

Численное моделирование многощелевой четырехэлектродной ионно-оптической системы для формирования интенсивного пучка протонов низкой энергии

*В.Т. Астрелин**, *В.И. Давыденко*, *А.В. Бруль*

Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

**astrelin@inp.nsk.su*

Аннотация. Выполнен численный анализ формирования интенсивного пучка протонов низкой энергии многощелевой ионно-оптической системой типа ускорение-замедление. Для определения формы границы вторичной плазмы в отдельной щелевой ячейке использовался численный код POISSON-2. Угловая расходимость скоростей сформированного пучка протонов с энергией 2 кэВ не превышает ~ 0.06 радиан. Показано, что расположенный перед выходом из ячейки третий электрод поглощает ионы вторичной плазмы, снижая ток вторичных ионов на вытягивающий электрод с потенциалом 15 кВ на $\sim 50\%$.

Ключевые слова: интенсивный пучок протонов низкой энергии, ионно-оптическая система типа ускорение-замедление, вторичная плазма

1. Введение

Интенсивные пучки атомов водорода с энергией несколько килоэлектронвольт представляют интерес для установок с магнитным удержанием высокотемпературной плазмы – для подпитки плазмы, для инъекции в выделенные области плазмы, для вращения плазмы. В ионных источниках перезарядных инжекторов формирование интенсивных пучков протонов низкой энергии из газоразрядной эмитирующей плазмы с помощью хорошо разработанных многоапертурных трех- и четырехэлектродных ускоряющих ионно-оптических систем технологически затруднено вследствие необходимости использования малых междуэлектродных зазоров. Для обеспечения приемлемых зазоров применяются ионно-оптические системы типа ускорение-замедление, в которых используется промежуточное ускорение элементарных пучков до энергии порядка десятка кэВ.

В 1980-е годы для подпитки центрального соленоида тандемной ловушки ТМХ в LLNL (США) был разработан и испытан перезарядный инжектор пучков атомов водорода с энергией 2 кэВ и эквивалентным атомным током 20 А [1]. В этом инжекторе пучок ионов формировался трехэлектродной ионно-оптической системой (ИОС) типа ускорение-замедление с промежуточным ускорением до 15 кэВ. Такая схема генерации сильноточного низкоэнергетического пучка была выбрана для увеличения ионного тока из плазмы, которое для эмиттеров с ограниченной площадью может быть достигнуто только за счет увеличения вытягивающего напряжения. Определенной проблемой формирования пучка в такой ионно-оптической системе является поток ионов из вторичной плазмы транспортировочного канала на второй электрод, находящийся под большим отрицательным потенциалом. Воздействие ионов на него приводит к его разогреву, распылению и нежелательному значительному потоку электронов с него за счет вторичной ионно-электронной эмиссии.

В работе рассматривается возможность снижения тока на второй электрод за счет использования в ионно-оптической системе дополнительного электрода, расположенного перед выходным заземленным электродом. На этот (третий) электрод подается сравнительно небольшое отрицательное напряжение, предназначенное для запираания эмиссии электронов из вторичной плазмы и сбора ионов из нее. На Рис. 1 показана оптимизированная в результате численных расчетов отдельная ячейка многощелевой четырехэлектродной ионно-оптической системы. Основная задача этих расчетов состояла в определении потенциала, формы и положения третьего электрода ионно-оптической системы обеспечивающего минимальную расходимость выходящего заторможенного пучка.

Двумерный расчет ячейки проводился с применением кода PBGUNS [2]. Поток протонов из источника плазмы (слева на рисунке) с плотностью эмиссионного тока 320 mA/cm^2 и полным током 9.47 A/m проходит через кроссовер на $Z \sim 6 \text{ мм}$ с толщиной $2 \times 0.5 \text{ мм}$ и на выходе из ячейки формирует пучок с угловой расходимостью основной части протонов до 0.06 рад . Поскольку в коде PBGUNS рассмотрение двух областей плазмы не предусмотрено, то влияние вторичной плазмы на Рис.1 учитывалось программируемой нейтрализацией объемного заряда протонов при $Z > 12.5 \text{ мм}$. Без нейтрализации заряд пучка создает область положительного потенциала $\varphi \sim 0.6 \text{ кВ}$ при $Z \sim 13\text{--}15 \text{ мм}$. В поле этого потенциала пучок расширяется так, что почти 80% его тока теряется на выходном электроде.

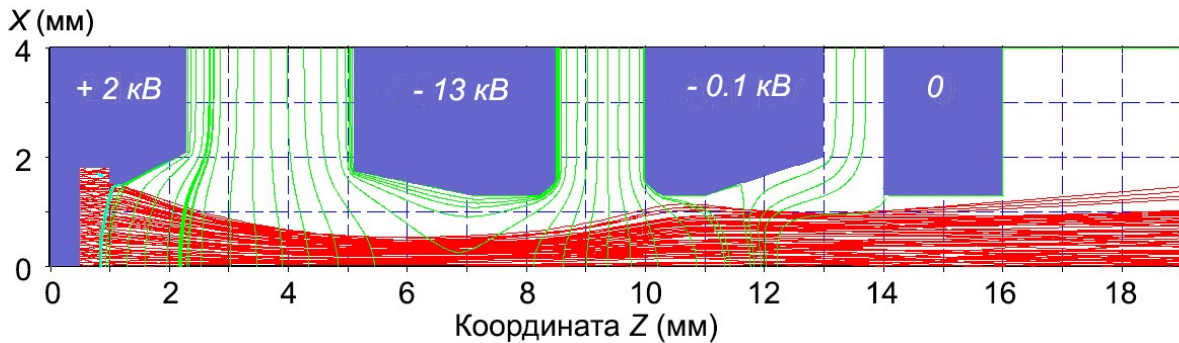


Рис. 1. Эквипотенциальные линии и траектории протонов в отдельной щелевой ячейке четырехэлектродной ИОС. $X = 0$ – плоскость симметрии.

Вторичная плазма, нейтрализуя пространственный заряд, должна существенно влиять на пучок, и ее необходимо учитывать. Поэтому для моделирования источника протонного пучка был также использован код POISSON-2 [3], позволяющий учитывать эмиссию с границы вторичной плазмы. Оба кода используют метод токовых трубок и итерационный режим самосогласования траекторного и электростатического модулей стационарной задачи. Сравнение этих кодов проводилось в режиме Рис.1. Оно показало хорошее соответствие результатов (различие не больше 10% по распределению потенциала и форме траекторий).

Первые же расчеты источника пучка с вторичной плазмой показали необходимость корректировки этой модели. Выходная щель источника была уменьшена от 2.6 мм до 2 мм для уменьшения потока вторичной плазмы, входящей в источник. Потенциал высоковольтного электрода был изменен до -15 кВ , а потенциал запирающего плазму электрода уменьшен от -0.1 кВ до -0.12 кВ , достаточного для отражения ее электронов.

Приводимые далее результаты получены с помощью кода POISSON-2. Ниже даны основные теоретические предположения, описаны алгоритмы моделирования плазмы, расчета эмиссии с ее поверхности и определения равновесной формы поверхности плазмы. Рассмотрено влияние вторичной плазмы на характеристики протонного пучка и определены токи вторичных ионов на электроды ИОС.

2. Параметры моделируемой плазмы и расчет эмиссионных токов

Эмиссионная плазма в протонном источнике создается дуговыми генераторами. При моделировании были заданы следующие параметры эмиссионной плазмы: $T_{e0} \sim 3 \text{ эВ}$, $j_{B0} = 0.6e \cdot v_{B0} \cdot n_{e0} \sim 0.32 \text{ A/cm}^2$, где v_{B0} – боровская скорость ионов. Соответствующая плотность плазмы составит $n_{e0} \sim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Дебаевской длиной $r_{D0} \sim 10^{-2} \text{ мм}$ и толщиной пристеночного дебаевского слоя в плазме $\sim 3r_{D0}$ можно пренебречь по сравнению с шириной эмиссионной щели $2a_0 \approx 3 \text{ мм}$. Потенциал плазмы принимался равным потенциалу эмиссионного электрода.

Вторичная плазма образуется при прохождении протонного пучка через водород на выходе из ИОС. Температуры ее компонент составляют $T_e \sim 5$ эВ, $T_i \sim 2$ эВ, а плотность может изменяться в диапазоне $n_e \sim 10^{10} - 10^{11}$ см⁻³. Как следствие, дебаевская длина увеличится до $r_D \sim (5-16) \cdot 10^{-2}$ мм, а плотность ионного тока, входящего в источник с бомовской скоростью (см., напр., [4], стр. 98), составит $j_B \sim 2-20$ мА/см². Потенциал плазмы принимается равным плавающему, $U = +15$ В.

При расчете эмиссии ионов из вторичной плазмы, втекающей в ячейку через щель в заземленном электроде, необходимо учитывать потери плазмы. Они приводят к уменьшению средней по сечению плотности плазмы \bar{n} в потоке по мере его продвижения вдоль щели. Полагая $v_{\parallel} \cdot a \cdot d\bar{n} = -v_{\perp} \cdot dz \cdot \bar{n}$, где v_{\perp} и v_{\parallel} – поперечная и продольная скорости движения плазмы, и, считая их равными, получим $\bar{n}(z) = \bar{n}_0(z) \cdot \exp(-(z_0 - z)/a)$, где z_0 – координата входа вторичной плазмы в заземленный электрод, z – ее координата внутри источника, a – полуширина щели. Понятно, что в этой оценке не учитывается распределение плотности в поперечном направлении. Более точно потери плазмы можно учесть, предполагая изотропное угловое распределение скоростей ионов на входе в щель и вычисляя ослабление потока, как долю телесного угла, под которым из каждой точки потока видна входная щель. Этот алгоритм, разработанный ранее для круглых эмиссионных отверстий [5], был использован здесь в упрощенном виде для вычисления эмиссии ионов $j(x, z)$ с поверхности вторичной плазмы:

$$j(x, z) = j_0 \left[\arctan\left(\frac{a-x}{z_0-z}\right) + \arctan\left(\frac{a+x}{z_0-z}\right) \right] / \pi. \quad (1)$$

Принимая $j_0 = 0.6en_0v_B$, где $v_B = (T_e/m_i)^{1/2}$ – бомовская скорость ионов вторичной плазмы, и $j(x, z) = 0.6en(x, z)v_B$, из выражения (1) можно рассчитать распределение эмиссии ионов и плотности вторичной плазмы на ее поверхности внутри источника. Отметим, что оба приближенных алгоритма при $a/(z_0 - z) > 0.4$ дают распределения $j(0, z)$, отличающиеся не более, чем на 30%.

Алгоритмы для определения формы поверхности эмиссионной и вторичной плазмы в коде POISSON-2 были описаны ранее в работах [3, 5, 6]. Вычисление формы плазменных границ производится смещением их поверхностей в итерационном процессе с целевой функцией, определяемой моделью плазмы. В нашем случае, это было условие на равенство плотности эмиссионного тока, подходящего к поверхности плазмы из плазмы и определяемого ее свойствами, и плотности тока, выходящего с поверхности плазмы в ускорительный зазор ионно-оптической системы (условие непрерывности тока), определяемого геометрией и потенциалами электродов и граничными условиями на промежутках между ними. Оптимизация ИОС проводилась выбором параметров плазмы, геометрии и потенциалов электродов для минимизации угловой расходимости скоростей в сформированном пучке ионов с заданным током.

3. Численная модель отдельной ячейки ИОС

Моделирование проводится в двумерной плоскопараллельной геометрии для ячейки ИОС с щелевыми электродами, представляющей собой отдельный фрагмент многощелевой ИОС. Щели шириной $2a \approx (2-3)$ мм в электродах расположены с периодом $2x_m = 8$ мм. В направлении, поперечном к движению пучка, рассматривается половина симметричной ячейки с одной эмиссионной щелью. На обеих поверхностях ячейки $x = 0$ и $x = x_m$ задается граничное условие для потенциала $\partial\phi/\partial x = 0$ и условие упругого отражения для протонов. В геометрии, аналогичной приведенной на Рис. 1, расчетная область включает часть объемов с

эмиссионной и вторичной плазмой. Она разбивается прямоугольной неравномерной сеткой на 50×150 ячеек, в которых вычисляются пространственные заряды, потенциалы и электрические поля. Поверхности электродов и границ разбиваются на 122 интервала, в узлах которых методом интегральных уравнений вычисляются поверхностные заряды. Поверхности эмиссионной и вторичной плазмы разбиваются на 15 и 30 интервалов, соответственно. Потоки частиц моделируются токовыми трубками конечной ширины в параосиальном приближении с центральными траекториями. Из эмиссионной плазмы выпускаются 45 траекторий, из вторичной плазмы – 30.

4. Результаты моделирования

Расчеты проводились для двух плотностей вторичной плазмы. Результаты первого с плотностью $n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ приведены на Рис. 2. На верхней полуплоскости рисунка показаны траектории протонов из первичной (*I* на рисунке) и вторичной (*II*) плазмы. На нижней полуплоскости приведены эквипотенциальные линии с потенциалами:

$\varphi = -14, -10, -6, -2, -1, -0.8, -0.6, -0.4, -0.2, -0.1, -0.05, 0, 0.01, 0.02, 0.04, 0.06, 0.1, 0.5$ и 1 кВ. Такие значения выбраны для упрощения анализа распределения потенциалов, оценки электрических полей и рассмотрения траекторий протонов из вторичной плазмы.

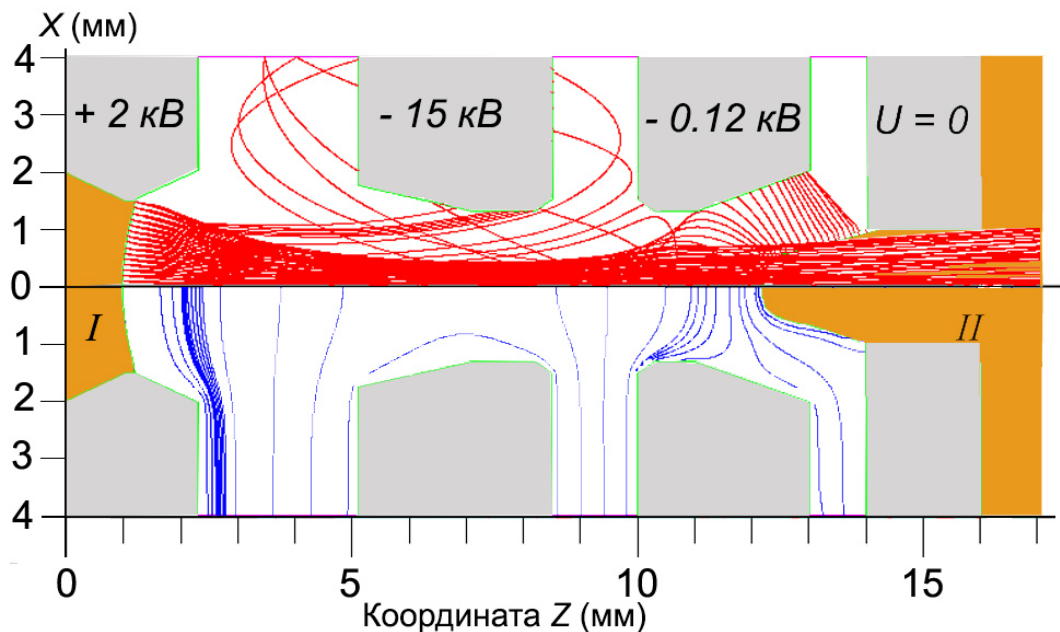


Рис. 2. Эквипотенциальные линии и траектории протонов в отдельной ячейке ИОС с вторичной плазмой.

Как следует из Рис. 2, протонный пучок с погонным током $I_0 \sim 9.3 \cdot 10^{-2} \text{ А/см}$ образует кроссовер на координате $Z \sim 7 \text{ мм}$ с поперечным размером $2x_c \sim 1 \text{ мм}$. Угловая расходимость скоростей протонов в поперечном к щели направлении составляет $\theta \leq 0.06 \text{ рад}$ за исключением малой доли частиц, эмитированных из приэлектродного слоя с $\theta \sim 0.1$.

Форма границы вторичной плазмы определяется совместным воздействием потенциалов электродов и объемного заряда протонов. При этом потенциал третьего электрода (-0.12 кВ) является критическим для запираания электронов из вторичной плазмы, остановленной электрическим полем на $Z \sim 12.19 \text{ мм}$ при $X = 0$. При увеличении потенциала до -0.1 кВ и далее перед границей вторичной плазмы возникает облако виртуального анода, созданного первичным пучком, запирающего эмиссию протонов и открывающего эмиссию электронов

из вторичной плазмы. Степень неоднородности продольной эмиссии протонов $(j_i)_Z$ из нее, достигнутая при согласовании условия неразрывности потоков на поверхности вторичной плазмы, составляет $(j_i)_Z \sim j_B(1 \pm 0.1)$ с максимальными отклонениями на периферии протонного пучка.

Плотность ионного тока из вторичной плазмы с плотностью $n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ на входную щель составляет $j_B \sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ А/см}^2$ с погонным током $I_B \sim 4 \cdot 10^{-4} \text{ А/см}$. Через щель проходит $\sim 18\%$ этого тока, формируя поверхность вторичной плазмы с током $I_T \sim 7.3 \cdot 10^{-5} \text{ А/см}$ внутри источника. На второй и третий электроды попадает $\sim 40\%$ и $\sim 60\%$ прошедшего через щель тока, соответственно. Протоны, эмитированные с поверхности вторичной плазмы вблизи плоскости симметрии $X \sim 0$, отражаются перед эмиссионным электродом и попадают на второй электрод со стороны третьего. При уменьшении потенциала третьего электрода до -0.15 кВ и ниже ток на высоковольтный электрод уменьшается, но возрастает угловая расходимость скоростей выходящего пучка, что нежелательно.

5. Влияние плотности вторичной плазмы

Моделирование рассматриваемой ячейки ИОС с большей плотностью вторичной плазмы ($n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$) качественно дало такой же результат. Пучок протонов с током $9.3 \cdot 10^{-2} \text{ А/см}$ выходит из источника через заземленный электрод, получив такое же распределение скоростей по углам, как в предыдущем режиме. Поверхность вторичной плазмы несколько продвинулась в источник, до $Z = 12.07 \text{ мм}$, переместившись в область большего электрического поля, запирающего электроны.

Вычисленный ток эмиссии из вторичной плазмы $I_T \sim 5.8 \cdot 10^{-4} \text{ А/см}$, оказался равным около 15% тока ионов вторичной плазмы на входе в щель источника, то есть меньше, чем в предыдущем случае. Причина в том, что рассчитанный зазор между поверхностью плазмы и третьим электродом, запирающим электроны, не обеспечивает требуемую для равновесия поверхности плазмы бомовскую эмиссию ионов. В результате плазма должна расширяться в этот зазор в поперечном направлении (вдоль оси X), уменьшая его, что не предусмотрено в алгоритме вычисления формы плазменной поверхности. В нем каждая точка поверхности может перемещаться только вдоль оси Z . Но понятно, что в реальности такое поперечное смещение поверхности плазмы должно происходить до тех пор, пока эмитированный ток с нее не станет равным току, приходящему к ней из вторичной плазмы. Также очевидно, что этот возросший эмиссионный ток протонов попадет на третий электрод, а изменение боковой поверхности плазмы не должны существенно повлиять на эмиссию вблизи плоскости $X \sim 0$ участка, откуда эмитированные протоны, в основном, уходят на высоковольтный второй электрод. В результате получено распределение токов из вторичной плазмы между вторым и третьим электродом $\sim 60\%$ и $\sim 40\%$, несколько отличаясь от случая $n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Тепловая нагрузка на высоковольтный электрод почти пропорциональна плотности вторичной плазмы и изменяется от $\sim 0.5 \text{ Вт/см}$ до $\sim 5 \text{ Вт/см}$, то есть, она допускает применение ИОС даже в стационарном режиме.

6. Заключение

Таким образом, проведенное моделирование показало, что получение пучка протонов с большой плотностью тока и относительно низкой энергией частиц может быть реализовано с применением четырехэлектродной ИОС типа "ускорение-торможение". ИОС позволяет получать пучки с достаточно малой угловой расходимостью в широком диапазоне плотностей вторичной плазмы, даже при ее относительно низкой плотности $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

В дальнейшем планируется продолжение численной оптимизации геометрии ИОС для уменьшения тока ионов из вторичной плазмы на высоковольтный электрод. Поскольку результаты моделирования имеют конечную точность, определяемую и приближенностью модели, и ограничениями вычислительных алгоритмов, подбор рабочих режимов источника необходимо определять в модельном эксперименте на прототипе ИОС.

Следует также отметить условность понятия "поверхность плазмы". Его можно использовать с ограничениями при дебаевской длине, много меньшей характерных размеров ячейки ИОС. Однако, при плотности вторичной плазмы $n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ угловое обрезание плотности тока входной щелью в ~ 6 раз снижает плотность переднего фронта плазмы. Это приводит к увеличению дебаевской длины до $r_D \sim 0.4 \text{ мм}$ – размера, близкого к поперечному размеру фронта. Это означает, что распределение плотности вторичной плазмы на краю фронта станет более сглаженным, приводя к уменьшению поперечного электрического поля в щели. При плотности вторичной плазмы $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ общая картина будет приближаться к представленной выше из-за уменьшения дебаевской длины.

Благодарность

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ.

7. Список литературы

- [1] P.A. Pincosy and W.C. Turner, Development of low energy beams for fueling the central cell of a tandem mirror, *Rev. Sci. Instr.*, vol. **58**, 1576, 1987; doi: 10.1063/1.1139404
- [2] J.E. Boers, PBGUNS: A digital computer program for the simulation of electron and ion beams on a PC, *Plasma Science*, 1993. IEEE Conference Record-Abstracts, 213, 1993.
- [3] V.T. Astrelin, I.A. Kotelnikov, Boundary conditions on the plasma emitter surface in the presence of a particle counter flow: I. Ion emitter, *Plasma Physics Reports*, vol. **43**(2), 129, 2017; doi: 10.1134/S1063780X17020027
- [4] Н.Н. Семашко, А.Н. Владимиров, В.В. Кузнецов и др., *Инжекторы быстрых атомов водорода. Проблемы управляемого термоядерного синтеза*. М.: Энергоиздат, 1981.
- [5] В.Т. Астрелин, Особенности решения задач плазменной эмиссионной электроники в пакете прикладных программ POISSON-2, *Успехи прикладной физики*, том **1**, №5, 571, 2013.
- [6] V.T. Astrelin, V.I. Davydenko, A.V. Kolmogorov. Numerical simulation of the secondary plasma in the ion beam formation. *Izvestiya Vuzov. Fizika*. vol. **57**(11–3), 128, 2014.