

УДК 537.534.3

Моделирование ионно-зондовых систем ионно-лучевых установок с жидкометаллическим и плазменным источниками ионов малых размеров

Б. Н. Васичев

Московский институт электроники и математики (Технический университет), Москва, Россия

*Ю. В. Куликов, О. Д. Потапкин,
В. Д. Смольянинов, Г. И. Фатьянова*
ФГУДП "НИИЭИО" ГУП «НПО "Орион"», Москва, Россия

Дано сообщение об анализе траекторий ионов из ионного источника малого диаметра в системах электростатической фокусировки.

Ионно-лучевые установки с тонко сфокусированным пучком (зондом) могут использоваться в ряде технологических операций, в том числе для сверления отверстий или осаждения металла из газовой фазы при формировании контактных столбиков.

Размеры источников ионов и ток эмиссии, а также энергия ионов и их разброс по энергиям существенно влияют на ионно-оптические характеристики ионно-оптической системы. Для формирования ионных пучков требуемого сечения необходимо использовать ионно-оптическую систему (ИОС) с источником ионов малого размера. В целом ИОС состоит из источника ионов, иммерсионной линзы одной или двух одиночных линз, отклоняющей системы и стигматора. В данной работе исследовались два типа источников ионов — автоионный (жидкометаллический) и ионно-плазменный с малым выходным отверстием.

Автоионный источник, помимо высокой яркости (порядка 10^6 А/см²ср), имеет размер мнимого ионного источника в сотни раз меньше, чем источник ионов, например дуоплазматрона. Радиус острия вольфрамовой иглы обычно

выбирается размером 3—5 мкм. Однако пороговое напряжение эмиссии ионов зависит от радиуса острия и толщины слоя жидкого галлия (Ga) на нем. Напряжение эмиссии ионов может меняться в пределах 2—10 кВ. Время жизни такого источника ионов не более 3—5 ч. Флуктуации тока автоионного источника достаточно велики и составляют 7—15 %.

Ионно-плазменный источник имеет бóльшие размеры, чем автоионный (острийный), однако привлекают его надежность, неограниченная продолжительность времени жизни, а также возможность использовать практически любые ионы, а не только ионы галлия. Плазменный источник ионов повышенного давления обладает высокой эмиссионной способностью, однако форма и положение вдоль оси z эмитирующей поверхности плазмы зависит от положения нулевого потенциала эквипотенциали напряженности электрического поля и объемного заряда. Поэтому методом численного моделирования были определены основные ионно-оптические характеристики ИОС и условия, при которых возможно получить минимальное изображение источника ионов.

Исследовали ИОС с электростатическими линзами, имеющими различную конфигурацию электродов. Варьировали как величину источника ионов, так и конструктивные элементы ИОС.

Проведенное исследование показало, что для получения малого диаметра ионного зонда и максимально возможной плотности тока в нем необходимо, как и в электронно-оптической системе, не только учитывать рабочее расстояние объектива до мишени, конфигурацию и размеры элементов объектива, величину энергии ионов на выходе системы, но и конфигурацию и размеры электродов иммерсионной линзы, располагаемой вблизи источника. От всех этих факторов зависят увеличение системы и хроматическая аберрация формирующей линзы и отклоняющей системы.

В силу значительной неоднородности внешнего электрического поля по поверхности эмиттера плотность эмиссии по его поверхности также неоднородна. Поэтому для моделирования распределения траекторий ионов в пучке применен метод локализации эмиссии плазменного источника ионов на его внешней границе. Принято, что основная эмиссия сосредоточена в малой области, поэтому в расчет принимается не вся ее область, а только часть. Этот поток ограничен некоторой площадкой с так называемым эффективным радиусом эмиссии. Для точного расчета параметров ионного пучка в окрестности источника надо точно знать его форму, тогда можно определить напряженность внешнего электрического поля в каждой его точке. По напряженности можно найти плотность эмиссии, угловой и энергетический разбросы и вычислить траектории с учетом внешнего поля и взаимодействия ионов в пучке. Поставленная задача представляется весьма сложной, поэтому был введен ряд упрощающих предположений, которые сводятся к следующему.

Источник ионов рассматривается как полусфера с некоторым радиусом кривизны, а для каждой точки источника вводится некоторая интегральная функция излучения. Угловое распределение аппроксимировано косинусом в степени n . Заметим, что размеры пучка на мишени зависят не только от характеристик ионного источника, но и от аберраций ионно-оптической системы, увеличения, общего ускоряющего напряжения и размеров апертурной диафрагмы.

Методы моделирования систем, аналогичных проектируемой ионно-зондовой установке, получили широкое распространение. Они неоднократно опробованы и протестированы на контрольных задачах.

Как уже отмечалось, исследуемая ионно-оптическая система установки состоит из ионного источника, фокусирующей линзы, отклоняющей системы. Расчет перечисленных устройств состоит прежде всего в определении ионных траекторий на всем протяжении от источника до мишени. Эта задача решается традиционно с привлечением теории aberrаций. Развитый в настоящее время аппарат теории aberrаций касается, главным образом, электростатических ионно-оптических систем. В случае электростатических систем из дифференциального уравнения траекторий можно исключить отношение заряда к массе, и тогда выражения для траекторий и aberrаций становятся пригодными для расчета систем, фокусирующих различные ионы.

В случае применения теории aberrаций до третьего порядка включительно декартовы координаты траекторий заряженных частиц представляются в виде aberrационных разложений по степеням выбранной системы малых параметров не выше третьей. Коэффициенты этого разложения — суть коэффициенты геометрических, хроматических и временных aberrаций.

Геометрические aberrации отражают зависимость координат траекторий от координат точки эмиссии и углов эмиссии, хроматические aberrации — зависимость траекторий от начального разброса энергий ионов, а временные aberrации — разброс времени пролета частиц от эмиттера до мишени.

По теории aberrаций имеется достаточно обширная литература, однако в ней не учтена специфика эмиссионных систем, к которым относится ионный эмиттер. Эта специфика заключается в том, что заряженные частицы эмитируются непосредственно в примыкающее к эмиттеру поле ускоряющей или фокусирующей системы с малыми начальными скоростями и большой апертурой (до 90°). В опубликованных ранее работах в качестве малых параметров aberrационного разложения принимаются угол между направлением начальной скорости и расстояние точки эмиссии от оси системы. Поэтому пользоваться для вычислений полученными в них формулами для коэффициентов aberrаций неправомерно. В качестве системы малых параметров в настоящей работе принимаются составляющие начальной скорости частицы и расстояние точки эмиссии от оси. В выражении, которое является решением параксиального уравнения,

$$r'' + r' \Phi' / 2\Phi + r \Phi'' / 4\Phi = 0, \quad (1)$$

где $\Phi = \Phi(z)$ — осевое распределение электростатического потенциала. Штрихи означают дифференцирование по z . Осевое распределение электростатического поля и его производных в используемом пакете прикладных программ вычисляется методом интегральных уравнений первого рода со сплайновой аппроксимацией поверхностной плотности заряда. Впервые аналогичная программная реализация этого метода применялась к задачам электронной оптики изображающих систем В. Я. Ивановым. Метод интегральных уравнений имеет ряд существенных преимуществ перед другими численными методами. Он позволяет с высокой точностью рассчитывать поля систем с весьма сложной геометрией, количество поверхностей электродов и значения потенциалов на них практически не ограничивается, отсутствует также проблема замыкания границ, свойственная, например, методу сеток, и т. д. Выражения для коэффициентов aberrаций обычно имеют вид определенных интегралов от характеристик поля (потенциала и его четырех производных на оси) и параксиальных траекторий.

Коэффициенты aberrаций легко могут быть получены, например, с помощью метода τ -вариаций. В этом случае коэффициенты aberrаций удовлетворяют совокупности обыкновенных дифференциальных уравнений второго

порядка, правые части которых являются функциями потенциала и его четырех производных на оси. Решение этих уравнений было реализовано с помощью пакета прикладных программ Elim-E. Дифференциальные уравнения для коэффициентов aberrаций имеют достаточно громоздкий вид и в данной работе не приводятся.

Представление траекторий ионов в виде степенных рядов по выбранной системе малых параметров представляется чрезвычайно удобным при вычислении интегральных характеристик пучков заряженных частиц (функции рассеяния, частотно-контрастные характеристики, разрешающая способность и т. д.) так называемым методом "насыпки". Сочетание абберационного представления с методом "насыпки" позволяет достаточно точно рассчитать траектории на персональном компьютере типа Pentium 100 и на этой основе вычислить эти характеристики при любом энергетическом и угловом распределении заряженных частиц в плоскости эмиссии, в произвольной плоскости установки как в центре, так и по полю изображения, в произвольных электромагнитных полях с учетом микролинзового действия мелкоструктурных сеток, диафрагм и прочих функциональных элементов ионно-оптических систем.

Принципиальная ионно-оптическая схема установки представлена на рис. 1.

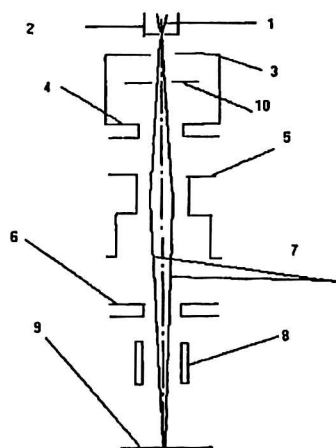


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой ионно-оптической системы:

- 1 — эмиттер; 2 — управляющий электрод;
- 3 — электрод, вытягивающий ионы;
- 4 — входной электрод фокусирующей линзы;
- 5 — фокусирующий электрод; 6 — выходной электрод;
- 7 — ионные траектории;
- 8 — отклоняющая система; 9 — мишень;
- 10 — апертурная диафрагма

Рассматриваемая ионно-оптическая система содержит разномасштабные элементы и состоит из большого числа электродов. Поэтому целесообразно использовать принцип декомпозиции. Для этого вся ионно-оптическая система разбивается на две области. Разделяющая эти области граница представлена в виде вспомогательной проводящей плоскости, расположенной между электродом, вытягивающим ионы, и первым электродом фокусирующей линзы на расстоянии 4 мм от эмиттера ионов. Потенциал вспомогательной плоскости полагается равным потенциалу анода. Эмитирующая область ионного источника представлялась в виде малой сферической площадки с эффективным радиусом эмиссии около 5 мкм.

Вычислялись распределение поля и его четырех производных вдоль оси симметрии, два независимых решения параксиального уравнения и коэффициенты aberrаций. Вычислялись также траектории пучка ионов, эмитируемых из различных зон эмиттера плазменно-пучкового типа с различными начальными энергиями и углами. Так как истинная индикатриса излучения ионного источника неизвестна, то для определенности предполагалось, что

все ионы вылетают по нормали к поверхности эмиттера. Так как распределение начальных энергий также неизвестно, то предполагалось, что оно равномерно распределено в интервале 0—14 эВ. Распределение плотности ионной эмиссии по поверхности ионного источника также неизвестно и оно предполагалось равномерным в пределах площадки с радиусом 3 мкм. Потенциал анода полагался равным 5 кВ.

Координаты ионных траекторий, эмитируемых источником, задавались с практически постоянным шагом и из каждой точки эмитировались по два иона, один с нулевой начальной энергией, другой — с начальной энергией 14 эВ. В качестве фокусирующей системы была исследована асимметричная иммерсионная трехэлектродная электростатическая линза.

На рис. 2 представлена область, примыкающая к ионному эмиттеру. Результаты расчета траекторий в области представлены на рис. 3 для точечного источника. Как видно из рис. 3, разброс начальных энергий практически не влияет на характер траекторий ионов точечного источника ионов. На рис. 4 представлено распределение потенциала вблизи поверхности ионно-плазменного катода большой протяженности по сравнению с точечным источником, а на рис. 5 — траектории непараксиальных электронов, выходящих из этого ионного источника. Начальная энергия эмиссии ионов составляет $0,005U$ при тангенсе угла выхода ионов (эмиссии) $0,25$. В процессе численных исследований варьировались основные геометрические размеры линз в целях выявления оптимального варианта.

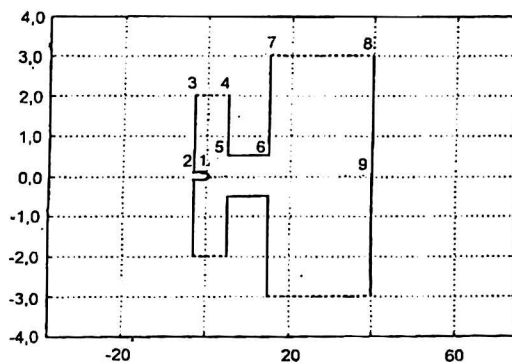


Рис. 2. Схематическое представление расчетной области, примыкающей к эмиттеру. Цифры — номера отрезков, составляющих расчетную область

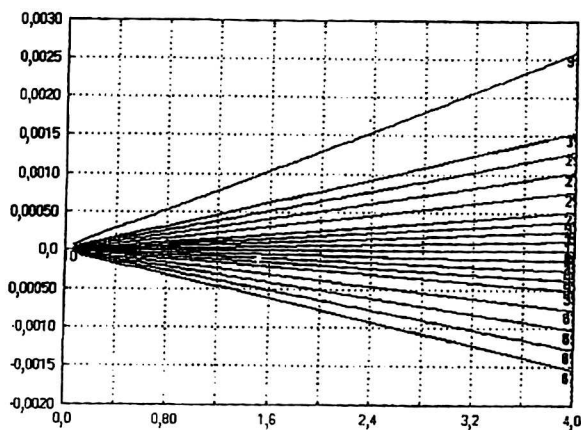


Рис. 3. Ход ионных траекторий в области, примыкающей к эмиттеру, для точечного источника

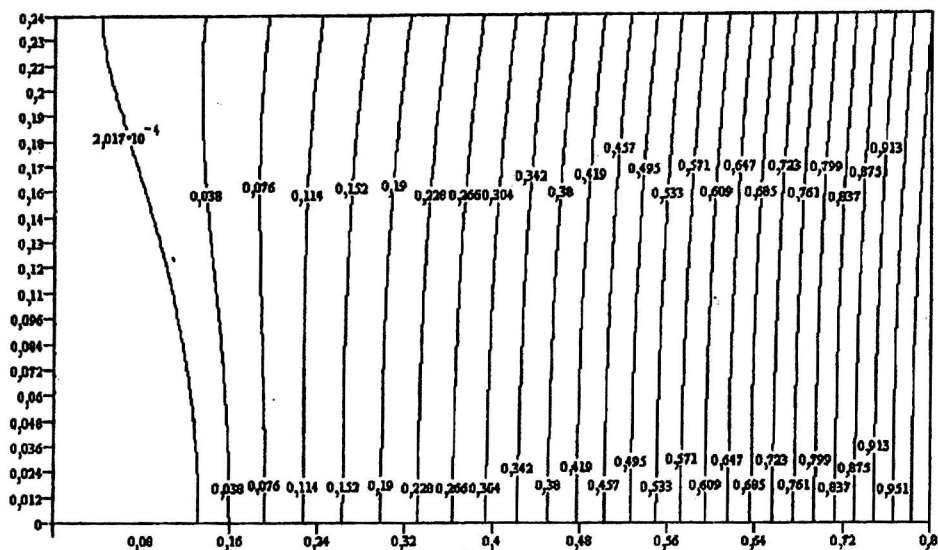


Рис. 4. Распределение потенциала вблизи поверхности ионно-плазменного катода большой протяженности

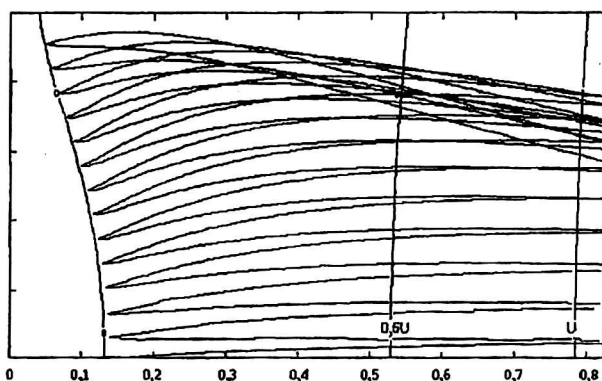


Рис. 5. Траектории непараксиальных электронов в ионном источнике.

Начальная энергия эмиссии $0,005U$. Тангенс угла эмиссии $0,25$;

U — значение потенциала на оси на расстоянии трех радиусов источника ($r_0 = 0,1$ мкм)

Подбирался потенциал фокусирующего электрода, обеспечивающий острую фокусировку ионного пучка на мишени в режиме его ускорения. Ионы в линзе испытывали сильное ускорение, что приводило к уменьшению aberrаций. Режим острой фокусировки может быть обеспечен и в режиме замедления ионов, когда на средний электрод подается потенциал, существенно меньше потенциалов на крайних электродах. При этом замедление ионов, как показали компьютерные исследования, приводит к росту aberrаций. Результаты расчета траекторий ионов в режиме ускорения представлены на рис. 6, а—в.

Заметим, что раздвоения траекторий, обусловленное разбросом начальных энергий ионов, не выявляется.

Результаты расчета коэффициентов aberrаций в плоскости Гаусса в режиме ускорения для одной из линз на фокусирующем электроде (потенциал равен 83 000 В) следующие:

$w = -0,426$	$\nu = 0,0021$	$w' = -1,84$	$\nu' = -0,00425$	
$H = 1,81E - 05$	$K = -5,60E - 08$	$P = 1,69E - 04$	$Q = 7,34E - 02$	$B = -3,54E - 03$
$G = -3,12E + 00$	$F = -1,60E + 00$	$D = -1,37E + 03$	$C = -6,89E + 02$	$E = -2,97E + 05$

Как видно из данных, наибольшим коэффициентом является коэффициент дисторсии.

Для сравнения результаты расчета коэффициентов aberrаций в плоскости Гаусса в режиме торможения на фокусирующем электроде (потенциал равен 2500 В) следующие:

$w = -0,301$	$\nu = -8,11e - 14$	$w' = -8,23$	$\nu' = -0,019$	
$H = 1,28E - 05$	$K = 5,42E - 07$	$P = 4,94E - 04$	$Q = 2,12E - 01$	$B = -3,33E - 02$
$G = -2,88E + 01$	$F = -1,45E + 01$	$D = -1,24E + 04$	$C = -6,24E + 03$	$E = -2,68E + 06$

Анализ полученных данных показывает существенный рост (почти на порядок) основных коэффициентов aberrаций в режиме торможения по сравнению с режимом ускорения. Продолжение расчетных траекторий в области фокусирующей линзы в режиме ускорения представлено на рис. 6, а.

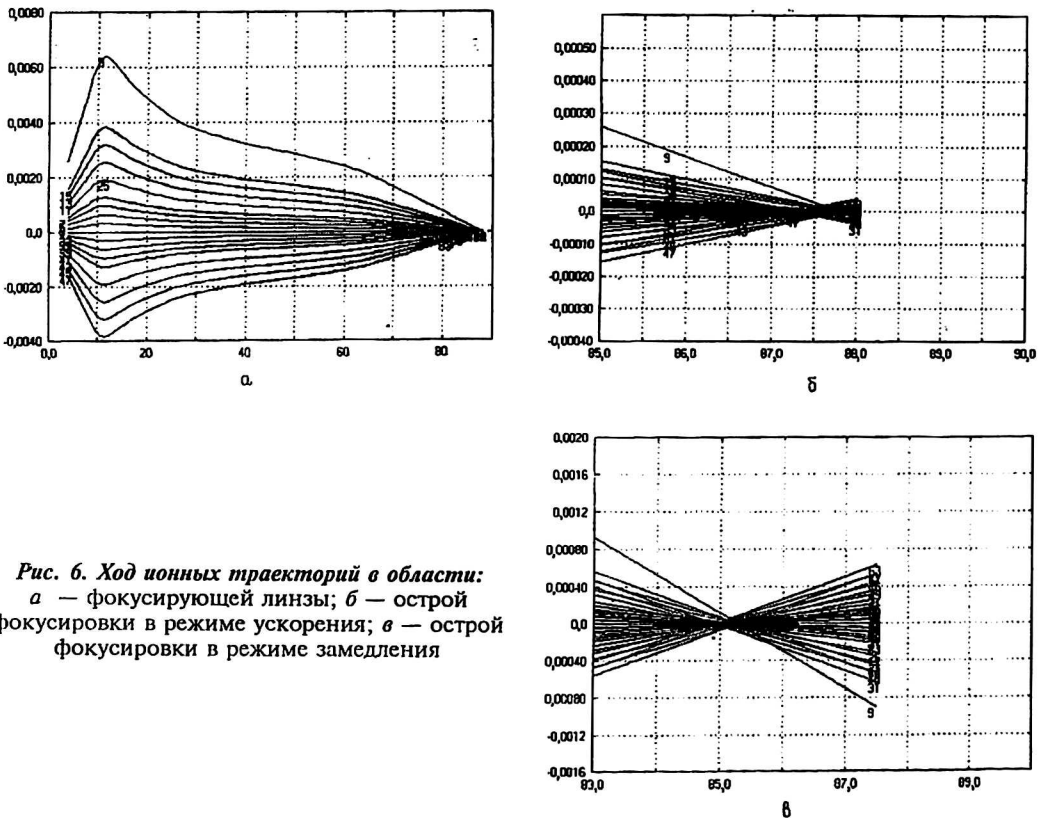


Рис. 6. Ход ионных траекторий в области: а — фокусирующей линзы; б — острой фокусировки в режиме ускорения; в — острой фокусировки в режиме замедления

На рис. 6, б, в в более крупном масштабе представлена область острой фокусировки пучка.

Как видно из рис. 6, б, минимальное сечение пучка в режиме ускорения составляет порядка 0,05 мкм и это сечение может быть доведено до величины в 0,03 мкм за счет небольшого диафрагмирования пучка. Как видно из рис. 6, в в режиме замедления минимальное сечение без диафрагмирования составляет порядка 0,15 мкм, что для получения зонда в 0,03 мкм потребует существенного диафрагмирования пучка.

Таким образом, рассчитанная ионно-оптическая система позволяет с использованием диафрагмирования пучка удовлетворить расчетное значение

плотности тока порядка $0,005 \text{ А/мм}^2$ при диаметре зонда на мишени до $0,03 \text{ мкм}$.

С ростом рабочего отрезка линзы $l_{\text{раб}}$ диаметр пучка увеличивается, а плотность частиц уменьшается как для одиночных, так и для иммерсионных линз. Кроме того, для тех и других линз при $l_{\text{раб}} < 5d$ плотность тока в пучке больше у линз, работающих в режиме ускорения, чем в режиме торможения. Для $l_{\text{раб}} > 5d$ зависимость имеет обратный характер. Сказанное иллюстрирует рис. 7. На нем представлена зависимость плотности тока j , диаметра пучка $d_{\text{п}}$ от рабочего отрезка фокусирующей линзы $l_{\text{раб}}$. Используются следующие обозначения: для данных, полученных в режиме ускорения, — прямая 1 и для данных, полученных в режиме замедления, — прямая 2. Графики построены для случая $l_{\text{раб}} = 20 \text{ мм}$, $d = 10 \text{ мм}$, $U = 20 \text{ кВ}$, $\alpha = 0,003 \text{ рад}$. Из этих данных следует, что при работе в режиме ускорения для фокусировки требуются высокие значения потенциалов на среднем электроде, превышающем потенциал ускорения. Это приводит к необходимости увеличивать межэлектродные промежутки и, следовательно, размеры линз. Поэтому было исследовано влияние размеров линз, фокусирующих ионные пучки на ее оптические свойства.

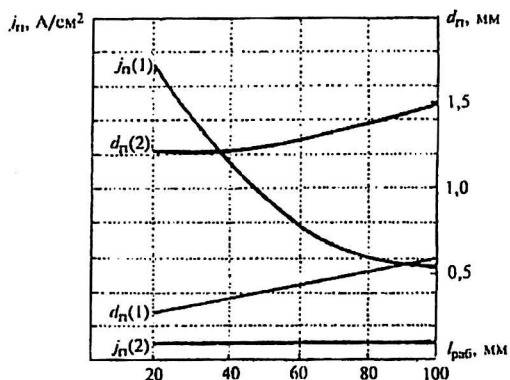


Рис. 7. Зависимость $j_{\text{п}}$, $d_{\text{п}}$ от $l_{\text{раб}}$ при работе линзы в режиме ускорения (1) и в режиме торможения ионов (2)

В режиме торможения частиц плотность потока в пучке больше у иммерсионных линз с меньшими размерами. В режиме же ускорения j больше для линз, имеющих большие размеры. Это позволяет подавать более высокие потенциалы на средний электрод, не опасаясь электрического пробоя.

На рис. 8 представлены зависимости j , $d_{\text{п}}$ от величины диаметра среднего электрода d линзы. При этом предполагалось, что все размеры линзы тоже изменены пропорционально d . Зависимости построены для линзы, обеспечивающей фокусировку виртуального источника тока, отстоящего от входного электрода линзы на 10 мм , на мишень, удаленную от нижнего электрода формирующей линзы на расстояние 45 мм . Общая энергия ионов соответствует 20 кВ .

Было исследовано влияние апертурного угла пучка ионов α на плотность потока ионов j и диаметр пучка d . Результаты моделирования показали, что диаметр пучка с ростом апертурного угла увеличивается сначала линейно, а затем пропорционально второй и даже третьей степени апертурного угла. На зависимости плотности потока ионов наблюдается максимум при некотором значении угла α . Это объясняется тем, что по мере увеличения α диаметр пучка определяется сначала величиной гауссова изображения источника ионов, а затем начинает превалировать хроматическая аберрация, пропорциональная первой степени α и, наконец, при значительных величинах угла α основной вклад в размеры пучка начинает вносить сферическая аберрация, которая возрастает пропорционально третьей степени α .

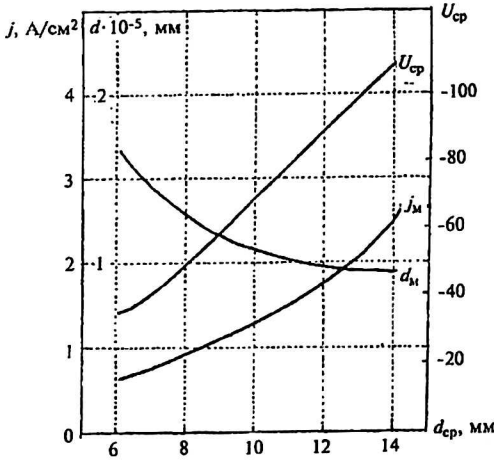


Рис. 8. Зависимость j , d_p от $d_{линзы}$

На рис. 9 представлена зависимость j , d_p от α для иммерсионной линзы с $d = 10$ мм, $U = 20$, $l_{вх} = 10$ мм. Семейства зависимостей, представленные на рис. 9, приведены для трех значений рабочего отрезка — 50, 70 и 100 мм и обозначены индексами (1), (2) и (3), соответственно. Это свидетельствует, что существует оптимальная апертура угла α , обеспечивающая максимальную плотность потока ионов в пучке. Это также справедливо для любых линз, работающих в различных режимах.

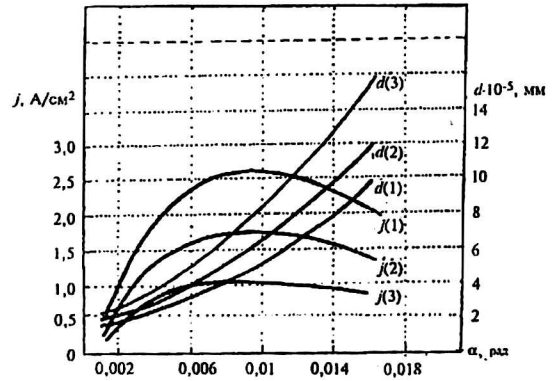


Рис. 9. Зависимость плотности тока j и диаметра пучка d от апертурного угла α

Исследовалось влияние смещения положения среднего электрода одиночной линзы относительно крайних. Установлено, что для случая торможения ионов лучшие результаты по плотности потока ионов получаются, если средний электрод смещен навстречу налетающим ионам. Для случая ускорения лучшие результаты получены при смещении среднего электрода по ходу движения ионов.

Исследовалось влияние величины общей энергии ионов на величины j и d_p . Зависимость ионно-оптических и эксплуатационных характеристик системы от ускоряющего напряжения имеет неоднозначный и сложный характер. Все зависит от конкретной конструкции и компоновки ИОС. Было проведено сравнение ионно-оптических и эксплуатационных характеристик двух иммерсионных линз, которые могут быть использованы в качестве формирующих линз.

На рис. 10 представлена зависимость j , d_p от $l_{раб}$ для двух иммерсионных линз, работающих в режиме ускорения и отличающихся соотношением основных размеров. Графики построены для значений $l_{вх} = 13$ мм, $U = 20$ кВ, $d = 10$ мм обеих линз.

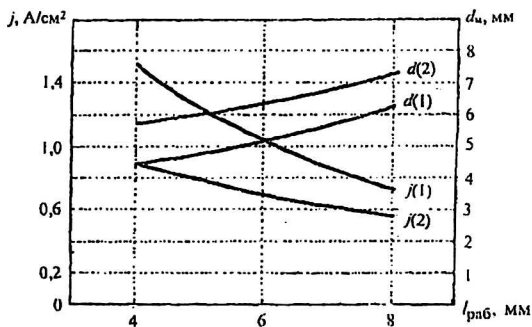


Рис. 10. Зависимость j , d_n от $l_{рлб}$

Проведены численное исследование и сравнение большого количества линз. Выполненное численное исследование показало, что для конструирования ионно-лучевой зондовой установки с небольшим диаметром пучка ионов и максимально возможной плотностью потока ионов в нем необходимо учитывать: рабочее расстояние фокусирующей линзы; расстояние от источника ионов до входного электрода линзы; конфигурацию и размеры электродов; потенциалы на электродах фокусирующей линзы; величину энергии ионов. От всех этих факторов зависят увеличение системы фокусировки и хроматическая aberrация фокусирующей линзы.

Л и т е р а т у р а

1. Дер-Шварц Г. В., Макарова И. С. Осесимметричные одиночные линзы с малой сферической aberrацией третьего порядка//Радиотехника и электроника. 1969. Т. XIV. № 2. С. 378—380.
2. Дер-Шварц Г. В., Макарова И. С. Полевая aberrация электростатических одиночных осесимметричных линз// Там же. 1971. Т. XIV. № 12. С. 2289—2294.
3. Бабич И. Н., Иванов А. Н., Титов А. А. Методы расчета электронно-оптических систем. — г. Новосибирск: ВЦ СОАН СССР, 1982. — 98 с.
4. Orloff J., Swanson L. V. An asymmetric electrostatic lens for field emission microprob application// J. Appl. Phys. 1979. V. 50. № 4. P. 2494—2501.
5. Seeliger R. L. et. al. A high-intensity scanning ion probe with submicrometr spot size//Appl. Phys. Lett. 1979. V. 34. P. 310—312.

The simulation of the ion-sonde systems of the ion-beam installations with the pool and plasma ion radiants of small sizes

B. N. Vasichev

Moscow Institute for Electronics and Mathematics (Technical University), Moscow, Russia

Yu. V. Kulikov, O. D. Potapkin, V. D. Smolyaninov, G. I. Fatyanova
The Research Institute for Electron and Ion Optics, Moscow, Russia

It is communicated about the analysis of trajectories of ions from an ionic radiant of small diameter in systems with electrostatic focusing.