

ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫЕ ПУЧКИ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ И ГАЗОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ИОННО – ЛУЧЕВОЙ МОДИФИКАЦИИ МАТЕРИАЛОВ

Т.В. Коваль¹⁾, А.И. Рябчиков²⁾, А.И. Иванова, Д.О. Сивин, А.Э. Шевелев, С.М. Кулигин
Национальный исследовательский Томский политехнический университет

пр. Ленина 30, 634050 Томск, Россия

¹⁾tvkoval@mail.ru, ²⁾ralex@tpu.ru

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование влияния параметров плазмы и частотно- импульсных характеристик потенциала смещения на формирование, транспортировку и фокусировку ионных пучков титана и азота высокой интенсивности (с плотностью ионного тока свыше 1 A/cm^2 и импульсной плотностью мощности 2.6 кВт/см^2). Показано существенное влияние длительности импульса смещения на формирование ионного пучка и концентрации плазмы в пространстве дрейфа пучка на распределение и величину ионного тока на коллекторе.

Введение

Ионная имплантация является одним из наиболее важных инструментов, применяемых для модификации поверхностных слоев материалов с целью улучшения их физико-химических и эксплуатационных характеристик. При ионной имплантации используются пучки металлических или газовых ионов с энергий 1-100 кэВ при средних плотностях тока $1-100 \text{ мкА/см}^2$, глубина модифицированного слоя - до 1 мкм. В традиционных методах лучевой ионной имплантации высокоэнергетические ионные пучки формируются путем экстракции ионов и их последующего ускорения в высоковольтных системах, состоящих из массива потенциальных сеточных электродов. В последние годы активное развитие получили методы плазменно-иммерсионной ионной имплантации [1, 2], заключающиеся в непосредственной экстракции ионов из плазменного объема и их ускорении в высоковольтном слое пространственного разделения зарядов, обеспечиваемого приложением постоянных или импульсно-периодических потенциалов смещения отрицательной полярности к подложке.

Во многих приложениях ионной имплантации существует потребность в высокой дозе имплантируемых ионов металлов и газов, а, следовательно, и в высокой плотности ионного тока. Одним из возможных источников ионов металлов является плазма вакуумно-дугового разряда, однако, наряду с плотным направленным потоком плазмы проводящего материала, формируется поток макрочастиц материала катода. В данной работе представлен инновационный подход к формированию интенсивных пучков ионов металлов и газов с высокой плотностью ионного тока на мишени при использовании как газовой плазмы дугового источника с накалимым катодом, так и металлической вакуумно-дуговой плазмы с оригинальной высокоэффективной системой, исключающей попадание макрочастиц в зону ионного пучка на мишени. Метод формирования ионного пучка с высокой интенсивностью исследован в работах [3, 4] и основан на сочетании плазменно-иммерсионного подхода при экстракции и ускорении ионов из плазмы с последующей баллистической фокусировкой пучка. Система представляет собой суперпозицию сеточного электрода, выполненного в форме поверх-

ности второго порядка с пространством баллистической фокусировки и транспортировки пучка в виде цилиндра, погруженных в плазму. Выпуклая форма сеточного электрода, при определенных условиях, может обеспечить баллистическую фокусировку ионного пучка, эффективность фокусировки и транспортировки которого в значительной мере зависит от условий нейтрализации их пространственного заряда в пространстве дрейфа.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию и теоретическому моделированию влияния параметров плазмы и частотно импульсных характеристик потенциала смещения на формирование, транспортировку и фокусировку ионных пучков титана и азота высокой интенсивности.

Результаты экспериментальных исследований

Для формирования плотной металлической плазмы применялся непрерывный вакуумно-дуговой испаритель. Водохлаждаемый титановый катод располагался на оси симметрии аксиального магнитного поля напряженностью порядка 60 Гс, ток дугового разряда составлял 160 А. Металлический сеточный электрод в виде части сферы устанавливался по оси симметрии катода на расстоянии 40 см от его торцевой поверхности. Плазма азота генерировалась при использовании дугового источника с накалимым катодом ПИНК [5] с током разряда 20 А. В экспериментах был использован сеточный электрод с радиусом кривизны 7.5 см, он был электрически соединен с цилиндрической частью, образуя внутри системы эквипотенциальное пространство дрейфа для баллистической фокусировки ионного пучка, сформированного вблизи сеточного электрода. Сеточный электрод и коллектор или держатель образцов подключались к высокочастотному короткоимпульсному генератору смещений отрицательной полярности с возможностью варьировать амплитуду импульса от 1.2 до 2.6 кВ, длительность импульса от 1 до 9 мкс, при фиксированной частоте следования импульсов 100 кГц. Измерение тока на коллектор осуществлялось с помощью пояса Роговского. На оси симметрии устанавливался металлический диск радиусом 2 см для предотвращения прямого пролета макро-

стиц вакуумной дуги на мишень. Характерные осциллограммы импульсов тока для пучков ионов титана и азота при потенциале смещения $\varphi = -2.6$ кВ и длительностях импульсов 2, 4, 6 и 8 мкс, представлены на рис. 1а и 1б.

Осциллограммы тока ионов титана (рис. 1а) демонстрируют существенное влияние длительности импульса смещения на формирование ионного пучка. При длительностях импульсов смещения 2 и 4 мкс формируются ионные пучки с током, достигающим 0.8 А. Выброс на переднем фронте импульсов обусловлен наличием индуктивности пояса Роговского. Задержка импульсов тока обусловлена как процессом формирования слоя разделения заряда вблизи сеточного электрода, погруженного в плазму, так и временем пролета ионов до коллектора. Увеличение длительности импульса смещения более 6 мкс приводит к снижению амплитуды импульса тока в начале импульса в несколько раз и увеличению времени формирования пучка (рис. 1а).

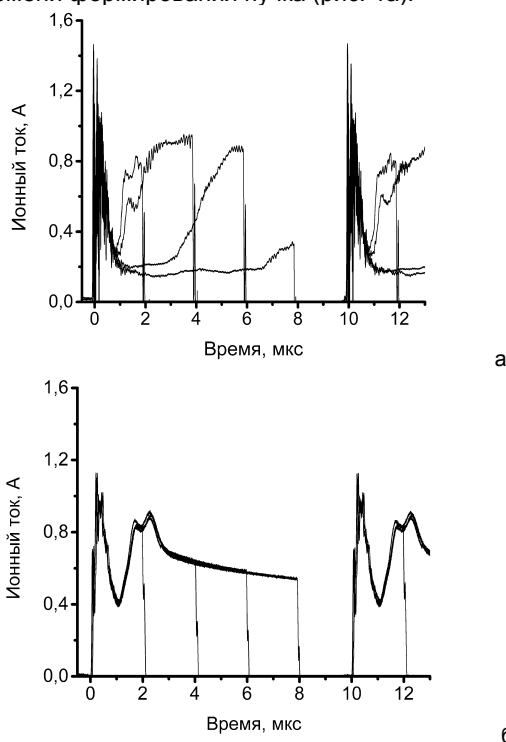


Рис. 1. Характерные осциллограммы импульсов тока для пучков ионов титана (а) и азота (б)

Характерное распределение плотности тока ионов титана при длительности импульса потенциала смещения 4 мкс и частоте 100 кГц, определенное с помощью тепловизора по изменению тепловых полей быстро нагреваемой вольфрамовой фольги, представлено на рис. 2. Полученное интегральное распределение указывает на влияние пространственного заряда ионного пучка на эффективность его фокусировки.

В случае плазменного потока, формируемого источником ПИНК, наблюдается высокая стабильность импульсов тока ионов азота и хорошая повторяемость формы импульсов при различных длительностях напряжения смещения (рис. 1б). При увеличении давления остаточного газа в ка-

мере до 0.4 Па ионный пучок устойчиво формируется и фокусируется даже при длительностях импульсов 8 мкс.

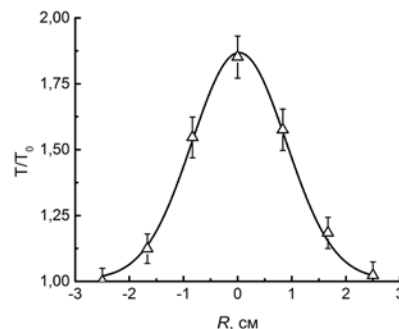


Рис. 2. Относительное распределение тепловых полей вольфрамовой мишени после облучения ионами титана

Результаты расчетов

Аналитические и численные расчеты (PIC code KARAT [6]) показали, что при $U=2.6$ кВ и $n=5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ширина слоя $s=0.4$ см, время формирования ионного слоя ~ 100 нс, плотность ионного тока – 0.01 А/см².

Если частота повторения импульсов достаточно велика, то может быть недостаточно времени между импульсами для заполнения плазмой пространства дрейфа пучка. Скорость направленного движения металлической плазмы $\sim 1.5 \cdot 10^6$ см/с и при скважности импульсов 2 мкс плазменная граница находится на расстоянии ~ 3 см от эмиссионной сетки. Распределение плазмы в пространстве дрейфа пучка определяется как дрейфовой скоростью плазмы, так и диффузионным процессом, связанным с градиентом концентрации. На рис. 3 показана расчетная область пространства дрейфа.

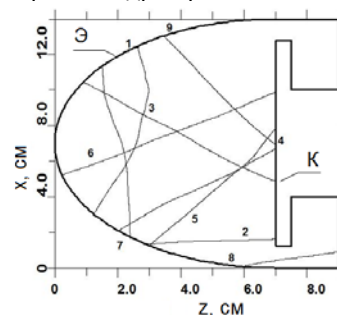


Рис. 3. Геометрия расчетной области и траектории некоторых ионов пучка; Э – эмиссионный электрод, К – коллектор

В титановой плазме ~ 75 % двухзарядных и 25 % однозарядных положительных ионов. Концентрация плазмы на порядок превышает концентрацию пучка, однако, плотность тока пучка нейтрализованного по заряду зависит от расстояния до мишени как $1/r^2$ в сферической геометрии и $1/r$ в цилиндрической. Поэтому при инъекции фокусируемого пучка формируется потенциальная яма, в которую захватываются плазменные электроны, и на определенном расстоянии (зависящем от плотности плазмы) формируется виртуальный анод. Часть отраженных ионов от минимума потенциала попадает на сетку, увеличивая

ее ток, а другая проходит в разрядную область, уменьшая плотность тока в ионном слое, что приводит к колебаниям эмиссионной плазменной границы и тока пучка.

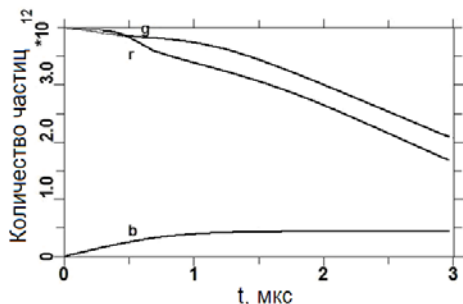


Рис. 4. Динамика числа заряженных частиц в пространстве дрейфа пучка: g и r – плазменные электроны и ионы, b – ионы пучка

При плотности плазмы $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ на рис. 4 показано изменение во времени числа заряженных частиц в канале транспортировки. Установившееся через 0.5 мкс равновесие между заряженными частицами определяет выход тока на стационар, распределение плотности тока пучка которого на мишени имеет максимум в центре мишени (рис. 5).

На формирование пучка и динамику тока коллектора оказывают влияние процессы ионизации остаточного газа плазменными и вторичными электронами, захваченными в потенциальную яму. Вторичные электроны, образованные в результате ионно-электронной эмиссии с поверхности коллектора, дополнительно компенсируют пространственный заряд транспортируемого ионного пучка.

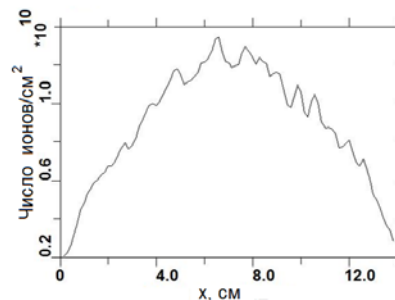


Рис. 5. Распределение плотности ионов пучка на коллекторе

Заключение

Экспериментальное и теоретическое исследование показало, что длительность импульса смещения и концентрация плазмы в пространстве дрейфа пучка существенно влияют на формирование ионного пучка и ток на коллекторе. Работа выполнена при финансовой поддержке Российским научным фондом, грант 17-19-01169.

Список литературы

1. Conrad J.R., Radtke J.L., Dodd R.A. et al. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. P. 4591.
2. Арбузов Н.М., Ваулин В.А., Исаев Г.П. и др. // Патент СССР № 1412517. 1990. Бюл. № 33.
3. Ryabchikov A.I., Ananin P.S., Dektyarev S.V. // Vacuum. DOI: 10.1016/j.vacuum.2017.03.011 Document.
4. Рябчиков А.И., Пананьин С., Дектярев С.В. и др. // Письма в ЖТФ. 2017. (Принята в печать).
5. Goncharenko I.I., Grigoriev S.V., Lopatin I.V., Koval N.N. et al. // Surface and Coatings Technology. 2003. V. 169-170. P. 419-423.
6. Tarakanov, V.P. User's manual for code KARAT. Springfield. VA: Berkley Research. 1992.

HIGH INTENSITY, LOW ION ENERGY BEAMS OF METALS AND GASES FOR ION BEAM MODIFICATION OF MATERIALS

Tamara Koval¹, Alexander Ryabchikov², Anna Ivanova, Denis Sivin, Alexey Shevelev, Sergey Kuligin
National Research Tomsk Polytechnic University
30 Lenina ave., 634050 Tomsk, Russia
¹tvkoval@mail.ru, ²ralex@tpu.ru

This investigation presents the results of the development of a vacuum arc discharge-based repetitively pulsed high-current low-energy ion beam formation for material surface modification. A DC vacuum arc was used to produce a metal plasma flow. A plasma immersion approach was used for high-frequency short-pulse metal ion beam formation. A grid hemisphere with radii of 5, 7.5 or 10.5 cm was immersed in a titanium vacuum-arc plasma. Bias pulses with an amplitude in the range of 1–2.6 kV, pulse duration in the range of 2–8 μs, and pulse repetition rate of 10^5 pulses per second were applied to the grid. A repetitively pulsed mode of negative bias formation provided a possibility to increase the amplitude of bias up to several kilovolts and to focus ion beams with ion space charge neutralisation. The influence of bias pulse amplitude and duration on the parameters of formed ion beams was investigated. Titanium ion beams with a current density of more than 1 A/cm^2 and a pulsed ion beam power density up to 2.6 kW/cm^2 were obtained. The possibility of macroparticle-free high-intensity ion beam formation for surface modification of materials was demonstrated. Experimental and theoretical studies have shown that the duration of the bias pulse and the plasma density in the drift space of the beam significantly affect the ion beam transportation and the current density at the collector.

The work was supported by the Russian Science Foundation, grant 17-19-01169.