

Генерация импульсно-периодических пучков ионов металлов высокой плотности мощности при субмиллисекундной длительности

*А.И. Рябчиков, А.В. Гурулев, С.В. Дектярев**

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

**avg72@tpu.ru*

Аннотация. В работе представлены результаты исследований по формированию пучков ионов хрома, алюминия и титана с субмиллисекундной длительностью с высокой импульсной плотностью мощности, используя плазму непрерывного вакуумного дугового разряда. Показано, что в отличие от формирования высокоинтенсивных пучков ионов металлов из плазмы вакуумной дуги при ускоряющих напряжениях до нескольких киловольт, когда имеет место укорочение длительности пучка из-за формирования виртуального анода, при ускоряющих напряжениях в десятки киловольт, ионный пучок оказывается стабильным, хорошо фокусируется при длительностях импульсов до 450 мкс. Установлено, что стабильность транспортировки пучков ионов металлов и эффективность их баллистической фокусировки определяются процессами нейтрализации заряда пучка в пространстве дрейфа и зависят, как от предварительно инжектируемой в пространство дрейфа плазмы, так и генерации дополнительного потока электронов за счет ионно-электронной эмиссии. Экспериментально показано, что при токе дугового разряда 170 А в источнике ионов и плазмы «РАДУГА-5М» возможно формирование сфокусированного пучка ионов титана с плотностью тока, превышающей 3.0 А/см² при энергии ионов 80 кэВ. Показано, что увеличение плотности ионного тока, почти на три порядка от единиц миллиампер, до нескольких ампер на сантиметр квадратный не изменяет характер зависимости коэффициента ионно-электронной эмиссии от ускоряющего напряжения и, как следствие от средней энергии ионов в пучке.

Ключевые слова: вакуумная дуга, импульсное ускорение ионов, баллистическая фокусировка, ионно-электронная эмиссия, пучки ионов высокой плотности мощности.

1. Введение

Ионная имплантация, как метод контролируемого изменения микроструктуры и элементного состава полупроводниковых материалов, нашел широкое практическое применение [1, 2]. Классические методы ионной имплантации, используемые для модификации эксплуатационных свойств металлов и сплавов, ограничены малым проективным пробегом ионов, не превышающим несколько десятков нанометров [3–6]. Метод высокоинтенсивной имплантации ионов низкой энергии продемонстрировал возможности применения пучков ионов из элементов периодической системы с малым радиусом атомов для изменения элементного состава и микроструктуры приповерхностных слоев различных металлов и сплавов с толщинами, достигающими десятков и даже сотен микрометров. Однако, данный метод квазистационарного облучения требует высокой температуры в приповерхностном слое, с соответствующим прогревом всего объема мишени. Это приводит к росту размеров зерен кристаллических структур, что может привести к ухудшению эксплуатационных свойств модифицированных материалов. Данную проблему способен решить метод, предложенный в работе [7]. Он основан на синергии высокоинтенсивной имплантации ионов средней энергии и энергетического воздействия пучка имплантируемых ионов на поверхность. Метод предполагает импульсно-периодический нагрев приповерхностного слоя обрабатываемого материала до температур, обеспечивающих усиление радиационно-стимулированной диффузии. Для его реализации необходимо применение импульсно-периодических пучков ионов субмиллисекундной длительности с плотностью мощности от нескольких единиц, до нескольких сотен киловатт на квадратный сантиметр.

В данной работе представлены результаты исследования закономерностей формирования высокоинтенсивных импульсных пучков ионов алюминия, хрома и титана субмиллисекундной длительности с высокой импульсной плотностью мощности.

2. Материалы и методы

Исследования осуществлялись на комплексной технологической установке для ионно-лучевой и ионно-плазменной обработке материалов, схема которой представлена на Рис. 1. Формирование импульсно-периодических пучков ионов высокой плотности мощности осуществлялось с использованием модифицированного импульсно-периодического ионно-плазменного источника «Радуга-5М». В источнике была применена одноэлектродный сеточный экстрактор в виде части сферы, радиусом 130 мм с прозрачностью 60% и размером ячейки $1.2 \times 1.1 \text{ мм}^2$, обеспечивающий баллистическую фокусировку ионов. Пространство дрейфа пучка при баллистической фокусировке ограничивалось цилиндром радиусом 100 мм и длиной 175 мм.

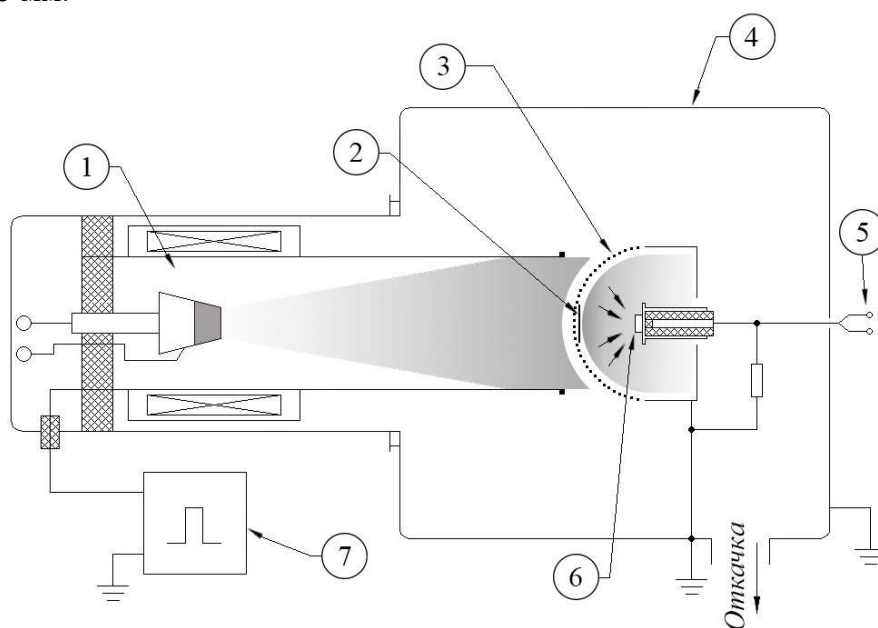


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – вакуумно-дуговой генератор плазмы; 2 – электрод для отсечки микрочастиц; 3 – сеточный фокусирующий электрод; 4 – вакуумная камера; 5 – осциллограф; 6 – коллектор; 7 – импульсно-периодический высоковольтный генератор.

Исследования проведены при ускоряющих напряжениях до 40 кВ и токах дугового разряда 130 и 170 А. В процессе исследований применялись два импульсно-периодических генератора потенциалов смещения положительной полярности. При потенциалах положительной полярности с амплитудой от 100 до 1800 В, использовался высокочастотный генератор с частотой 1 кГц и длительностью импульса 100 мкс. Потенциалы смещения от 5 до 40 кВ обеспечивал высоковольтный генератор импульсов длительностью 450 мкс. Для очистки плазмы от микрокапельной фракции применялся эффект «солнечного затмения» с установкой сплошного диска по центру на сеточном электроде. Частота импульсов ускоряющего напряжения не превышала 2 имп./с, для предотвращения перегрева коллектора в условиях баллистической фокусировки пучка. Осциллограммы усреднялись с помощью математического аппарата осциллографа LeCroy, в целях повышения точности измерений. При использовании высокочастотного генератора усреднение происходило по 1024 импульсам, при высоковольтном генераторе по 16 импульсам, для исключения перегрева коллектора.

3. Результаты

Исследования по формированию высокоинтенсивных пучков ионов средней энергии показали возможность решения проблемы генерации пучков с высокой длительностью импульса, вплоть до непрерывного, благодаря наличию ионно-электронной эмиссии. Вклад ионно-электронной эмиссии в общий ток, исследовался с применением сплошного коллектора диаметром 280 мм, диаметр анода дугового испарителя был равен 180 мм. Таким образом, сплошной коллектор полностью перекрывал поток плазмы, выходящий из дугового испарителя. Измерения проводились в диапазоне ускоряющих напряжений от 100 В до 40 кВ. Зависимости измеряемого тока ионов титана от ускоряющего напряжения при токах дугового разряда 130 и 170 А, представлены на Рис. 2. Ионы титана в плазме вакуумного дугового разряда имеют среднее зарядовое состояние около $Z = 2$ [8]. Измеряемый ток в диапазоне от 200 В, до 1.5 кВ является ионным током насыщения из плазмы вакуумной дуги и равен 1.4 А и 2.9 А. Изменение ускоряющего напряжения от 1.5 до 40 кВ приводит к увеличению амплитуды измеряемого коллектором тока до 4 А и 8.4 А, при токе дуги 130 и 170 А соответственно. Рост тока объясняется ростом ионно-электронной эмиссии с коллектора. На основании данных Рис. 2, была получена зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии от амплитуды ускоряющего напряжения (Рис. 3).

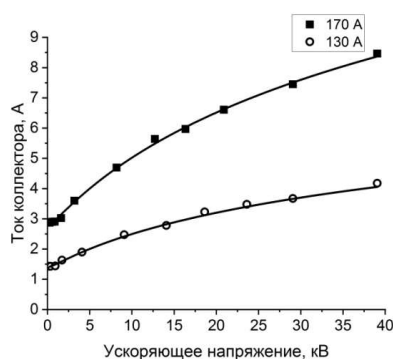


Рис. 2. Полный ток на сплошном коллекторе в зависимости от ускоряющего напряжения для пучка ионов Титана, при токе вакуумно-дугового разряда 130 и 170 А.

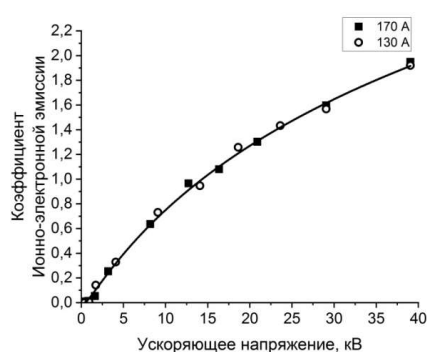


Рис. 3. Зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии от ускоряющего напряжения для пучка ионов титана при токах вакуумно-дугового разряда 130 и 170 А.

Как видно из Рис. 3, при увеличении ускоряющего напряжения от 200 В до 40 кВ, коэффициент ионно-электронной эмиссии изменяется от 0 до 1.9. Увеличение тока вакуумно-дугового разряда от 130 до 170 А не меняет характер зависимости коэффициента ионно-электронной эмиссии от ускоряющего напряжения.

Как показано в работах [9, 10], при ускоряющих напряжениях в диапазоне до 2 кВ, уход электронов плазмы в ускоряющий зазор через ячейки сетки приводит к формированию виртуального анода и последующему срыву транспортировки баллистически сфокусированного пучка на мишень. При малых ускоряющих напряжениях, а следовательно, при малых энергиях ионов, ионно-электронная эмиссия с мишени не обеспечивает компенсацию потери плазменных электронов. Рост энергии ионов способствует увеличению ионно-электронной эмиссии, что в свою очередь, повышает стабильность транспортировки баллистически фокусируемого ионного пучка при больших длительностях импульса. Определение ионно-электронной эмиссии позволяет правильно оценить плотность мощности ионного пучка, так как измеряемый коллектором ток складывается из тока ионов и тока ионно-электронной эмиссии.

Исследование динамики пространственной фокусировки пучка ионов титана было проведено с использованием системы из 19 коллекторов. Многоколлекторная система перемещалась вдоль оси дугового испарителя для измерения распределения плотности регистрируемого тока на разных расстояниях. Было выяснено, что при токе дугового разряда 130 А и ускоряющем напряжении 20 кВ, максимальная плотность измеряемого тока равная 3.25 А/см^2 , на расстоянии 20 мм за геометрическим фокусом (Рис. 4). Увеличение тока дугового разряда до 170 А привело к значительному увеличению максимальной плотности тока. В отдельных одиночных импульсах, величина плотности регистрируемого тока превышала 7.5 А/см^2 (Рис. 5).

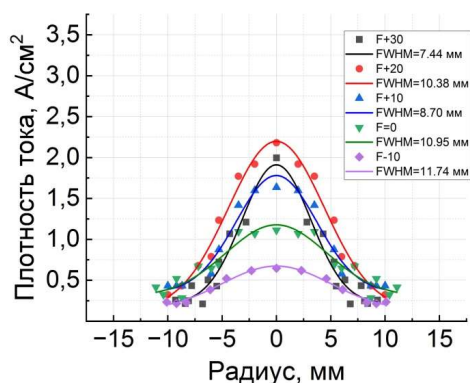


Рис. 4. Суперпозиция профилей распределения плотности, регистрируемого коллекторами тока по сечению пучка, измеренных на разных расстояниях относительно геометрического фокуса системы баллистической фокусировки при токе дугового разряда 130 А и ускоряющем напряжении 20 кВ.

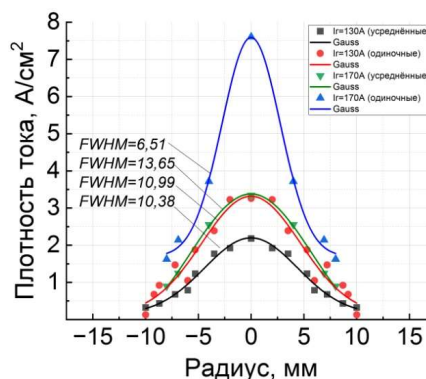


Рис. 5. Профили распределения плотности тока по сечению пучка при токах дугового разряда 130 и 170 А на расстоянии $F+20$ мм, ускоряющее напряжение 20 кВ.

Исследование влияния ускоряющего напряжения, показало, что при его увеличении от 8 до 20 кВ, плотность тока по оси пучка возрастает от 1.5 А/см^2 до 2.25 А/см^2 , как показано на Рис. 6.

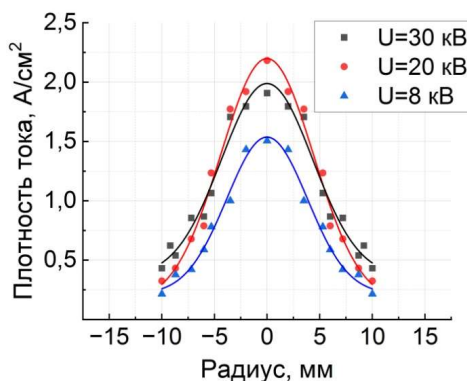


Рис. 6. Распределения плотности тока по сечению пучка при токе дугового разряда 130 А на расстоянии $F+20$ мм, в зависимости от амплитуды ускоряющего напряжения.

Однако дальнейшее увеличение амплитуды ускоряющего напряжения привело к уменьшению максимальной плотности тока до 1.9 А/см^2 . Полуширина пучка при этом изменилась незначительно и составила около 10 мм.

Зависимости изменения амплитуды тока ионов алюминия на сплошном коллекторе от ускоряющего напряжения при токах дугового разряда 130 и 170 А, представлены на Рис. 7.

Ток насыщения из плазмы вакуумной дуги равен 1.5 и 2.9 А. При увеличении амплитуды ускоряющего напряжения до 40 кВ, ток на коллекторе возрастает до 3.8 и 7.6 А. Зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии от ускоряющего напряжения представлена на Рис. 8.

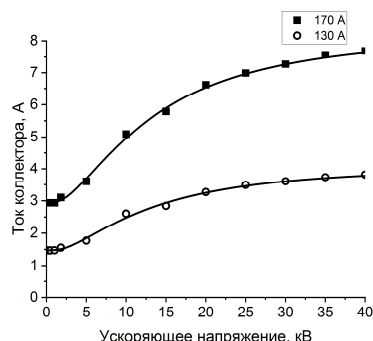


Рис. 7. Полный ток на сплошном коллекторе в зависимости от ускоряющего напряжения для пучка ионов алюминия, при токе вакуумно-дугового разряда 130 и 170 А.

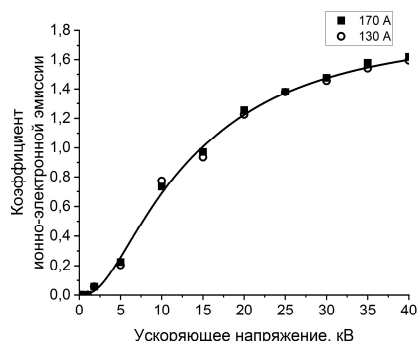


Рис. 8. Зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии от ускоряющего напряжения для пучка ионов алюминия при токах вакуумно-дугового разряда 130 и 170 А.

Коэффициент ионно-электронной эмиссии достигает 1.6, при ускоряющем напряжении 40 кВ.

Ток насыщения из плазмы вакуумно-дугового разряда ионов хрома при токе дугового разряда 130 А был равен 0.8 А. При увеличении тока дугового разряда до 170 А, амплитуда измеряемого тока при ускоряющем напряжении в диапазоне от 0.2 до 1.8 кВ возросла до 2.3 А. Увеличение амплитуды ускоряющего напряжения до 40 кВ приводило к росту измеряемого тока до 1.7 А при токе дуги 130 А и до 5 А при дуговом разряде с током 170 А (Рис. 9). На Рис. 10 представлены соответствующие зависимости коэффициентов ионно-электронной эмиссии для пучка ионов хрома, формируемого при токах дугового разряда 130 и 170 А.

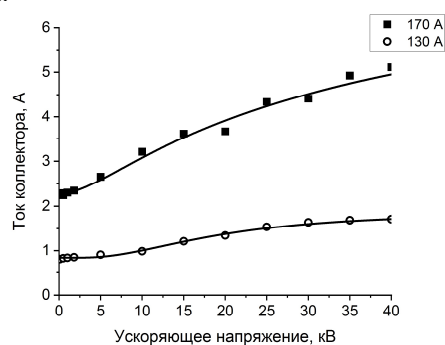


Рис. 9. Полный ток на сплошном коллекторе в зависимости от ускоряющего напряжения для пучка ионов хрома, при токе вакуумно-дугового разряда 130 и 170 А.

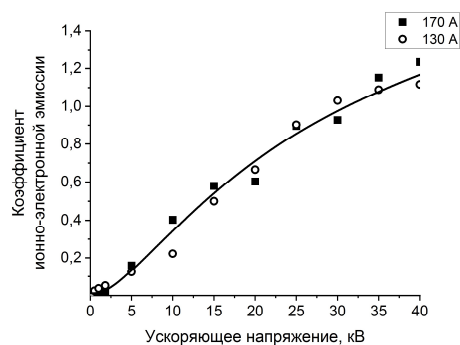


Рис. 10. Зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии от ускоряющего напряжения для пучка хрома при токах вакуумно-дугового разряда 130 и 170 А.

Коэффициент ионно-электронной эмиссии составил 1.2. Полученные результаты генерации пучка ионов хрома демонстрируют, что максимальная плотность мощности меньше в два раза в сравнении с пучком ионов титана. Это может быть связано с коэффициентом ионно-электронной эмиссии, меньшее значение означает уменьшение количества генерируемых электронов, что в свою очередь, изменяет степень нейтрализации пространственного заряда пучка ионов, а в последствии ухудшение условий его фокусировки.

4. Заключение

Показано, что в отличие от формирования высокоинтенсивных пучков ионов металлов из плазмы вакуумной дуги при ускоряющих напряжениях до нескольких киловольт, когда имеет место укорочения длительности пучка из-за формирования виртуального анода, при ускоряющих напряжениях в десятки киловольт, ионный пучок оказывается стабильным, хорошо фокусируется при длительностях импульсов до 450 мкс. Установлено, что стабильность транспортировки пучков ионов металлов и эффективность их баллистической фокусировки определяются процессами нейтрализации заряда пучка в пространстве дрейфа и зависят, как от предварительно инжектируемой в пространство дрейфа плазмы, так и генерации дополнительного потока электронов за счет ионно-электронной эмиссии. Экспериментально показано, что при токе дугового разряда 170 А в источнике ионов и плазмы «РАДУГА-5М» возможно формирование сфокусированного пучка ионов титана с плотностью тока в отдельных импульсах превышающей 3.0 А/см^2 при энергии ионов 80 кэВ. Коэффициент ионно-электронной эмиссии в этом случае составил 1.9. Для пучка ионов хрома коэффициент ионно-электронной эмиссии оказался несколько ниже и был равен 1.2. Для случая алюминиевой плазмы при энергии ионов около 80 кэВ коэффициент ионно-электронной эмиссии был равен 1.6. Показано, что увеличение плотности ионного тока, почти на три порядка от единиц миллиампер, до нескольких ампер на сантиметр квадратный не изменяет характер зависимости коэффициента ионно-электронной эмиссии от ускоряющего напряжения и, как следствие от средней энергии ионов в пучке.

Благодарности

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского научного Фонда (грант РНФ № 22-19-00051). <https://rscf.ru/project/22-19-00051/>

5. Список литературы

- [1] F.F. Komarov, V.N. Yuvchenko, Use of the temperature peak model for the description of track formation in semiconductor crystals irradiated by fast heavy ions, *Tech. Phys.*, vol. **48**(6), 717, 2003; doi: 10.1134/1.1583824
- [2] M.I. Current, Ion implantation for fabrication of semiconductor devices and materials, *Industrial Accelerators and Their Applications*, World Scientific, vol. 9, 2012; doi: 10.1142/9789814307055_0002
- [3] J.M. Poate, G. Foti, D.C. Jacobson, *Surface Modification and Alloying by Laser Ion, and Electron Beams*, New York: Springer US, 2013.
- [4] H. Ryssel, I. Ruge, *Ion implantation*, New York: John Wiley & sons, 1986.
- [5] Ф.Ф. Комаров, *Ионная имплантация в металлы*, Москва: Металлургия, 1990.
- [6] J.S. Williams, J.M. Poate, *Ion Implantation and Beam Processing*, New York: Academic Press, 1984.
- [7] A.I. Ryabchikov, High-Intensity Implantation With an Ion Beam's Energy Impact on Materials, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. **49**(9), 2529; 2021, doi:10.1109/TPS.2021.3073942
- [8] I.G. Brown, X. Godechot, Vacuum arc ion charge-state distribution, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. **19**(5), 713, 1991; doi: 10.1109/27.108403
- [9] A.I. Ryabchikov, P.S. Ananin, S.V. Dektyarev, D.O. Sivin, A.E. Shevelev, High intensity metal ion beam generation, *Vacuum*, vol. **143**, 447, 2017; doi: 10.1016/j.vacuum.2017.03.011
- [10] T.V. Koval, A.I. Ryabchikov, T.M.K. An, A.R. Shevelev, et al., Numerical simulation of high-intensity metal ion beam generation, *In Journal of Physics: Conference Series*, vol. **1115**(3), 032007, 2018; doi: 10.1088/1742-6596/1115/3/032007