИКА

Одной из основных целей разработанной модели было определение зависимости извлекаемого из ионного источника тока ионов $^{40}\text{Ar}^+$ от напряжения экстракции U_e (так называемая характеристика «ионный ток – напряжение экстракции»), для конкретного радиуса экстракционного отверстия и расстоя-

яния d между экстракционным электродом и источником. В расчетах экстракционное напряжение менялось в пределах от 0 до 50 кэВ. Для каждого напряжения U_e ионный ток определялся количеством ионов, проходящих в единицу времени через поверхность, совпадающую с экстракционным электродом.

Симуляция продолжается до достижения стабилизации измеряемого тока. Полученная зависимость ионного тока от времени симуляции показана на рис. 4. При этом надо добавить, что эта зависимость сглажена путем усреднения 50 соседних точек во избежание влияния статистических флуктуаций.

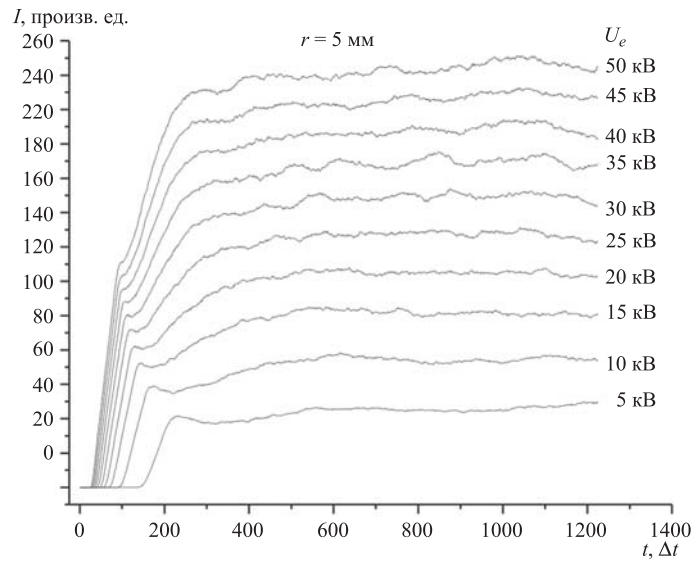


Рис. 4. Эволюция тока извлекаемых ионов во время симуляции

Видно, что после ~ 500 шагов симуляции величина ионного тока стабилизируется. Остаточная величина тока экстракции, нужная для создания зависимости $I(U_e)$, принята как средняя величина из 125 последних шагов симуляции. Полученные зависимости тока извлекаемых ионов от U_e (характеристика «ионный ток – напряжение экстракции») для различных радиусов экстракционного отверстия показаны на рис. 5. На оси абсцисс отложено $U_e^{3/2}$, потому что в такой системе координат зависимость Чайлда–Ленгмюра является прямой. Видно, что эти характеристики, полученные путем наших симуляций, значительно отличаются от прямой линии, т. е. от поведения типа $I \sim U_e^{3/2}$. В результате фитирования оказалось, что эти характеристики с большой вероятностью имеют вид $I \sim U_e^{3/4}$.

Как сказано ранее, формула (1) дает описание движения потока заряженных частиц с единственным ограничением, а именно отсутствием про-

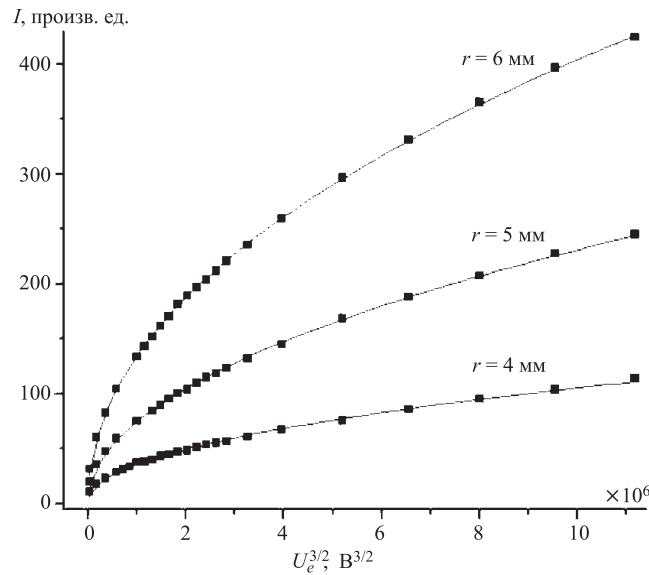


Рис. 5. Характеристики «ионный ток – напряжение экстракции» для разных диаметров экстракционного отверстия

странственного заряда ионов. По существу, она не учитывает и ряд других факторов, которые могут на самом деле иметь большое влияние на процесс экстракции ионов в реальных ионных источниках. Итак, меньшие токи экстракции, полученные путем наших симуляций, по-видимому, связаны с ограничением скорости натекания ионов в область экстракционного отверстия. Существенным фактором может быть также меняющаяся вместе с U_e величина эмиссионной поверхности (мениск плазмы) и расстояние от экстракционного отверстия источника. Об этом последнем факторе будет сказано ниже.

Нами исследовались характеристики «ионный ток – напряжение экстракции» для различных расстояний d между отверстием источника и экстракционным электродом. Полученные результаты показаны на рис. 6. Уравнение Чайлда–Ленгмюра предусматривает, что интенсивность тока экстракции должна быть обратно пропорциональна квадрату расстояния между экстракционным электродом и эмиссионной поверхностью. Однако в нашей модели d означает расстояние между стенкой с отверстием источника и экстракционным электродом. Электрическое поле проникает в камеру источника и перемещает эмиссионную поверхность (мениск плазмы) в глубь плазмы.

Обозначим символом d' расстояние между мениском плазмы (поверхность для которой $V(x, y, z) = 0$) и поверхностью, проходящей через сере-

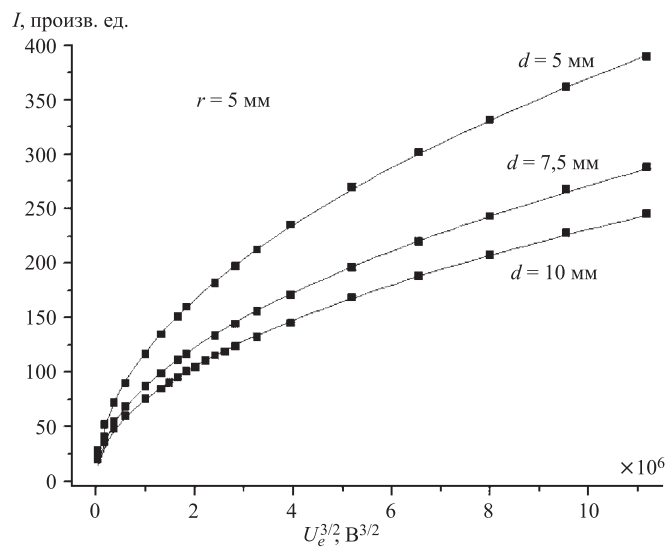


Рис. 6. Характеристики «ионный ток – напряжение экстракции» для разных расстояний d

дину экстракционного отверстия источника. Зависимость этой величины d' от $U_e^{3/2}$ для $r = 5 \text{ мм}$ и $d = 10 \text{ мм}$ показана на рис. 7. Эффект перемещения мениска в глубь источника, очень заметный для U_e в пределах 0–30 кВ, для

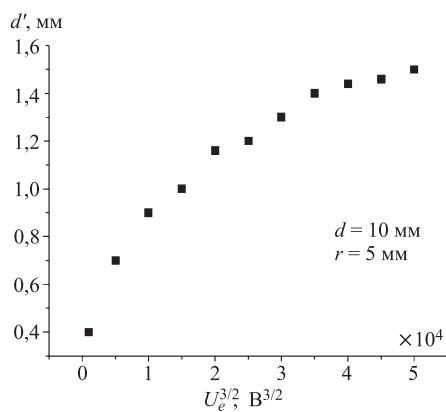


Рис. 7. Зависимость d' (глубина, на которую проникает мениск плазмы в глубь источника) от экстракционного напряжения U_e

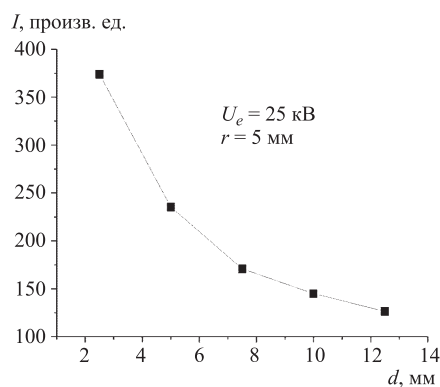


Рис. 8. Извлекаемый ионный ток в функции d

больших напряжений экстракции ослабевает. Надо учесть, что для фиксированного U_e и для уменьшающегося расстояния d напряжение электрического поля в области экстракционного отверстия источника растет, вследствие чего мениск плазмы перемещается в глубь источника, что в свою очередь приводит к увеличению реального расстояния эмиссионной поверхности от экстракционного электрода. В результате этого для небольших расстояний d надо ожидать резких отклонений от зависимости типа $I \sim d^{-2}$, предусмотренной уравнением Чайлда–Ленгмюра. Это ожидание также подтверждает рис. 8, на котором представлена зависимость интенсивности тока экстракции в функции расстояния d при определенном U_e и радиусе экстракционного отверстия.

Видно, что уменьшение расстояния с $d = 10$ до $d = 5$ мм увеличивает почти в два раза ток экстракции, тогда как согласно уравнению (1) этот рост должен быть в четыре раза больше.

Нами исследовалось также влияние температуры плазмы, а затем начальных скоростей ионов на извлекаемый ток. Характеристики «ионный ток – напряжение экстракции», показанные на рис. 9, получены вышеуказанным образом. Результаты относятся к трем различным величинам температуры плазмы.

Согласно ожиданиям работ [3, 4] влияние начальных скоростей ионов является существенным для относительно небольших экстракционных напряжений (менее 10 кВ). Для больших величин U_e характеристики перекрываются. Как видно из рис. 10, для не очень больших напряжений экстракции, а именно $U_e = 5$ кВ, изменение начальной скорости ионов, отвечающей росту температуры плазмы в 1,5 раза, дает рост интенсивности тока экстракции только около 20 %.

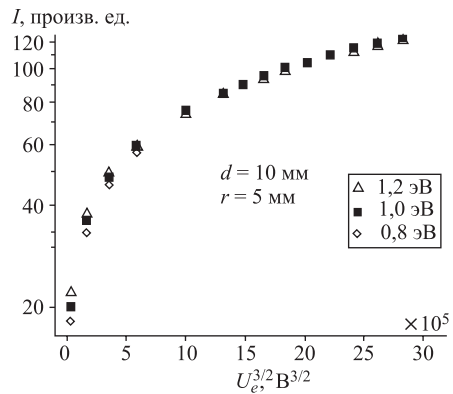


Рис. 9. Характеристики $I(U_e)$ для разных температур плазмы

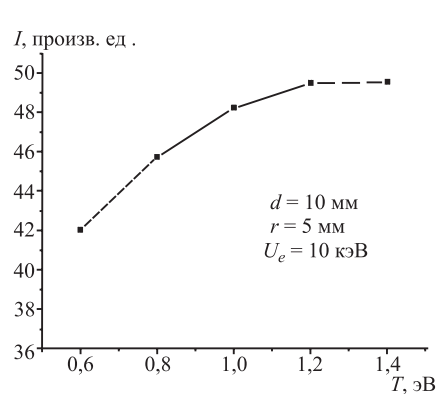


Рис. 10. Зависимость извлекаемого ионного тока от температуры плазмы в источнике

Очередной рассматриваемой нами проблемой являлась зависимость между напряжением U_e и поверхностью мениска плазмы, образующегося в области экстракционного отверстия источника. Для определения этой зависимости было рассчитано поле поверхности мениска благодаря симуляции распределения электростатического потенциала внутри источника (см. рис. 11). При этом принято, что мениск отвечает поверхности, для которой электростатический потенциал равен нулю. Эта зависимость показана на рис. 12, на котором данные симуляции расположены вдоль кривой, описанной уравнением $y = a + bx^{1/2}$.

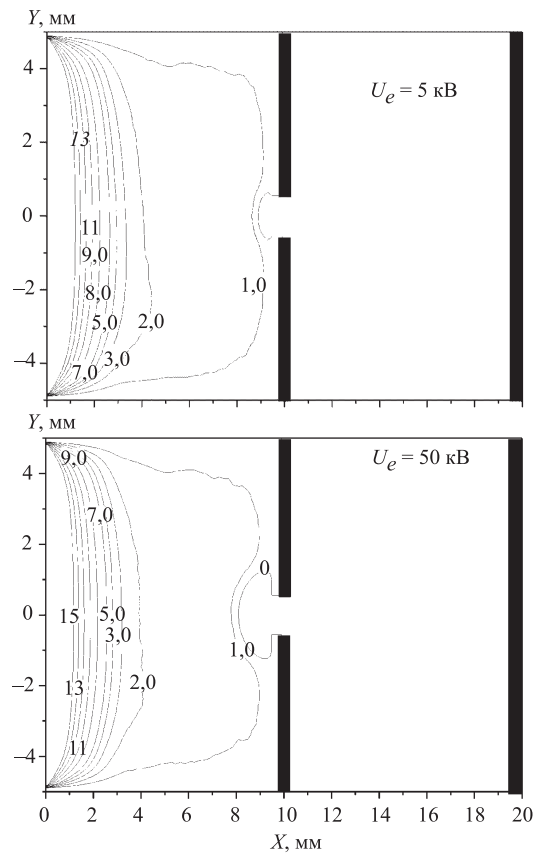


Рис. 11. Распределение потенциала внутри источника для $U_e = 5 \text{ кВ}$ и $U_e = 50 \text{ кВ}$

Из фитирования параметров видно, что величина постоянной a согласуется с хорошей точностью с полем поверхности экстракционного отверстия. В итоге можно сказать, что рост экстракционного напряжения (при определенном d) в значительной степени увеличивает поверхность плазмы, эмити-

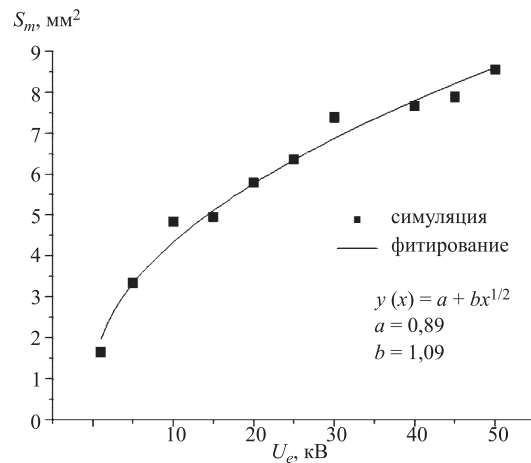


Рис. 12. Зависимость поверхности мениска плазмы S_m от экстракционного напряжения U_e

рующей ионы. Ожидается, что это явление в большей степени отвечает за отклонение от уравнения $I \sim U_e^{3/2}$, чем, например, изменение расстояния между эмиссионной поверхностью и экстракционным электродом.

4. ВЫВОДЫ. ДИНАМИЧЕСКИЙ ПЕРВЕАНС И ЭФФЕКТИВНО ЭМИТИРУЮЩАЯ ПОВЕРХНОСТЬ

1. Уравнение Чайлда–Ленгмюра дает зависимость интенсивности получаемого ионного тока от напряжения экстракции, а также от таких геометрических факторов, как расстояние между электродом и эмиссионной поверхностью, которая в случае плоских электродов равна полю поверхности изображения пучка на экстракционном электроде. Многие модификации этого уравнения охватывают влияние кривизны электродов, начальные скорости частиц и другие параметры.

В использованной нами модели показано, как вышеупомянутые геометрические параметры (поле эмитирующей поверхности и ее расстояние от экстракционного электрода) изменяются с ростом величины U_e , когда электрическое поле все сильнее проникает в глубь источника через экстракционное отверстие. Из указанных выше результатов следует, что для небольших расстояний d изменение расстояния между эмиссионной поверхностью и экстракционным электродом является весьма существенным. Однако можно ожидать, что при больших d , как это имеет место в реальных конструкциях ионных источников, этот вклад невелик. Похоже, что и добавку, которая

учитывает начальную скорость ионов, связанную с температурой плазмы в источнике, можно заметить только для небольших экстракционных напряжений.

Тогда самым существенным фактором, кажется, должно быть изменение поля поверхности и формы мениска, связанное с увеличением U_e . Поэтому продолжением приведенных в этой публикации исследований будет определение соответствующих характеристик при условии, что эмиссия ионов происходит из сферической поверхности мениска. Поле и кривизну этих менисков планируется получать путем симуляции.

2. Ввиду того, что полученные нами характеристики «ионный ток – напряжение экстракции» в системе координат $(I, U_e^{3/2})$ не являются линейными, кажется целесообразным введение понятия динамического первеанса, определяемого как наклон вышеупомянутых кривых:

$$P_d = dI/d(U_e^{3/2}). \quad (5)$$

В случае характеристик, описываемых уравнением (1), динамический первеанс является постоянным, а его величина совпадает с первеансом, определенным классическим способом, т. е. $P = I/U_e^{3/2}$. В разработанной нами модели динамический первеанс пропорционален $U_e^{3/4}$, что показано на рис. 13, на котором представлены результаты дифференцирования кривых, взятых из рис. 5. Стоит отметить, что вначале P быстро уменьшается, а затем для больших величин U_e остается почти постоянным, что дает возможность фитирования прямыми некоторых участков кривых на рис. 5.

Как сказано ранее, основным параметром, который существенно меняется как функция U_e , является поверхность мениска плазмы. В работах [4, 14] вводится понятие так называемого эффективного межэлектродного расстояния с целью описания экстракции ионов выражением, формально идентичным уравнению Чайлда–Ленгмюра. Мы подобным образом вводим понятие эффективной эмитирующей поверхности S_{ef} , определяемой с помощью формулы (1), в которой вместо классического первеанса использовано P_d :

$$S_{ef} = cP_d, \quad \text{где } c = (9/4\varepsilon_0) \sqrt{m/2qd^2}. \quad (6)$$

Для подобранного таким образом S_{ef} уравнение Чайлда–Ленгмюра справедливо в каждой точке характеристики «ток–напряжение». Как видно из вышеуказанной формулы, кривая зависимости S_{ef} от напряжения экстракции ионов имеет форму, подобную кривым, представленным на рис. 13. При этом надо подчеркнуть, что форма этих кривых подобна зависимости $S_{ef}(U_e)$ (см. рис. 14), полученной из наших предыдущих экспериментов [15]. Попытка понять природу возникновения локального минимума S_{ef} , а также описания

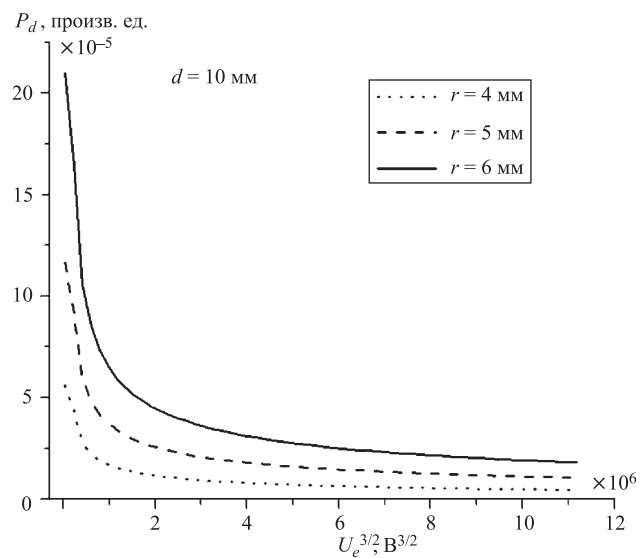


Рис. 13. Динамический первеанс P_d как функция напряжения экстракции U_e

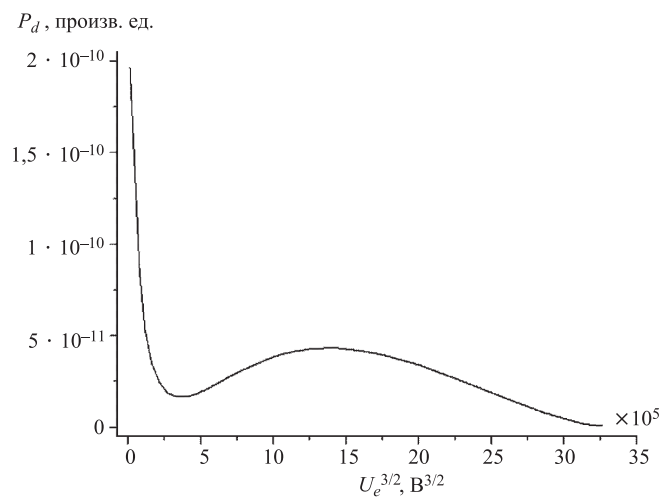


Рис. 14. Динамический первеанс P_d , полученный из экспериментальных данных [12], как функция напряжения экстракции U_e

в наших симуляциях характеристик «ионный ток – напряжение экстракции» с точкой перегиба будет предметом наших следующих исследований.

Работа выполнена при поддержке проректора Университета им. М. Кюри-Скловской (Люблин, Польша) и РФФИ (грант № 05-02-17606).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Zhang H.* Ion Sources. Berlin: Springer-Verlag, 1999.
2. *Alton G. D.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1981. V. 189. P. 15.
3. *Puri R. R., Biswas D., Kumar R.* // Physics of Plasmas. 2004. V. 11. P. 1178.
4. *Liu S., Dougal R.* // J. Appl. Phys. 1995. V. 78. P. 5919.
5. *Rautenbach W. L.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1961. V. 12. P. 96.
6. *Shinto K. et al.* // Rev. Sci. Instr. 2006. V. 77. P. 512.
7. *Vella M. C. et al.* // Proc. of the International Conference on Ion Implantation Technology (IEEE), New York, 2000. P. 527.
8. *Suominen P. et al.* // Proc. of the 15th Int. Workshop on ECR ion sources, Jyväskylä, Finland, 12–14 June, 2002. P. 161.
9. *Ivers L. et al.* // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. P. 2667.
10. *Latuszynski A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1987. V. 26. P. 240.
11. *Drodziel A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1997. V. 126. P. 58.
12. *Turek M. et al.* // Vacuum. 2005. V. 78. P. 649;
Turek M. et al. // AIP Conf. Proc. 2006. V. 812. P. 153.
13. *Hockney R., Eastwood J.* Computer Simulation Using Particles. M.: Mir, 1987.
14. *Sakurabayashi T., Hatayama A., Bacal M.* // Rev. Sci. Instr. 2004. V. 75. P. 1770.
15. *Пышняк К. и др.* Препринт ОИЯИ Р13-2006-145. Дубна, 2006;
Пышняк К. и др. // ПТЭ. 2007. № 4. С. 131–135.

Получено 18 июля 2007 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 27.11.2007.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,12. Уч.-изд. л. 1,34. Тираж 330 экз. Заказ № 55985.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/