

Формирование высокоинтенсивных пучков ионов алюминия низкой энергии

© А.И. Рябчиков, А.Э. Шевелев,[¶] П.С. Ананьин, Д.О. Сивин

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
634050 Томск, Россия

[¶] e-mail: shevelevae@tpu.ru

(Поступило в Редакцию 20 октября 2017 г.)

Представлены экспериментальные результаты комбинированного формирования высокоинтенсивных импульсно-периодических пучков ионов алюминия низкой энергии. В качестве генератора металлической плазмы использовался непрерывный вакуумно-дуговой разряд. Формирование ионных пучков алюминия с плотностью тока до 0.47 A/cm^2 , осуществлялось плазменно-иммерсионной экстракцией ионов с их последующей баллистической фокусировкой в пространстве дрейфа потенциальных электродов. Исследованы закономерности формирования пучков ионов высокой интенсивности при частоте следования импульсов $10^5 \text{ pulse per second}$ в зависимости от амплитуды напряжения смещения в диапазоне от 1.2 до 3 kV, длительности импульса от 2 до $8 \mu\text{s}$ и давления остаточного газа. Показано, что эффективность транспортировки и фокусировка пучка определяются условиями нейтрализации его пространственного заряда. Установлено, что даже в случае полного заполнения пространства дрейфа предварительно инжектируемой плазмой условия нейтрализации пространственного заряда динамически изменяются по мере увеличения его плотности, в условиях баллистической фокусировки. Описаны экспериментальные результаты, обосновывающие формирование виртуального анода в условиях недостаточной инжекции плазмы в пространство дрейфа пучка. Показано, что эффективность транспортировки высокоинтенсивного пучка может быть существенно улучшена при напуске в экспериментальную камеру аргона.

DOI: 10.21883/JTF.2018.10.46503.2523

Введение

Одним из наиболее значимых методов направленного изменения свойств различных материалов является ионная имплантация. Эта технология получила широкое распространение как при проведении фундаментальных исследований, так и в прикладных задачах. Традиционная ионная имплантация заключается в бомбардировке поверхности образца пучками ионов металлов и газов с энергиями в диапазоне от 10 до 100 keV и средними плотностями ионного тока $1\text{--}100 \mu\text{A/cm}^2$ [1,2]. Глубина проникновения легирующей примеси при таких режимах обработки, как правило, не превышает сотен нанометров.

В последние годы активно развивается метод плазменно-иммерсионной имплантации ионов [3–5], при котором ионы извлекаются непосредственно с границы плазмы и ускоряются в высоковольтном слое разделения зарядов. Типичная энергия ионов в таком подходе не превышает единиц-десятков keV, а плотности тока достигают значений в единицы mA/cm^2 . Хорошо зарекомендовала себя сильноточная имплантация ионов газов низкой энергии, позволяющая достичь существенных глубин проникновения примеси за счет диффузионного массопереноса при высоких плотностях ионного тока и повышенных температурах [6–8]. Аналогичный метод глубинного модифицирования приповерхностных слоев материалов с использованием ионов металлов пока не получил должного развития из-за сложностей формирования сильноточных пучков ионов металлов низкой

энергии. Плотная металлическая плазма эффективно генерируется вакуумно-дуговым разрядом. Однако в плазменном потоке вакуумной дуги присутствует значительное количество макрочастиц [9,10]. Макрочастицы (неионизованные частицы катодного материала), попадая на поверхность образца, загрязняют ее, препятствуя имплантации ионов. Для решения этой проблемы разработано большое количество систем фильтрации, однако с ростом эффективности очистки плазменного потока наблюдается существенное снижение плотности плазмы и соответственно плотности ионного тока насыщения из плазмы [11–13].

Недавно в работе [14] были представлены первые экспериментальные данные о возможности формирования высокоинтенсивных пучков ионов титана низкой энергии с плотностями тока, достигающими сотен mA/cm^2 при высокой частоте следования импульсов. Пучки ионов были получены при использовании оригинальной системы формирования ионных потоков, заключающейся в объединении метода плазменно-иммерсионной экстракции ионов и их последующей баллистической фокусировке в эквипотенциальном дрейфовом пространстве потенциального электрода с одновременной очисткой от макрочастиц за счет эффекта „солнечного затмения“. Для модификации свойств материалов значительный интерес представляют пучки ионов алюминия. Алюминиевая плазма вакуумно-дугового разряда содержит очень большое количество макрочастиц с диаметрами, достигающими нескольких сотен микрометров [15]. В этой связи представляет интерес исследование возможности

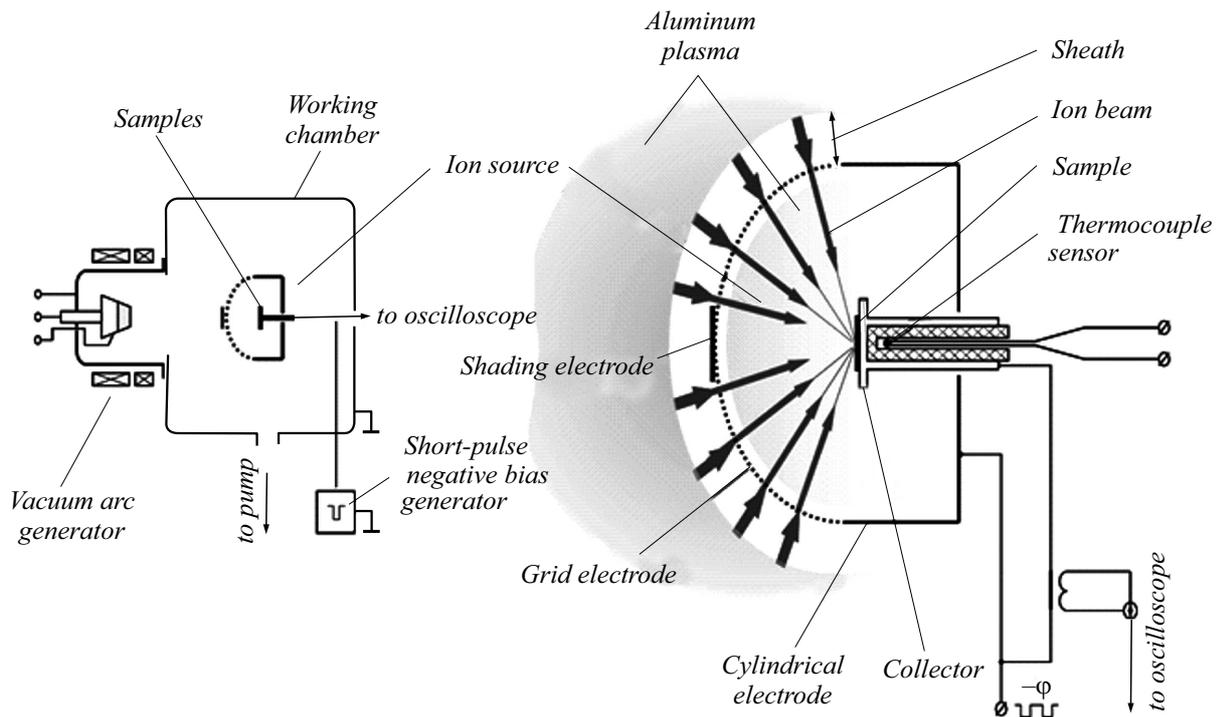


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

и закономерностей формирования высокоинтенсивных пучков ионов алюминия низкой энергии для целей ионно-лучевой и ионно-плазменной обработки материалов.

Настоящая работа посвящена изучению особенностей плазменно-иммерсионного формирования высокоинтенсивных пучков ионов алюминия с плотностями тока до сотен mA/cm^2 в условиях их очистки от микрокапельной фракции вакуумной дуги, а также исследование физических процессов, сопровождающих нейтрализацию их пространственного заряда, баллистическую фокусировку и транспортировку в эквипотенциальном пространстве дрейфа при различных параметрах высокочастотного высоковольтного потенциала смещения и давления остаточного газа.

Экспериментальная установка и методика исследований

Все экспериментальные исследования по формированию высокоинтенсивных, очищенных от макрочастиц, пучков ионов алюминия низкой энергии проводились на экспериментальной установке, схема которой представлена на рис. 1. В качестве источника алюминиевой плазмы использован вакуумно-дуговой генератор с аксиально-симметричным магнитным полем. Вакуумно-дуговой разряд с током 150 А генерировал непрерывный поток плазмы алюминия. Для реализации плазменно-иммерсионного режима извлечения ионного потока из плазмы по оси дугового испарителя на расстоянии

40 см от поверхности катода, установлен сеточный электрод, выполненный в форме поверхности второго порядка. Сеточный электрод с радиусом кривизны 7.5 см из нержавеющей стали с размерами ячейки сетки 1.8×1.8 и прозрачностью 65% погружался в поток металлической плазмы вакуумно-дугового испарителя. Этот сеточный электрод в отличие от традиционной плазменно-иммерсионной имплантации выполняет роль ионного экстрактора, но не облучаемой мишени. Транспортировка пучка от сеточного электрода до мишени и его баллистическая фокусировка осуществлялись в первоначально эквипотенциальном пространстве, ограниченном сеточным электродом и электрически связанным с ним электродом, образующим пространство дрейфа ионного пучка. Электрод может иметь любую форму, но в данных экспериментах был выполнен в форме цилиндра. Измерение ионного тока осуществлялось с использованием коллекторов, изготовленных из вольфрама диаметрами 1.2, 4, 12 см. В зависимости от задачи исследований коллекторы устанавливались либо в геометрическом фокусе системы на расстоянии 7.5 см от сеточного электрода, либо за ним.

Для очистки ионного пучка в области фокусировки от микрокапельной фракции вакуумной дуги использовалась система типа „солнечное затмение“. На оси системы на поверхности сеточного электрода устанавливался затеняющий диск, исключающий прямой пролет макрочастиц от катода дугового испарителя в область баллистической фокусировки ионного пучка на мишень.

В процессе исследований для формирования ионных пучков различной длительности использовался ге-

нератор высокочастотных импульсов отрицательного смещения. Генератор формировал импульсы смещения с фиксированной частотой следования 10^5 pulse per second (p.p.s.), длительностями импульса в диапазоне от 2 до $8 \mu\text{s}$, при амплитудах отрицательных потенциалов смещения до 3 kV . Ток пучка на коллекторе регистрировался с помощью пояса Роговского. Регистрация сигналов осуществлялась с помощью осциллографа LeCroy. С целью получения статистически достоверных результатов осциллограммы ионного тока усреднялись по 200 импульсам. Распределение плотности ионного тока по сечению пучка измерялось с помощью набора коллиматоров, установленных на расстоянии 1 mm от коллектора. В экспериментах по исследованию транспортировки ионных пучков при различных давлениях в качестве рабочего газа использовался аргон.

Формирование высокоинтенсивных пучков ионов алюминия

Для формирования импульсно-периодических пучков ионов алюминия высокой интенсивности использовалась непрерывная плазма вакуумно-дугового разряда. При подаче на сеточный электрод отрицательного потенциала смещения первоначально образуется так называемый матричный слой, из которого уходят плазменные электроны. Начинается процесс ускорения ионов с перераспределением их концентрации по ширине слоя разделения зарядов. Постепенно ширина слоя разделения зарядов увеличивается до стационарного значения, определяемого законом Чайлда–Ленгмюра [16]. Часть ионного потока оседает на элементах сеточного

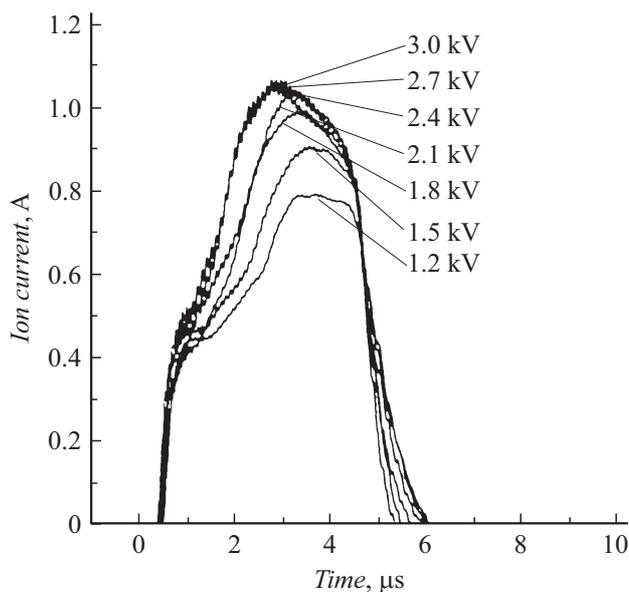


Рис. 2. Зависимость ионного тока на коллектор при различных амплитудах ускоряющего напряжения. Длительность импульса $4 \mu\text{s}$, частота следования 10^5 p.p.s., расстояние от сетки до коллектора 7.5 cm . Диаметр коллектора 12 cm .

электрода. Значительная часть ионов проникает внутрь пространства дрейфа. В этом пространстве в условиях высокого вакуума отсутствуют электроны, необходимые для компенсации пространственного заряда ионного потока, и поэтому невозможно эффективно транспортировать и реализовывать баллистическую фокусировку ионного потока. Для нейтрализации пространственного заряда пучка необходимо предварительно инжектировать плазму в пространство дрейфа. Исходя из этого можно полагать, что не при любой частоте следования и длительностях импульсов смещения возможна эффективная транспортировка и фокусировка пучков до высокой плотности тока.

Исследования показали, что эффективность транспортировки ионного пучка в описанной выше системе существенно зависит от длительности импульса потенциала смещения. На рис. 2 представлены осциллограммы импульсов напряжения и ионного тока алюминия на коллектор диаметром 12 cm , установленный в геометрическом фокусе системы при различных потенциалах смещения и фиксированных длительности импульса $4 \mu\text{s}$ и частоте следования 10^5 p.p.s. Из вида осциллограмм следует несколько ключевых закономерностей, сопровождающих изменения ионного тока с ростом амплитуды импульса ускоряющего напряжения. Во-первых, наблюдается задержка импульса ионного тока относительно импульса смещения. Эта задержка связана с конечным временем формирования слоя разделения заряда и временем пролета ионами пространства дрейфа. Во-вторых, форма импульсов тока позволяет предположить, что в начале импульсов имеет место времяпролетное разделение зарядов. Двухзарядные ионы алюминия приходят на коллектор раньше однозарядных. Согласно данным [17], доля ионного тока двухзарядных ионов составляет 58% , и первая полка импульса тока может быть объяснена именно током двухзарядных ионов. Максимум ионного тока обусловлен интегральным током ионов всех зарядовых состояний. В-третьих, форма и максимальная амплитуда тока ионов существенно зависят от амплитуды потенциала смещения. Так, в диапазоне ускоряющего напряжения от 1.2 до 1.8 kV наблюдается рост максимального значения ионного тока. При дальнейшем увеличении напряжения смещения до 3 kV ионный ток не возрастает. Такое поведение ионного тока может быть связано с влиянием структуры сеточного электрода на формирование ионных пучков.

Проведем оценки соотношения размеров ячейки сетки и ширины слоя разделения зарядов. Максимальная ширина слоя разделения зарядов d определяется из условия ограничения ионного тока пространственным зарядом:

$$d = \sqrt{\frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{Ze}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{U^{\frac{3}{2}}}{j}}, \quad (1)$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная, Z — среднее зарядовое состояние ионов в плазме, m — масса иона, U — амплитуда отрицательного потенциала смещения, j — плотность ионного тока насыщения из плазмы.

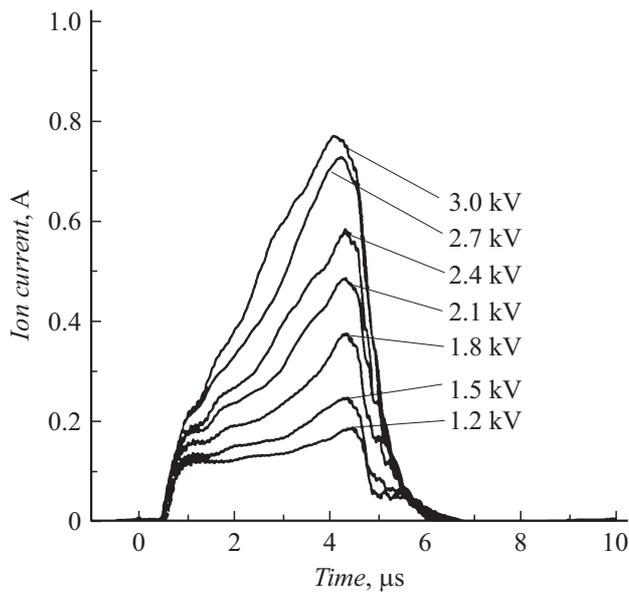


Рис. 3. Зависимость ионного тока на коллектор при различных амплитудах ускоряющего напряжения. Длительность импульса $4 \mu\text{s}$, частота следования 10^5 r.p.s., расстояние от сетки до коллектора 7.5 см. Диаметр коллектора 4 см.

Для алюминиевой плазмы со средним зарядовым состоянием $Z = 1.7$ [17] при плотности ионного тока насыщения из плазмы $j = 50 \text{ A/m}^2$ ширина слоя разделения зарядов будет равна 3.3 , 4.5 и 6.6 mm при амплитудах потенциалов смещения (ϵ_{bias}) -1.2 , -1.8 и -3 kV соответственно.

Таким образом, при $\phi_{\text{bias}} = -1.2$ kV ширина слоя разделения зарядов 3.3 см сравнима с максимальным размером ячейки сетки (~ 2.5 mm). В этих условиях эмиссионная граница плазмы будет искривлена, что должно приводить не только к формированию пучка с увеличенной угловой расходимостью, но и к значительным потерям ионов на сеточном электроде. При потенциале смещения $\phi_{\text{bias}} = -3$ kV эмиссионная граница плазмы значительно отодвигается. Эмиссионная граница становится однородной. Это способствует уменьшению потерь ионов на сеточном электроде и формированию ионного пучка с малой угловой расходимостью.

Четвертая особенность, которую демонстрируют осциллограммы, заключается в том, что имеет место задержка ионного тока относительно окончания импульса напряжения. Задержка ионного тока связана с конечным временем пролета ионов через эквипотенциальное пространство дрейфа.

Исследования выявили существенную зависимость формы и амплитуды ионного тока от размеров коллектора, установленного в фокальной плоскости фокусирующей системы. На рис. 3 представлены осциллограммы ионного тока на коллектор диаметром 4 см в зависимости от амплитуды смещения. Осциллограммы демонстрируют увеличение максимальной амплитуды ионного тока от 0.2 до 0.8 А при изменении ускоряющего

напряжения от 1.2 до 3 kV. Учитывая, что процесс формирования слоя разделения зарядов не должен зависеть от размера коллектора ионов, можно предположить, что в зависимости от энергии ионов меняются условия баллистической фокусировки пучка. Это может иметь место в случае влияния на транспортировку пучка его собственного пространственного заряда. На влияние пространственного заряда на динамику фокусировки пучка указывает и форма переднего фронта импульса ионного тока. Максимум ионного тока при коллекторе диаметром 4 см достигается только в конце импульса.

Уменьшение диаметра коллектора, установленного в фокальной плоскости, до 1.2 см привело к существенному уменьшению амплитуды токового сигнала. Как и в случае коллектора диаметром 4 см, наблюдается увеличение ионного тока в зависимости от амплитуды потенциала смещения. Максимальный ток ионного пучка 0.23 А был зарегистрирован при потенциале смещения -3 kV. Также имеет место динамическое изменение амплитуды сигнала от времени. Рост ионного тока наблюдается через $2.5 \mu\text{s}$ от начала импульса напряжения, а максимум амплитуды тока достигается только в конце импульса.

Важным условием обеспечения процесса эффективной фокусировки ионного пучка является нейтрализация его объемного заряда в пространстве дрейфа. Мы использовали наиболее простой механизм компенсации объемного заряда пучка за счет предварительной инжекции в пространство дрейфа и фокусировки пучка, плазмы, которая является источником холодных электронов. Заполнение плазмой пространства дрейфа реализуется за счет импульсно-периодического характера отрицательного потенциала смещения, позволяющего в паузах

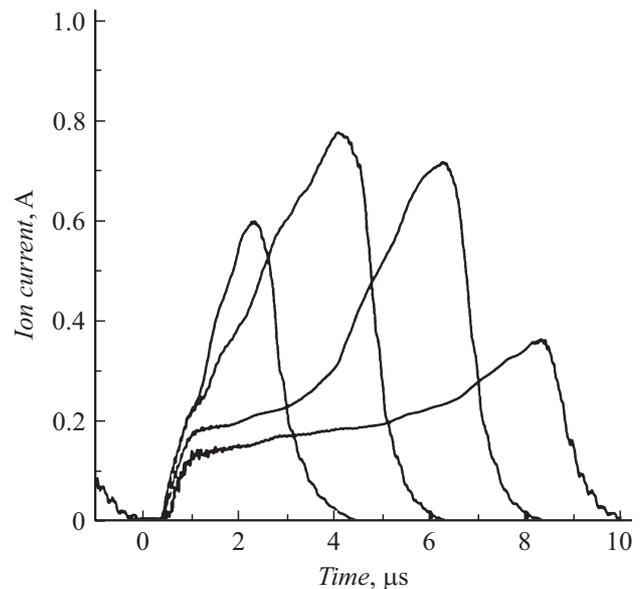


Рис. 4. Зависимость ионного тока на коллектор при различных длительностях ускоряющего напряжения. Амплитуда потенциала смещения 3 kV, частота следования 10^5 r.p.s., расстояние от сетки до коллектора 7.5 см. Диаметр коллектора 4 см.

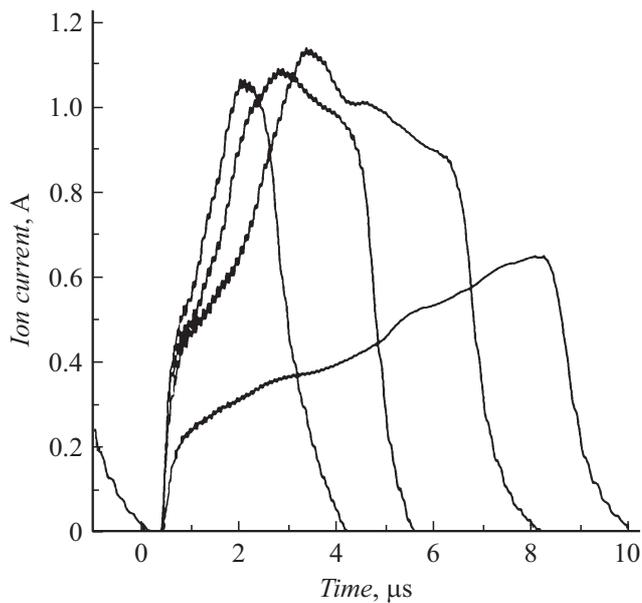


Рис. 5. Зависимость ионного тока на коллектор при различных длительностях ускоряющего напряжения. Амплитуда потенциала смещения 3 кВ, частота следования 10^5 p.p.s., расстояние от сетки до коллектора 7.5 см. Диаметр коллектора 12 см.

между импульсами инжектировать плазму внутрь системы формирования пучка. Поскольку частота следования импульсов смещения в данном случае фиксированная, составляет 10^5 p.p.s, изменение длительности импульсов напряжения от 2 до 8 μs приводит к обратно пропорциональному уменьшению времени предварительной инжекции алюминиевой плазмы. Рис. 4 демонстрирует характерные осциллограммы ионного тока алюминия с коллектора диаметром 4 см при различных длительностях импульса смещения в пределах от 2 до 8 μs и амплитуде потенциала смещения -3 кВ.

Увеличение длительности потенциала смещения от 2 до 4 μs сопровождается увеличением амплитуды ионного тока от 0.6 до 0.8 А. Дальнейшее увеличение длительности импульса смещения до 6 μs мало изменяет максимальную амплитуду ионного тока, однако в начале импульса наблюдается снижение тока до 0.2 А. Существенный рост тока имеет место только после 4 μs задержки. Это означает, что уменьшение времени инжекции плазмы до 4 μs по сравнению с предыдущим случаем, существенно изменяет условие нейтрализации пространственного заряда фокусируемого пучка. Увеличение длительности потенциала смещения до 8 μs с соответствующим уменьшением временем инжекции плазмы в пространство дрейфа ионного пучка до 2 μs , драматически влияет на транспортировку ионного потока. Лишь незначительный по амплитуде ионный ток, по видимому, ограниченный действием пространственного заряда пучка, регистрируется коллектором. Амплитуда сигнала начинает увеличиваться только после 5 μs действия импульса смещения.

Для коллектора диаметром 12 см осциллограммы регистрируемого ионного тока при длительностях импульса напряжения смещения 2, 4, 6 и 8 μs и том же напряжении смещения 3 кВ имеют несколько иной вид (рис. 5). Максимальные амплитуды токов для длительностей импульса 2, 4 и 6 μs примерно одинаковы и превышают 1.1 А. Резкое снижение амплитуды ионного тока наблюдается только при длительности импульса 8 μs . При длительности импульса 6 μs ионный ток на большом коллекторе не ограничивается по амплитуде в начале импульса, как это наблюдается для коллектора диаметром 4 см (рис. 4), а начинается с самого начала импульса. Такое поведение пучка может быть объяснено различными условиями заполнения пространства дрейфа плазмой. Поскольку сеточный электрод выполнен в форме части сферы, а коллектор в виде плоского диска, очевидно, что расстояние, которое должна преодолеть плазма для заполнения дрейфового объема для каждой точки на коллекторе, различно. Так, в центре расстояние до коллектора максимально и составляет 7.5 см. В то же время расстояние от края коллектора до сеточного электрода по направлению движения плазмы — минимально (порядка 3 см). Это означает, что на периферии коллектора большого диаметра ионный пучок может быть скомпенсирован по пространственному заряду и эффективно транспортироваться. В случае коллектора меньшего диаметра (4 см) плазма не доходит до коллектора и имеет место существенное провисание потенциала, вплоть до образования виртуального анода.

Рассмотрим основные причины, влияющие на изменение эффективности транспортировки и фокусировки интенсивного пучка ионов алюминия. Поскольку плазма вакуумной дуги имеет направленную скорость порядка $1.5 \cdot 10^4$ м/с [18], для заполнения плазмой пространства дрейфа длиной 7.5 см необходимо, чтобы пауза между импульсами потенциала смещения составляла не менее 5 μs . Это условие выполняется при длительностях импульса потенциала смещения 2 и 4 μs , когда время предварительной инжекции плазмы в пространство дрейфа составляет 8 и 6 μs соответственно. Пространственный заряд ионного пучка без фокусировки при его транспортировке в пространстве дрейфа предварительно заполненном плазмой в таких условиях может быть полностью нейтрализован плазменными электронами, однако этот процесс не может быть мгновенным. Ускоренный ионный пучок, входя в пространство дрейфа, создает значительный положительный потенциал. Плазменным ионам требуется определенное время, чтобы выйти из области пучка, обеспечив его нейтрализацию холодными электронами плазмы. Это обстоятельство приводит к затягиванию переднего фронта импульса, т. е. к увеличению времени нарастания ионного тока. Вторая важная особенность формирования высокоинтенсивного пучка ионов в рассматриваемой системе связана с баллистической фокусировкой и многократным увеличением плотности ионного тока по мере транспортировки пучка. В промежутках между импульсами потенциала смеще-

ния вакуумно-дуговая плазма инжектируется в пространство дрейфа. Рассмотрим случай, когда система формирования высокоинтенсивного пучка установлена вдоль оси вакуумно-дугового испарителя. Плотность плазмы в пространстве дрейфа может быть оценена, исходя из формулы для плотности ионного тока насыщения из плазмы:

$$j = kZen_0v_0, \quad (2)$$

где k — прозрачность сеточного электрода, n_0 — плотность ионов, v_0 — скорость направленного движения ионов.

Направленная скорость ионов в плазме вакуумной дуги соответствует энергии ионов 20–30 eV [19]. При приложении потенциала смещения ионы ускоряются в высоковольтном слое разделения зарядов. В соответствии с законом непрерывности тока плотность ионного тока уменьшается пропорционально увеличению скорости ионов:

$$n_1 = \frac{n_0v_0}{v_1} = \frac{n_0v_0}{\sqrt{\frac{2ZeU}{m}}}. \quad (3)$$

Например, при амплитуде потенциала смещения –3 кВ плотность ионов на входе в систему транспортировки пучка уменьшится более чем в 12 раз по сравнению с плотностью ионов в плазме. Это означает, что на входе в пространство дрейфа существует даже избыточное количество электронов для полной компенсации пространственного заряда ионного пучка. При баллистической фокусировке плотность тока, а значит и плотность ионов, увеличивается как:

$$n_{f0c} = \frac{n_1R^2}{(R - \Delta R)^2}, \quad (4)$$

где R — радиус фокусирующего электрода, ΔR — расстояние, пройденное пучком в пространстве дрейфа.

Равенство плотности ионов с учетом их зарядового состояния и электронов будет достигнуто на расстоянии не многим больше 5 см от входа пучка в пространство дрейфа. Можно ожидать, что дальнейшая фокусировка пучка будет приводить к увеличению плотности ионного тока и возникновению дефицита электронов. Недокомпенсация пространственного заряда пучка может проявляться прежде всего в нарушении условий баллистической фокусировки ионного пучка. Собственный пространственный заряд будет расталкивать ионы, изменяя их траекторию.

Распределение плотности ионного тока по сечению пучка, измеренное при разных напряжениях смещения в геометрическом фокусе, представлены на рис. 6. Ширина пучка на полувысоте изменяется от 2.4 см при напряжении –1.2 кВ до 2.2 и 1.8 см при напряжениях смещения –2.1 и –3 кВ соответственно. Очевидно, что увеличение энергии и соответственно скорости ионов сопровождается уменьшением вклада пространственного заряда в расходимость ионного пучка. В фокальной плоскости системы максимальная плотность ионного тока составила 0.25 А/см². При увеличении длины транспортировки

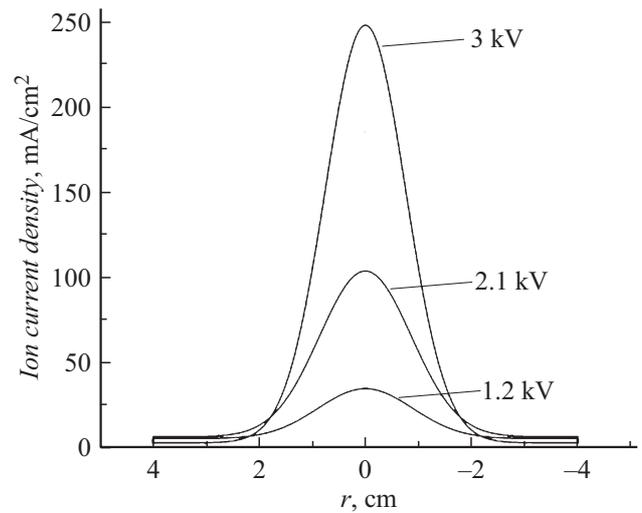


Рис. 6. Распределение плотности ионного тока алюминия по сечению пучка в геометрическом фокусе системы при различных потенциалах смещения и длительности импульса 4 μ s.

пучка на 1 и 2 см наблюдалось увеличение плотности ионного тока до 0.36 А/см² и 0.47 А/см² соответственно. Такое поведение ионного пучка подтверждает влияние его собственного пространственного заряда на условия баллистической фокусировки. Дальнейшее увеличение длины транспортировки пучка приводило уже к уменьшению плотности тока. Таким образом, область кроссовера пучка смещена на расстояние около 2 см от геометрического фокуса системы.

Различие в амплитудах ионного тока при длительностях импульсов смещения 2 и 4 μ s указывает на некоторое отличие в условиях транспортировки пучка. Несмотря на то, что при длительности потенциала смещения 2 μ s время предварительной инжекции плазмы больше, амплитуда ионного тока сигнала на 25% меньше. По-видимому, это обусловлено тем, что время компенсации пространственного заряда пучка, определяемое уходом плазменных ионов, сопоставимо с длительностью импульса.

При увеличении длительности импульса смещения до 6 μ s время инжекции плазмы уменьшается до 4 μ s. Осциллограмма ионного тока (рис. 4) в этих условиях указывает на неполное заполнение пространства дрейфа плазмой. Существование вакуумного зазора между плазмой и коллектором приводит к резкому ограничению ионного тока собственным пространственным зарядом пучка. При длительности импульсов смещения 8 μ s и частоте 10⁵ p.p.s. длительность паузы, а соответственно и время инжекции плазмы уменьшается пропорционально до 2 μ s. За это время плазменная граница продвинется на расстояние значительно меньшее, чем длина транспортировки фокусируемого пучка. Ионный пучок, проходя через плазму, может быть нейтрализован по пространственному заряду. Однако при выходе за пределы плаз-

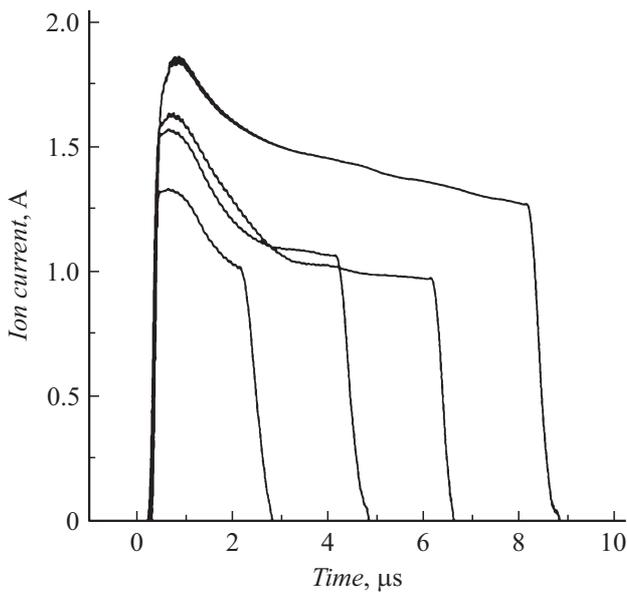


Рис. 7. Зависимость ионного тока на систему формирования пучков при различных длительностях ускоряющего напряжения. Амплитуда потенциала 3 kV, частота следования 10^5 p.p.s.

мы отсутствуют условия компенсации объемного заряда пучка, что приводит к провисанию потенциала, вплоть до образования виртуального анода. Осциллограммы тока при длительностях импульса 6 и 8 μs указывают на значительное ограничение транспортируемого ионного тока. Условия транспортировки пучка изменяются во времени. Поскольку на коллектор доходит только малая часть пучка, это может свидетельствовать о том, что пучок либо существенно расширяется за счет действия пространственного заряда, либо значительная часть пучка отражается от формирующегося виртуального анода. Учитывая, что ограничение тока имеет место при большой длительности импульса смещения даже в случае коллектора диаметром 12 см (рис. 5), можно полагать, что это связано с формированием виртуального анода, приводящего к отражению значительной части ионов пучка.

В случае формирования виртуального анода должно иметь место отражение ионов от потенциального барьера и изменение направления их движения. Отраженные ионы попадают в слой разделения зарядов, тормозятся в нем и вновь ускоряются в обратном направлении. В конечном итоге такая осцилляция ионов должна приводить к их осаждению на сеточный электрод или стенки системы формирования пучка с соответствующим увеличением амплитуды тока. Осциллограммы тока на сеточный и цилиндрический электроды для разных длительностей импульса смещения, для случая коллектора с диаметром 12 см при $\phi_{\text{bias}} = -3$ kV, представлены на рис. 7. Сравнительный анализ данных рис. 7 и 5 позволяет сделать несколько выводов. Во-первых, ток ионов на потенциальных электродах системы формирования пучков появляется без задержки

одновременно с приложением напряжения смещения. Скорость нарастания этого тока существенно выше, чем в случае тока ионного пучка на коллектор. В отличие от импульсов ионного тока на коллекторе, когда максимум амплитуды наблюдается через некоторое время после приложения потенциала смещения, максимумы тока на систему формирования пучка проявляются в начале импульса. В процессе формирования слоя разделения зарядов значительная часть ионного пучка осаждается на сеточном электроде. При достижении стационарного состояния, улучшаются условия транспортировки ионного пучка, что приводит к уменьшению потерь ионов на сеточном электроде и увеличению тока ионного пучка, регистрируемого на коллекторе. Характерно, что при длительностях импульса смещения 4 и 6 μs амплитуда тока на электроды системы формирования в установившемся режиме примерно одинакова и составляет около 1 А (рис. 7). Максимальные амплитуды ионных токов, регистрируемых коллектором (рис. 5) в этих же условиях также примерно равны. В условиях формирования виртуального анода при длительности импульса 8 μs , амплитуда ионного тока уменьшается примерно на 0.6 А по сравнению с током при длительностях импульса 4 и 6 μs . Примерно на такую же величину возрастает и ток на систему формирования пучков. В этих условиях наблюдается интенсивный разогрев сеточного электрода, иногда вплоть до расплавления. Такое поведение ионных токов и разогрев сеточного электрода однозначно указывают на проявление виртуального анода с отражением значительной части ионов пучка от положительного потенциального барьера в пространстве дрейфа.

Изменение условий транспортировки ионного пучка в течение длительности импульса 6 и 8 μs может происходить за счет накопления вторичных электронов, уменьшающих потенциальный барьер и улучшающих условия

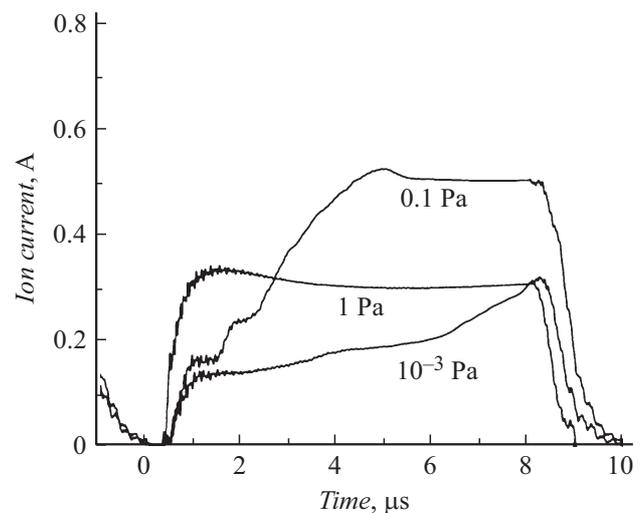


Рис. 8. Зависимость ионного тока на коллектор при различных давлениях аргона в рабочей камере. Амплитуда потенциала смещения 3 kV, частота следования 10^5 p.p.s., расстояние от сетки до коллектора 7.5 см. Диаметр коллектора 4 см.

транспортировки пучка. Вторичные электроны могут выбиваться из коллектора благодаря ионно-электронной эмиссии. Вклад в компенсацию пространственного заряда пучка могут вносить и электроны из области плазмы с плотностью, существенно превышающей плотность ионного пучка, т.е. из области вблизи входа ионного пучка в пространство дрейфа. При определенных условиях вклад в динамическое изменение нейтрализации пространственного заряда пучка может вносить ионизация остаточного газа в рабочей камере.

Для изучения влияния ионизации газа на закономерности транспортировки высокоинтенсивного пучка ионов алюминия были проведены эксперименты с использованием в качестве рабочего газа аргона. Учитывая, что наибольшие проблемы нейтрализации пространственного заряда ионного потока возникают при большом коэффициенте заполнения импульсов, эксперименты были проведены при длительности импульса смещения $8 \mu\text{s}$ и частоте следования 10^5 p.p.s. Рис. 8 демонстрирует изменение формы осциллограмм ионного тока на коллекторе в зависимости от давления аргона в экспериментальной камере. В чисто вакуумных условиях (без напуска газа) эффективность фокусировки и транспортировки ионного пучка оказывается низкой, и амплитуда регистрируемого тока на коллекторе не превышает 0.3 A . Это совпадает с данными, представленными на рис. 4. Увеличение давления от 10^{-3} до 0.1 Pa способствует значительному изменению формы сигнала. Напуск аргона позволяет формировать и транспортировать ионный пучок с длительностью $8 \mu\text{s}$. Некоторая задержка в появлении тока на коллекторе, по-видимому, связана с конечным временем наработки газовой плазмы, достаточной для нейтрализации объемного заряда пучка. Время нейтрализации пространственного заряда пучка можно оценить, используя данные работы [20]. Ион пучка, проходя через газ с плотностью n путь R (от сетки до коллектора), создает число электронов

$$N_0 = n\sigma_0 R, \quad (5)$$

где σ_0 — эффективное сечение ионизации ударом иона.

Оценка показывает, что при ускоряющем напряжении -3 kV ионы алюминия со средним зарядовым состоянием 1.7 имеют скорость порядка $1.8 \cdot 10^5 \text{ m/s}$. Согласно данным [21], при таких скоростях ионов эффективное сечение ионизации $\sigma_0 \cong 5 \cdot 10^{-12} \text{ ion/m}^2$. При давлении аргона в рабочей камере 10^{-3} Pa плотность газа составляет $\sim 2.65 \cdot 10^{15} \text{ atoms/m}^3$. При этом давлении минимальное время наработки электронов, достаточных для нейтрализации объемного заряда пучка, составляет порядка

$$\tau_e = \frac{1}{n_0 \sigma_0 v_i} \cong 400 \mu\text{s}. \quad (6)$$

Это означает, что увеличение амплитуды ионных токов на коллекторе при длительностях импульса 6 и $8 \mu\text{s}$ (рис. 4) и $8 \mu\text{s}$ (рис. 5) при высоком вакууме не может быть объяснено созданием плазмы за счет ионизации остаточного газа в рабочей камере.

При давлении аргона в рабочей камере 0.1 Pa плотность атомов увеличивается на два порядка, до $2.65 \cdot 10^{17} \text{ atoms/m}^3$. Обратно пропорционально, до $4 \mu\text{s}$, уменьшается и время, необходимое для наработки электронов. Эта оценка объясняет форму осциллограммы ионного тока при давлении 0.1 Pa , хотя она носит приблизительный характер и сделана в предположении, что за это время электроны не покидают пучок. Дальнейшее увеличение давления аргона, например до 0.42 Pa , еще больше снижает время нейтрализации объемного заряда пучка, и рост ионного тока на осциллограмме наблюдается значительно раньше. Вместе с тем заметно снижение амплитуды регистрируемого сигнала, что может быть связано с перекомпенсацией ионного пучка и увеличением потока электронов из плазмы на коллектор. При давлении 1 Pa ионный ток амплитудой 0.5 A регистрируется на коллекторе с задержкой в пределах одной μs . Это время определяется не наработкой пучковой плазмы, а временем формирования слоя разделения зарядов и пролетом легких ионов алюминия через пространство дрейфа. Осциллограмма демонстрирует быстрое уменьшение регистрируемого сигнала, что, как и в случае давления 0.42 Pa , может быть объяснено перекомпенсацией ионного пучка за счет быстрой ионизации остаточного газа и появлением значительного тока электронов из плазмы на коллектор. Однако при давлении порядка 1 Pa ион алюминия, пролетающий пространство дрейфа 7.5 cm , в соответствии с формулой (5) создает 1 электрон (пару ион–электрон). Такая высокая частота ион-атомных столкновений соответственно увеличивает рассеивание низкоэнергетичного ионного пучка, что может приводить как к снижению амплитуды регистрируемого ионного тока, так и ухудшению условий его фокусировки.

Заключение

Показана принципиальная возможность формирования высокоинтенсивных пучков ионов алюминия с током до 1.2 A с максимальной плотностью тока до 0.47 A/cm^2 . Исследованы закономерности формирования ионных пучков с длительностью импульса от 2 до $8 \mu\text{s}$ при частоте следования импульсов 10^5 p.p.s из непрерывной вакуумно-дуговой плазмы алюминия в зависимости от напряжения смещения в диапазоне от -1.2 до -3 kV . Показано, что на формирование ионных потоков высокой интенсивности оказывает влияние структура сеточного электрода. Экспериментально установлено, что при частоте следования импульсов 10^5 p.p.s устойчивое формирование и транспортировка ионных пучков алюминия могут осуществляться при длительностях импульса смещения, не превышающих $6 \mu\text{s}$. Максимальная длительность ионного тока ограничивается процессами нейтрализации пространственного заряда пучка. При неполном заполнении плазмой пространства дрейфа возникает виртуальный анод, и существенная часть ионов пучка, отражаясь от потенциального барьера, не дости-

гает коллектора. Установлено, что стабильному формированию ионного пучка, его эффективной транспортировке и фокусировке способствует увеличение давления аргона в экспериментальной камере до 0.1 Па.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 17-19-01169)

Список литературы

- [1] Poate J.M., Foti G., Jacobson D.C. Surface Modification and Alloying by Laser, Ion, and Electron Beams. Berlin: Springer, 2013. Book 8. P. 414.
- [2] Williams J.S., Poate J.M. // Ion Implantation and Beam Processing. Academic Press, 2014. P. 419.
- [3] Conrad J.R., Radtke J.L., Dodd R.A. et al. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. P. 4591.
- [4] Патент СССР № 1412517. Арбузов Н.М., Ваулин В.А., Исаев Г.П., Кузьмин О.С., Рябчиков А.И. 1990. Бюл. № 33.
- [5] Anders A. Handbook of Plasma Immersion Ion Implantation and Deposition. NY: John Wiley & Sons, 2000. P. 736.
- [6] Wei R. // Surf. Coat. Technol. 1996. Vol. 83. P. 218–227.
- [7] Гаврилов Н.В., Меньшаков А.И. // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 3. С. 88–93.
- [8] Byeli A.V., Shikh S.K., Kharko V.V. // Wear. 1992. Vol. 159. P. 185.
- [9] Mesyats G.A. Cathode Phenomena in a Vacuum Discharge: The Breakdown, the Spark and the Arc. M.: Nauka, 2000.
- [10] Daalder J.E. // J. Phys. D. Appl. Phys. 1975. Vol. 9. P. 2379–2395.
- [11] Aksenov I.I., Belous V.A., Padalka V.G., Khoroshikh V.M. // Instruments and Experimental Techniques. 1978. Vol. 21. P. 1416.
- [12] Anders A. // Surf. Coat. Technol. 1999. Vol. 120–121. P. 319.
- [13] Stepanov I.B. et al. // Surf. Coat. Technol. 2016. Vol. 296. P. 20–25.
- [14] Рябчиков А.И., Ананьин П.С., Дектярев С.В., Сивин Д.О., Шевелев А.Э. // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. Вып. 23. С. 3–10.
- [15] Kimblin C.W. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. P. 3074–3081.
- [16] Lieberman M., Lichtenberg A. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. NY: John Wiley & Sons, 2005. P. 800.
- [17] Brown I.G. The Physics and Technology of Ion Sources. NY: John Wiley & Sons, 1989. P. 444.
- [18] Бугаев А.С., Гушенец В.И., Николаев А.Г., Окс Е.М., Юшков Г.Ю. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 9. С. 37–43.
- [19] Лунёв В.М., Падалка В.Г., Хороших В.М. // ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 1491–1496.
- [20] Баранов В.Ю. Изотопы: свойства, получение, применение. М.: ИздАТ, 2000. С. 704.
- [21] Фирсов О.Б. // ЖЭТФ. 1951. Т. 21. С. 1001.