



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2004–43  
ОУ У-70 ОЛУ

Б.А. Фролов

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИКИ ВЫТЯГИВАНИЯ  
ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ДЛЯ СИСТЕМЫ  
С ПЛАЗМЕННЫМ ЭМИТТЕРОМ**

Представлено на XIX Российском совещании  
по ускорителям заряженных частиц, Дубна,  
4-8 октября 2004 г.

Протвино 2004

**Аннотация**

Фролов Б.А. Моделирование оптики вытягивания положительных ионов для системы с плазменным эмиттером: Препринт ИФВЭ 2004-43. – Протвино, 2004. – 8 с., 9 рис., библиогр.: 7.

Описывается двумерная программа моделирования системы извлечения из плазмы пучка положительных ионов. Программа используется для расчета вытягивающей оптики ионной пушки на 100 кэВ. Четырехэлектродная ионно-оптическая система обеспечивает формирование пучка близкого к ламинарному с минимальными aberrациями и с большей эмиссионной плотностью тока по сравнению с трехэлектродной системой.

**Abstract**

Frolov B.A. Simulation of Positive Ions Extraction Optics for the System with Plasma Emitter: IHEP Preprint 2004-43. – Protvino, 2004. – p. 8, figs. 9, refs.: 7.

The 2-D code for simulating of ion optics system of positive ion extraction from a plasma source is described. The program is used for the calculation of extracting optics of 100 kV ion gun. The four-electrode ion optics system provides formation of a beam close to laminar with minimal aberrations and with greater emission density of a current in comparison with the three-electrode system.

## Введение

В настоящее время известно большое количество численных программ для расчета оптики вытягивания и ускорения положительных и отрицательных ионов [1]. Многие из них, например AXCEL, SLAC, WOLF, SNOW, KOBRA, получили широкое распространение. Результаты расчетов по этим и другим программам согласуются с экспериментальными данными, особенно хорошо для случая положительных ионов. Наиболее сложную трехмерную вычислительную программу разработал Уилтон с сотрудниками из Окриджской национальной лаборатории [2]. Эта программа описывает плазму в источнике и учитывает вклад электронов в формирование переходного слоя плазмы. Более простую и быструю, оригинальную двумерную компьютерную программу расчета вытягивающей оптики для положительных и отрицательных ионов на основе кода SLAC составил Памела [3]. Автор использовал процедуру нейтрализации пространственного заряда в той области пространства, где потенциал, найденный из решения уравнения Пуассона, превышал заданный потенциал плазмы. Такая процедура определения границы плазмы оказалась успешной, так как было найдено хорошее согласие между результатами расчетов и экспериментальными данными.

В ИФВЭ до настоящего времени отсутствовали программы расчета ионных систем с плазменным эмиттером. На первом этапе была создана двумерная программа расчета вытягивающей оптики для случая положительных ионов, представленная в настоящей работе. Программа написана на языке FORTRAN и ориентирована на выполнение в операционных системах DOS и WINDOWS на IBM PC и совместимых с ним компьютерах. Она позволяет выводить на экран графики потенциала, траекторий и диаграммы эмиттанта.

## Теория

Рассматривается задача вытягивания из плазмы пучка положительных ионов водорода и их последующее ускорение электростатическим полем. Задача является аксиально-симметричной и решается в цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$  методом макрочастиц, представляющих собой бесконечно тонкие равномерно заряженные кольца. Отбор ионов осуществляется с развитой поверхности плазмы, проникающей в вакуум. При отборе ионов из плазмы благодаря наличию электронов предельный поток, ограниченный пространственным зарядом, отсутствует. Всегда имеет место ток насыщения, ограниченный эмиссией. Траектории ионов начинаются при тепловых скоростях внутри плазмы на некотором расстоянии от плазменного электрода.

Решение уравнения Пуассона

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (1)$$

$$\rho = \rho_i + \rho_{e0} \cdot \exp\left(-\frac{e(\varphi_p - \varphi)}{kT_e}\right) \quad (2)$$

и уравнений движения ионов

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -q \cdot \vec{\nabla} \varphi \quad (3)$$

будем искать в области, ограниченной простыми замкнутыми кривыми, не конкретизируя формы и положения плазменного слоя. В уравнениях (1)–(3)  $\varphi$  – электрический потенциал,  $\rho_i$  – плотность пространственного заряда ионов,  $\rho_{e0}$  – плотность пространственного заряда электронов в плазме,  $\varphi_p$  – потенциал плазмы,  $e$  – заряд электрона,  $T_e$  – электронная температура,  $k$  – постоянная Больцмана,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\vec{p} = M\vec{v}$  и  $q$  – соответственно импульс и заряд иона. На отдельных сегментах граничных кривых известны либо значения потенциала, либо выполняется условие Неймана. Внутри плазмы пучок считается нейтральным. В переходном слое вблизи границы плазмы наряду с ионами учитывается заряд электронов с бoльцмановской функцией распределения. Вне плазмы  $\rho_e = 0$ .

Задача электростатики с учетом наведенных пучком потенциалов и полей решается методом граничных интегральных уравнений относительно плотности поверхностных зарядов  $\sigma$  на электродах [4–6]. Численное решение этих уравнений строится по принципу коллокаций с интерполяцией плотности  $\sigma$  кубическим сплайном. В результате, исходные интегральные уравнения сводятся к системе алгебраических уравнений относительно плотности  $\sigma$  в узлах коллокации. Коэффициенты матриц полученной системы выражаются через интегралы по контурам электродов от произведения весовых функций сплайна на ядро интегрального уравнения и рассчитываются численно.

Траектории частиц и распределение объемного заряда находятся из совместного решения уравнения Пуассона и уравнений движения больших частиц методом последовательных приближений. Численное интегрирование уравнений движения проводится методом Рунге-Кутты 4-го порядка. Для определения пространственного заряда на плоскости  $(r, z)$  вводится набор прямоугольных сеток с разными размерами и различным разбиением на ячейки. Это позволяет точнее описать неоднородности плотности заряда вблизи поверхности эмиссии. Заряд, приведенный  $k$ -той частицей с током  $I_k$  в  $j$ -тую ячейку, равен  $Q_{kj} = I_k t_{kj}$ , где  $t_{kj}$  – время нахождения  $k$ -той частицы в  $j$ -той ячейке. Суммарный заряд в ячейке  $Q_j = \sum_k I_k t_{kj}$ . Плотность заряда в пределах одной ячейки считается постоянной, тогда для плотности заряда в  $j$ -той ячейке с объемом  $V_j$  на  $n$ -той итерации получим

$$\rho_j^{(n)} = \frac{Q_j^{(n)}}{V_j}. \quad (4)$$

При численном решении задачи используется итерационный метод нижней релаксации. Итерационная процедура при нахождении потенциала в узлах сетки и плотности заряда в ячейках записывается в виде

$$\varphi^{(n+1)} = \omega \cdot \overline{\varphi^{(n+1)}} + (1 - \omega) \cdot \varphi^{(n)}, \quad (5)$$

$$\rho^{(n+1)} = \omega \cdot \overline{\rho^{(n+1)}} + (1 - \omega) \cdot \rho^{(n)}, \quad (6)$$

где  $\overline{\varphi^{(n+1)}}$ ,  $\overline{\rho^{(n+1)}}$  – соответственно потенциал и плотность заряда, рассчитанные на n+1-итерации, а  $\varphi^{(n)}$ ,  $\varphi^{(n+1)}$  и  $\rho^{(n)}$ ,  $\rho^{(n+1)}$  – принимаемые в действительности значения потенциала и плотности заряда на n- и n+1-итерациях соответственно;  $0 < \omega < 1$  – коэффициент релаксации.

После вычисления траекторий ионов и определения в соответствии с (5), (6) результирующего заряда пучка в ячейках и потенциала в узлах вводится процедура нейтрализации пространственного заряда в тех ячейках области (r,z), где суммарный потенциал электродов и пучка превышает заданный потенциал плазмы  $\varphi_p$ . Такая процедура нейтрализации пространственного заряда проводится в конце каждой итерации перед вычислением электрического поля и интегрированием уравнений движения.

Электрическое поле рассчитывается только в узлах сетки, а в области движения пучка оно находится с помощью параболической интерполяции по значениям полей в девяти ближайших узлах. Для вычисления потенциалов и полей один раз рассчитываются матрицы их значений в узлах сетки и точках коллокации при единичной плотности поверхностных и объемных зарядов. Значения потенциалов и полей на каждой итерации по объемному заряду находятся умножением этих матриц на вектор значений плотности поверхностных зарядов в узлах коллокации и вектор значений плотности объемных зарядов в ячейках сетки. При таком подходе существенно сокращается время решения самосогласованной задачи определения плазменной границы. В качестве критерия сходимости принимается малость изменения скоростей и координат частиц в соседних приближениях.

## Результаты расчетов

Расчеты проводились для протонного пучка с энергией на выходе 100 кэВ и током 150–200 мА. Сначала был проведен расчет параметров пучка для трехэлектродной ионно-оптической системы (ИОС) вытягивания. В расчетах использовалась геометрия электродов ионной пушки, эксплуатирующейся на одной из установок в ОЛУ (рис. 1). Требовалось исследовать влияние вытягивающего напряжения на оптические характеристики пучка. В ходе вычислений была также изучена зависимость оптических характеристик от таких параметров, как электронная температура, начальная продольная и поперечная скорости ионов.

При решении задачи считались заданными плотность тока ионов у поверхности эмиссии  $J$ , температура электронов  $T_e$ , потенциалы плазмы  $\varphi_p$  и ускоряющего электрода  $\varphi_2$ . Потенциал плазменного электрода  $\varphi_1$  определялся из условия равенства ионного и электронного токов, идущих на соприкасающуюся с плазмой изолированную стенку [7],

$$0.344 q n_0 \sqrt{\frac{2kT_e}{M}} = e n_0 \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \exp\left(-\frac{e(\varphi_p - \varphi_1)}{kT_e}\right)$$

и отличается от  $\varphi_p$  на  $3.55 \cdot kT_e/e$  электронвольт. При моделировании использовалось до 1000 больших частиц. Предполагалось, что в плоскости старта внутри плазмы плотность заряда ионов постоянна и все частицы имеют одинаковые продольные скорости. Моменты вращения и начальные радиальные компоненты скорости частиц задавались по способу “хаотический старт”. Температура электронов в расчетах варьировалась от 0.1 до 5 эВ, начальная продольная энергия протонов изменялась от 2 до 100 эВ, а начальная поперечная энергия от 0.05 до 0.2 эВ.

На рис. 1 показаны траектории ионов при ускоряющем напряжении  $U = \varphi_1 - \varphi_2$  равном 125 кВ, а на **рис. 2а** и **2б** приведены диаграммы эмиттанса в плоскостях  $r, r'$  и  $x, x'$  соответственно\*. При этом температура электронов составляла  $T_e = 2$  эВ, а начальная продольная и поперечная энергия ионов 20 эВ и 0.1 эВ соответственно. Как видно из рис. 1, имеет место перефокусировка пучка и значительная его часть (около 16%) высаживается на фланце. Потери пучка уменьшаются примерно в два раза, если при том же  $U$  увеличить плотность плазмы на 10% или при сохранении плотности уменьшить ускоряющее напряжение до 110 кВ. S-образный хвост на рис. 2а образован частицами, вылетающими с поверхности эмиссии вблизи плазменного электрода. Расчеты показывают, что изменение формы вытягивающего электрода и величины ускоряющего напряжения от 110 до 130 кВ мало влияет на диаграммы эмиттанса и величину нормализованного среднеквадратичного эмиттанса  $E_{4\text{ср.кв}}$  для 90% интенсивности пучка. Изменение температуры электронов и начальной продольной и поперечной ионной температуры (в указанных выше пределах) также не очень сильно влияет на огибающую пучка и диаграммы эмиттанса.

Чтобы оценить разработанную двумерную компьютерную программу, следует сравнить результаты расчета с экспериментальными данными. В распоряжении имеются лишь экспериментальные параметры пучка для величины тока на выходе ионной пушки  $I = 150$  мА (данные из файла X16 от 3.01.91). Для 90% интенсивности пучка экспериментальная величина эмиттанса  $E_{4\text{ср.кв}} = 5.6 \cdot 10^{-5}$  см·рад, удвоенный среднеквадратичный радиус равен 3 мм, а удвоенная среднеквадратичная величина наклона эффективного эллипса, охватывающего 90% частиц, составляет 50 мрад. При этом, однако, неизвестна плотность плазмы и остается открытым вопрос о величине тока, извлекаемого из плазмы, и возможных потерях пучка на электродах. Поэтому сравнение этих данных с результатами расчетов не вполне корректно. Тем не менее, следует отметить, что экспериментальные результаты не очень значительно расходятся с расчетными (рис. 2б) для ядра пучка, содержащего 90% частиц ( $E_{4\text{ср.кв}} = 5.45 \cdot 10^{-5}$  см·рад,  $2x_{\text{ср.кв.}} = 3.2$  мм,  $2x'_{\text{ср.кв.}} = 80$  мрад). Расчетная величина эмиттанс-нормализованной яркости  $V_{\text{Еп}} = I / E_{4\text{ср.кв.}}^2$  для основной части пучка (90%) составляет  $6.1 \cdot 10^{10}$  мА/(см·рад)<sup>2</sup>. Заметим, что при увеличении плотности плазмы в 2.2 раза яркость пучка на уровне 90% интенсивности возрастет на 2 порядка, однако при этом значительная часть (до 80%) пучка, извлекаемого из плазмы, теряется на электродах (диаграмма эмиттанса на выходе ИОС близка к прямой линии). С целью тестирования были проведены расчеты ионной оптики с помощью приведенной здесь программы и пакета КОBRA (вычисления с помощью пакета КОBRA выполнены в ИТЭФ). Сравнение полученных результатов показало совпадение огибающих пучка и фазовых портретов на выходе из пушки.

Существенного улучшения ионно-оптических характеристик пучка удастся достичь для четырехэлектродной ИОС-4 с двухкаскадным ускорением ионов при том же ускоряющем напряжении (см. **рис. 3** и **рис. 4а, 4б**). На рис. 4б показан эффективный эллипс для 90% интенсивности пучка. Уменьшение аббераций и  $E_{4\text{ср.кв}}$  связано, по-видимому, с корректировкой плазменной границы за счет введения дополнительного ускоряющего электрода. Расчеты для ИОС-4 проводились при тех же значениях электронной и ионной температур, что и для ИОС-3.

Нелинейные искажения эмиттанса можно свести к минимуму для четырехэлектродной ИОС, изменяя форму эмиссионного отверстия (см. **рис. 5** и **рис. 6а**). В этом случае траектории частиц пучка близки к ламинарным, а незначительные искажения эмиттанса обусловлены ионами, вытягиваемыми из плазмы вблизи кромки плазменного электрода. Для ИОС-4м

---

\* Процедура построения эмиттанса в плоскости  $x, x'$  для больших частиц, представляющих собой равномерно заряженные кольца с моментами вращения, приведена в [6].

с усложненным контуром эмиссионного отверстия величина нормализованного среднеквадратичного эмиттанса  $E_{4\text{cp.кв}}$  для 90% интенсивности пучка в три раза меньше, чем для ИОС-4 с обычной пирсовской геометрией эмиссионного электрода. Величина эмиттанса-нормализованной яркости  $B_{\text{En}}$  при этом увеличится в 9 раз.

В заключение отметим, что изменение напряжений на первом и втором ускоряющих промежутках для четырехэлектродной ИОС позволяет в отличие от трехэлектродной ИОС управлять параметрами пучка на выходе ионной пушки (радиусом и наклоном огибающей) без потери интенсивности пучка.

### Список литературы

- [1] Физика и технология извлечения ионов./ Под ред. Я.Брауна. – М.: Мир, 1998, с. 496.
- [2] J.H.Whealton et al. Computer modelling of negative ion beam formation. // J. Appl. Phys. **64**, № 11, p. 6210-6226 (1988).
- [3] J.Pamela. A model for negative ion extraction and comparison of negative ion optics calculations to experimental results. // Rev. Sci. Instrum. **62**, № 5, p. 1163-1172 (1991).
- [4] М.Ф.Тиунов, Б.М.Фомель, В.П.Яковлев. SAM – интерактивная программа для расчета электронных пушек на мини-ЭВМ. – Препринт ИЯФ СО АН СССР, 87-35, Новосибирск, 1987, с. 64.
- [5] Б.А.Фролов. Расчет параметров аксиально-симметричных электростатических линз в согласующем канале линейного ускорителя. – Труды XIV Совещания по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 1994, т. 3, с. 124-129.
- [6] Б.А.Фролов. О согласовании фазового портрета пучка из ионной пушки с линейным ускорителем с помощью аксиально-симметричных электростатических линз численными методами. – Препринт ИФВЭ 94-105, Протвино, 1994, с. 31.
- [7] Я.Т.Форрестер. Интенсивные ионные пучки. – М.: Мир, 1991, с. 358.

*Рукопись поступила 16 ноября 2004 г*

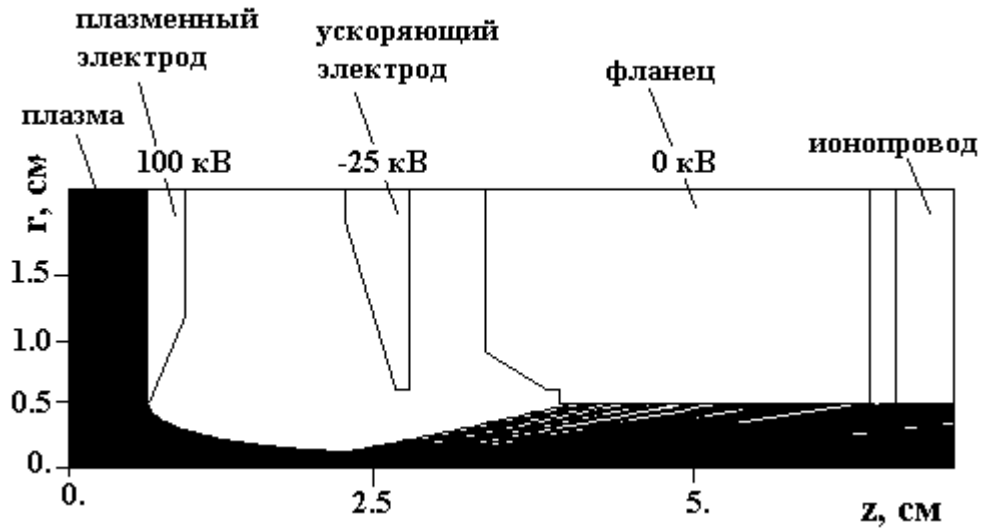


Рис. 1. Геометрия трехэлектродной ИОС и траектории ионов.  $T_e = 2$  эВ, плотность тока в плоскости вытягивания  $J = 255$  мА/см<sup>2</sup>, ток на выходе  $I = 182$  мА.

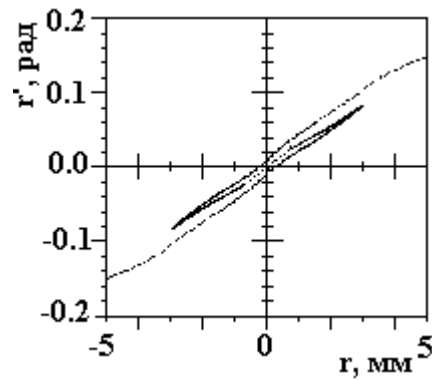


Рис. 2а. Эмиттанс пучка в плоскости  $r, r'$  для ИОС-3.

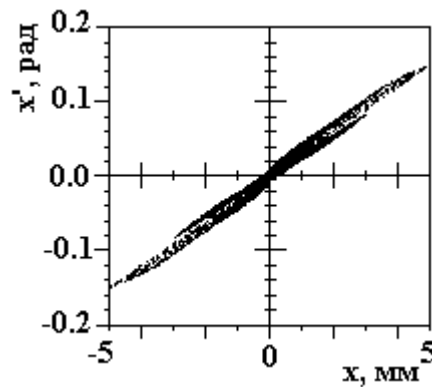


Рис. 2б. Эмиттанс пучка в плоскости  $x, x'$  для ИОС-3.  $E_{4\text{кр.кв}} = 5.45 \cdot 10^{-5}$  см·рад для 90% интенсивности пучка.



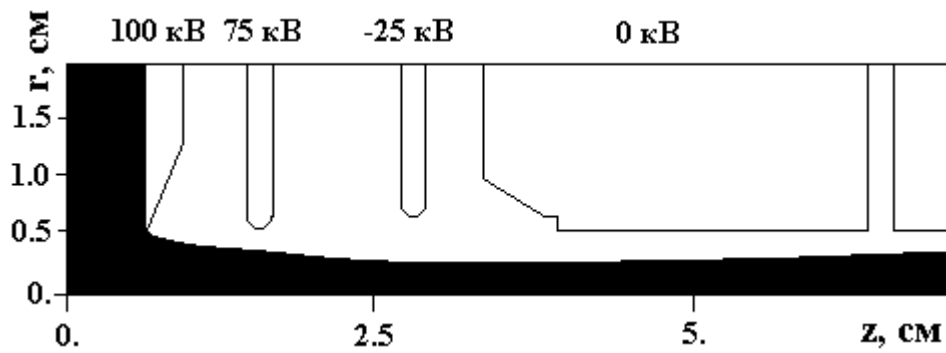


Рис. 3. Геометрия четырехэлектродной ИОС и траектории ионов.  $T_e = 2$  эВ, плотность тока в плоскости вытягивания  $J = 238$   $\text{mA}/\text{cm}^2$ , ток на выходе  $I = 186$   $\text{mA}$ .

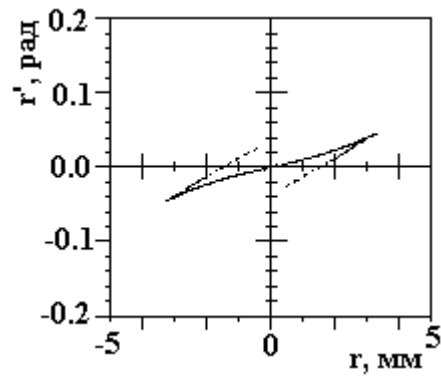


Рис. 4а. Эмиттанс пучка в плоскости  $r, r'$  для ИОС-4.

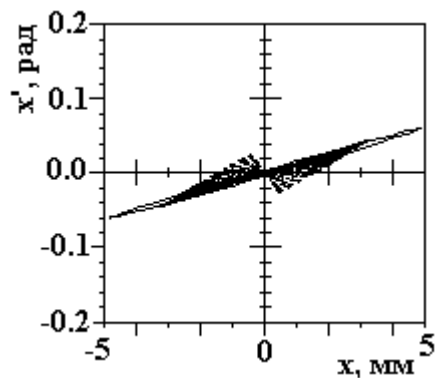


Рис. 4б. Эмиттанс пучка в плоскости  $x, x'$  для ИОС-4.  $E_{4\text{ср.кв}} = 3.0 \cdot 10^{-5}$   $\text{cm} \cdot \text{рад}$  для 90% интенсивности пучка.

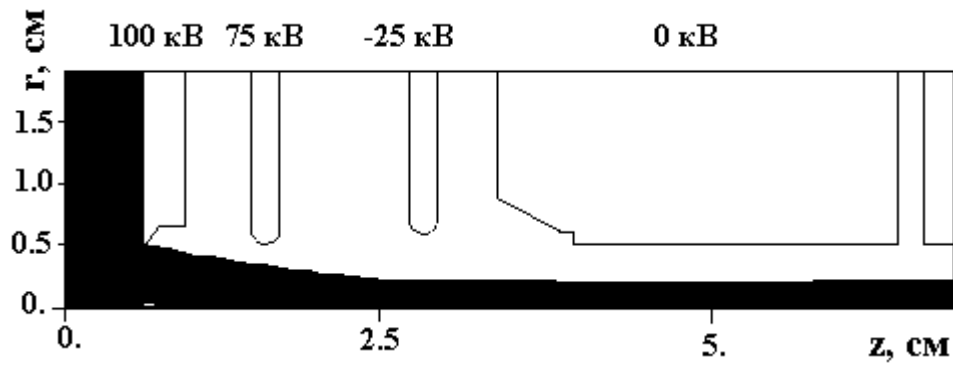


Рис. 5. Четырехэлектродная ИОС с измененной геометрией плазменного электрода и траектории ионов.  
 $T_e = 2$  эВ, плотность тока в плоскости вытягивания  $J = 238$  мА/см<sup>2</sup>, ток на выходе  $I = 185$  мА.

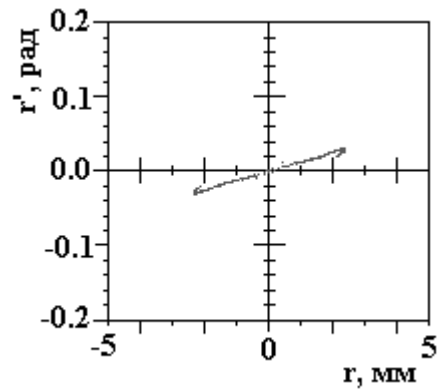


Рис. 6а. Эмиттанс пучка в плоскости  $r, r'$  для ИОС-4м.

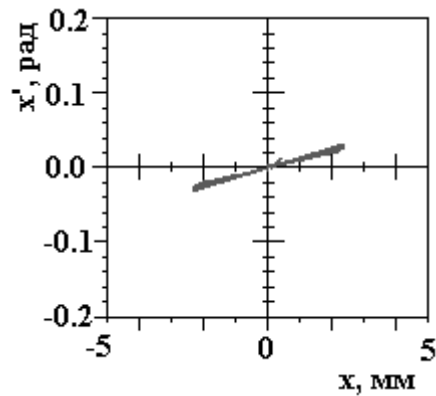


Рис. 6б. Эмиттанс пучка в плоскости  $x, x'$  для ИОС-4м.  $E_{4\text{ср.кв}} = 1.0 \cdot 10^{-5}$  см·рад для 90% интенсивности пучка.

Б.А. Фролов

Моделирование оптики вытягивания положительных ионов для системы  
с плазменным эмиттером.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы Word.

Редактор Л.Ф. Васильева.

---

Подписано к печати 16.11.2004.      Формат 60 × 84/8.      Офсетная печать.

Печ.л. 1. Уч.- изд.л. 0,8.      Тираж 130.      Заказ 333.      Индекс 3649.

---

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий,  
142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

---

ПРЕПРИНТ 2004-43, ИФВЭ, 2004

---