

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ імені В. Н. КАРАЗІНА
НАУКОВИЙ ФІЗИКО-ТЕХНОЛОГІЧНИЙ ЦЕНТР МОН та НАН УКРАЇНИ

НАУКОВИЙ ЖУРНАЛ

**Журнал фізики
та інженерії
поверхні**

**Журнал физики
и инженерии
поверхности**

ЗАСНОВАНИЙ У 2016 РОЦІ

ВИДАЄТЬСЯ 4 РАЗИ НА РІК

**Journal of Surface
Physics and
Engineering**

3' 2018

ХАРКІВ

«Журнал фізики та інженерії поверхні» висвітлює досягнення і проблеми плазмових, радіаційних, лазерних та комплексних фізичних технологій, а також дослідження процесів формування тонких плівок та модифікації поверхонь матеріалів, фізичних властивостей виникаючих структур, проблем економіки та підготовки кадрів у галузі високих технологій.

«Journal of Surface Physics and Engineering» highlights the achievements and problems of plasma, radiation, laser and complex physical technologies as well as research of thin film formation and surface modification, physical properties of resulting structures, economic issues and education in the field of high technologies.

«Журнал физики и инженерии поверхности» освещает достижения и проблемы плазменных, радиационных, лазерных и комплексных физических технологий, а также исследования процессов формирования тонких пленок и модификации поверхностей материалов, физических свойств возникающих структур, проблем экономики и подготовки кадров в области высоких технологий.

Затверджено до друку рішенням

Вченої ради Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна (протокол № від 2019 р.)

Вченої ради Наукового фізико-технологічного центру МОН та НАН України (протокол № від 2019 р.)

Редакційна колегія

Азаренков М. О. (головний редактор), Фаренік В. І. (перший заступник головного редактора), Береснев В. М. (заступник головного редактора), Турбін П. В. (заступник головного редактора), Удовіцький В. Г. (відповідальний секретар), Агеев Л. О., Андреев А. О., Бакай О. С., Бізюков О. А., Брагіна Л. Л., Воеводін В. М., Войцєня В. С., Гордієнко Ю. Є., Дзюбенко М. І., Довбня А. М., Єгорєнков В. Д., Єрмолаєв О. М., Жуковські П. (Люблін, Польща), Клепиков В. Ф., Ковтун Г. П., Кондратенко А. М., Костюк Г. І., Курода С. (Сенген, Японія), Литвиненко В. В., Литовченко С. В., Мисаєлідес П. (Тесалоніки, Греція), Неклюдов І. М., Погребняк О. Д., Соболев О. В., Хороших В. М., Целуйко О. Ф.

Адреса редакції: НФТЦ МОН та НАН України, майдан Свободи, 6, м. Харків, 61022, а/с 4499, Україна

E-mail: journal_pse@ukr.net, <http://www.pse.scpt.org.ua>

Editorial Board

Azarenkov M. O. (Editor-in-Chief), Farenik V. I. (Vice Editor-in-Chief), Beresnev V. M. (Associate Editor-in-Chief), Turbin P. V. (Associate Editor-in-Chief), Udovytsky V. G. (Executive secretary), Ageiev L. O., Andreiev A. O., Bakai O. S., Biziukov O. A., Bragina L. L., Dziubenko M. I., Dovbnia A. M., Gordiienko Yu. Ye., Khoroshikh V. M., Klepikov V. F., Kovtun G. P., Kondratenko A. M., Kostyuk G. I., Kuroda S. (Sengen, Japan), Lytovchenko S. V., Lytvynenko V. V., Missaelides P. (Thessaloniki, Greece), Nekliudov I. M., Pogrebnyak O. D., Sobol O. V., Tseluiko O. F., Voievodin V. M., Voitsenia V. S., Yegorenkov V. D., Yermolaiev O. M., Zhukowsky P. (Lyublin, Poland)

Address: SCPT MES & NAS of Ukraine, 6 Svobody Sq., Kharkiv, 61022, box 4499, Ukraine

E-mail: journal_pse@ukr.net, <http://www.pse.scpt.org.ua>

Редакционная коллегия

Азаренков Н. А. (главный редактор), Фаренік В. І. (первый заместитель главного редактора), Береснев В. М. (заместитель главного редактора), Турбін П. В. (заместитель главного редактора), Удовіцький В. Г. (ответственный секретарь), Агеев Л. А., Андреев А. А., Бакай А. С., Бізюков А. А., Брагіна Л. Л., Воеводін В. Н., Войцєня В. С., Гордієнко Ю. Є., Дзюбенко М. І., Довбня А. Н., Єгорєнков В. Д., Єрмолаєв А. М., Жуковські П. (Люблін, Польща), Клепиков В. Ф., Ковтун Г. П., Кондратенко А. Н., Костюк Г. І., Курода С. (Сенген, Японія), Литвиненко В. В., Литовченко С. В., Мисаєлідес П. (Тесалоніки, Греція), Неклюдов И. М., Погребняк А. Д., Соболев О. В., Хороших В. М., Целуйко А. Ф.

Адрес редакции: НФТЦ МОН и НАН Украины, площадь Свободы, 6, г. Харьков, 61022, п/я 4499, Украина

E-mail: journal_pse@ukr.net, <http://www.pse.scpt.org.ua>

Статті пройшли внутрішнє та зовнішнє рецензування.

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ 21918-11818Р від 18.01.2016.

*Буранич В. В., Шелест І. В., Гончаров О. А.,
Юнда О. М., Гончарова С. О.*
Технологічні особливості DC і RF магнетронного розпорощення
*Buranich V.V., Shelest I. V., Goncharov O. A.,
Iunda O. M., Gomcharova S. O.*
Technological features of DC and RF magnetron sputtering
*Буранич В. В., Шелест І. В., Гончаров О. А.,
Юнда О. М., Гончарова С. О.*
Технологические особенности DC и
RF магнетронного распыления..... 89

Донець С. Є., Клепиков В. Ф., Литвиненко В. В., Шаляпін С. М.
Термографічний контроль установок для променевого
знезараження води промислових споживачів
Donets S. E., Klepikov V. F., Lytvynenko V. V., Shalyapin S. M.
Thermography control of units for ray disinfestation of water for industrial
plants
Донець С. Є., Клепиков В. Ф., Литвиненко В. В., Шаляпін С. М.
Термографический контроль установок для лучевого
обеззараживания воды промышленных потребителей 100

Хайдаров З., Йулдашев Х. Т.
Перехідні фотоелектричні процеси в надтонкій газорозрядній комірці з
напівпровідниковими електродами
Khaidarov Z., Yuldashev Kh. T.
Transition photoelectric processes in a superfluid gas-discharge
cell with semiconductor electrodes
Хайдаров З., Йулдашев Х. Т.
Переходные фотоэлектрические процессы
в сверхтонкой газоразрядной ячейке
с полупроводниковыми электродами 106

Турбін П. В., Кропотов О. Ю., Удовицький В. Г.
Синтез впорядкованих нанорозмірних структур на основі вуглецевих
нанотрубок
Turbin P.V., Kropotov O.Yu., Udovitskiy V.G.
Synthesis of ordered nanostructures based on carbon nanotubes
Турбин П. В., Кропотов О. Ю., Удовицький В. Г.
Синтез упорядоченных наноразмерных структур
на основе углеродных нанотрубок 114

УДК 621.739+548.735

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ DC И RF МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ

В. В. Буранич¹, И. В. Шелест¹, А. А. Гончаров¹, А. Н. Юнда¹, С. А. Гончарова¹

¹Сумской государственной университет, ул. Римского-Корсакова, 2, 40007 Сумы, Украина

E-mail: o.goncharov@mss.sumdu.edu.ua

Поступила в редакцию 11.07.2018

Проведен анализ технологических особенностей процессов DC- и RF- магнетронных разрядов. Показано, что различия в образовании и поддержании плазменной оболочки оказывают различное воздействие на распыляемый и осаждаемый материал. Потенциалы плазмы и потоки частиц на подложку являются основными факторами энергетической бомбардировки подложки, и сильно зависят от технологических особенностей распылительной системы.

Ключевые слова: магнетрон, тлеющий разряд, потенциал плазмы, ионный ток.

ТЕХНОЛОГІЧНІ ОСОБЛИВОСТІ DC ТА RF МАГНЕТРОННОГО РОЗПОРОШЕННЯ

В. В. Бураніч¹, І. В. Шелест¹, О. А. Гончаров¹, А. М. Юнда¹, С. А. Гончарова¹

¹Сумський державний університет, вул. Римського-Корсакова, 2, 40007 Суми, Україна

Проведено аналіз технологічних особливостей процесів DC- і RF- магнетронних розрядів. Встановлено, що відмінності в утворенні та підтримці плазмової оболонки по-різному впливають на матеріал, який розпорошується та на який осаджується покриття. Потенціали плазми і потоки частинок на підкладку є основними факторами енергетичного бомбардування підкладки, і сильно залежать від технологічних особливостей розпилювальної системи.

Ключові слова: магнетрон, тліючий розряд, потенціал плазми, іонний струм.

TECHNOLOGICAL FEATURES OF DC AND RF MAGNETRON SPATERING

Volodymyr Buranich¹, Igor Shelest¹, Oleksandr Goncharov¹,
Andriy Iunda¹, Svitlana Goncharova¹

¹Sumy State University, 2, Rimsky-Korsakov Str., 40007 Sumy, Ukraine

The analysis of technological features of DC- and RF-magnetron discharges processes was carried out. It is shown that distinctions in the formation and maintenance of the plasma sheath have different effects on the sputtered and deposited material. Plasma potentials and particle fluxes onto the substrate are the main factors of the energy bombardment of the substrate, and are highly dependent on the technological features of the sputtering system.

Keywords: magnetron, glow discharge, plasma potential, ion current.

ORCID IDs

Volodymyr Buranich: <https://orcid.org/0000-0002-5831-8754>

Igor Shelest: <https://orcid.org/0000-0002-5699-0360>

Oleksandr Goncharov: <https://orcid.org/0000-0002-0653-4754>

Andriy Iunda: <https://orcid.org/0000-0002-8628-4547>

Svitlana Goncharova: <https://orcid.org/0000-0002-1824-3639>

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время ионно-плазменные методы получения пленок с заданными свойствами вновь представляют исследовательский интерес, что связано как с модернизацией

технических особенностей распылительных систем, так и более глубоким пониманием влияния энергетики и кинетики процессов массопереноса при осаждении пленок. Большинство современных установок для

получения покрытий характеризуются определенным набором внешних и внутренних параметров, за счет которых можно оказывать определенное воздействие на образование плазмы, распыление и осаждение. В зависимости от определенной связи между данными параметрами изменяются характеристики плазмы, что в конечном итоге приводит к формированию конкретной структуры, состава и свойств.

Магнетронное распыление – способ получения покрытий при помощи катодного распыления в плазме диодного разряда скрещенных электрического и магнитного полей. Основными преимуществами магнетронного распыления можно считать: высокую скорость распыления и адгезию, хорошую чистоту, простоту автоматизации и отличную однородность на поверхностях больших площадей, а также способность наносить покрытия на чувствительные к нагреву подложки. Пленки, полученные методом магнетронного распыления, имеют стехиометрию лучше представляющую состав материала мишени, чем состав, полученный методом термического испарения. Использование двойных магнетронных систем позволяет осаждать несколько покрытий за один технологический цикл.

Многочисленная вариативность конфигураций магнетронных систем, а также технических решений, что играют существенную роль, как при формировании газового разряда, так и при процессе распыления, поэтому для создания оптимальных условий роста пленок с заданными свойствами необходимо учитывать принципы формирования разряда и его основные параметры, описанные в данном обзоре.

1. ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ. СРАВНЕНИЕ DC И RF РАСПЫЛЕНИЯ

Для процесса распыления все катодные процессы (диодный, триодный и магнетронный) требуют наличие плазмы тлеющего разряда,

что может быть сгенерирована как при подаче постоянного тока, так и ВЧ-мощности.

Область возникновения тлеющего разряда подробно проиллюстрирована на рисунке 1. Участок от F до G называется нормальным тлеющим разрядом. В данной области напряжение относительно не зависит от общего тока, протекающего в разрядной области, а плотность тока, достигающая электрода, также практически не зависит от общего тока. Плазма находится в контакте с малой частью поверхности катода при низком токе. Контактующая поверхность заполняет все больше и больше площадь сечения катода по мере увеличения тока, пока в точке G, на границе аномального свечения, плазма не покроет всю поверхность катода, чтобы обеспечить необходимую постоянную плотность тока. В области аномального тлеющего разряда напряжение значительно возрастает с увеличением общего тока, плотность тока катода устанавливается выше его естественного значения. Электроды становятся достаточно горячими, для эмиссии электронов из катода в термодинамической точке H. Затем разряд переходит в дуговой, если источник питания постоянного тока имеет достаточно низкое внутреннее сопротивление [1].

Диодный тлеющий разряд постоянного тока (DC) формируется путем приложения разности потенциалов (от нескольких сотен В до нескольких кВ) между двумя электродами, в объеме заполненном газом (инертным или реактивным), при давлении в диапазоне от нескольких мТорр до атмосферного [2, 3]. Из-за разности потенциалов электроны ускоряются от катода и сталкиваются с атомами и молекулами газа. При столкновениях проявляются различные физические процессы, такие как, к примеру: возбуждение, ионизация, диссоциация. Ускоренные ионы выбивают вторичные электроны при бомбардировке поверхности катода. Эти вторичные электроны ускоряются от катода, и могут вызвать больше ионизационных столкновений. Столкновения, в свою очередь создают ион-электрон пары, данный процесс разложения ионов-электронов называют са-

моподдерживаемой плазмой (selfsustaining plasma) [4].

Такая конфигурация может вызвать проблемы, когда один из электродов является непроводящим, поскольку из-за постоянного тока электроды заряжаются и приводят к выгоранию тлеющего разряда [3]. Данная проблема преодолевается путем применения переменного напряжения между двумя электродами в емкостно или индуктивно связанном высокочастотном (RF) тлеющем разряде.

Как и в случае DC-распыления, RF пропускает энергетическую волну через инертный газ в вакуумной камере, которая становится ионизированной. Осаждаемый матери-

ал мишени (катод) бомбардируется высокоэнергетическими ионами, распыляя атомы в виде узкого потока на подложку. Со временем на поверхности мишени, за счет ионного воздействия, начинается накопление положительного заряда, который в определенный момент может отделить целый слой распыляемых атомов. Чередованием электрического потенциала с RF-распылением поверхность катода очищается от накопленного заряда с каждым циклом на частоте источника (как стандарт 13,56 МГц для питания радиочастотного оборудования), затем ионная бомбардировка продолжается. Это позволяет избежать появления капельных фаз и микродуг на поверхности мишени.

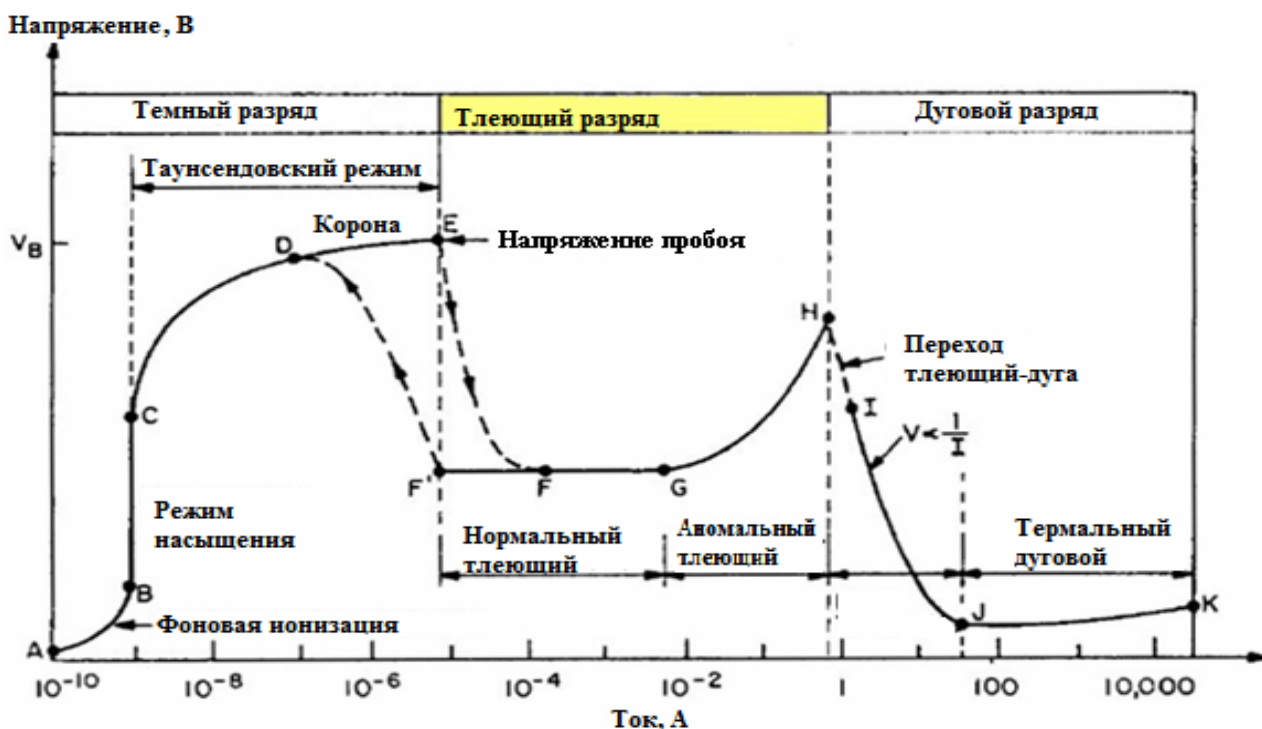


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики электрического разряда постоянного тока низкого давления [1]

В отличие от распыления на постоянном токе плазма имеет тенденцию распространяться по всей вакуумной камере, а не концентрироваться вокруг катода. Плазма может поддерживаться при более низких давлениях 1-15 мТорр. Другим преимуществом RF-распыления есть исчезновение «анодного» эффекта, когда подложка становится изолированной и приобретает заряд, а все поверхности вырабатывают плазменный разряд в результате того, что электроны движутся намного быстрее чем ионы из-за их меньших

размеров и кинетической энергии. Однако в результате модуляции переменного тока на радиочастотах материал подложки также разряжается при каждом полупериоде и становится изолированным, что со временем может привести к прекращению процесса осаждения пленок [5].

В дальнейшем речь пойдет о разновидности тлеющего разряда, а именно магнетронном разряде. Он представляет собой плазменный разряд со скрещенными магнитными и электрическими полями. В магнетронном

разряде электроны циркулируют по спирали вокруг линий магнитного поля и создают более интенсивную ионизацию. Следовательно, магнетронные распылительные системы обычно работают при более низких давлениях и высоких токах в сравнении с диодными и триодными.

2. ВНУТРЕННЕЕ УСТРОЙСТВО МАГНЕТРОНА И ЕГО ОСНОВНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ

Устройство магнетрона рассмотрим на примере типичной планарной распылительной системы с круглым катодом. Как и в случае диодного тлеющего разряда, магнетронный разряд загорается между катодом и анодом, либо заземленными стенками вакуумной камеры (рис. 2а). Ионы разреженного газа ускоряются и бомбардируют мишень из напыляемого материала, вследствие чего происходит его распыление и формирование потока осаждаемых нейтральных частиц и ионов на подложку. Электрон попадает в магнитную ловушку у поверхности анода и успевает многократно ионизировать атомы рабочего газа, прежде чем достигнет анода.

В поле, сгенерированном постоянными магнитами на ферромагнитном основании (рис. 2б) электроны захватываются силой Лоренца $F_L = e(v \times B)$, которая достигает максимума в области, где B_x (компонента, параллельная поверхности мишени) достаточно велика. Она уменьшается по направлению к центру и внешним участкам поверхности мишени ($B \parallel v$). Траектории электронов обусловлены дифференциальным уравнением:

$$m_e \times dv/dt = e \times E + e(v \times B). \quad [1]$$

Это повышает локальность плазмы, за счет чего достигается высокая плотность ионного тока (на два порядка выше, чем в обычных диодных системах распыления) и большая удельная мощность, рассеиваемая на мишени. Увеличение скорости распыления с одновременным снижением рабочего давления позволяет значительно снизить за-

грязнения пленок посторонними включениями. Локализация электронов вблизи мишени предотвращает бомбардировку ими подложек, что снижает температуру и радиационные дефекты в создаваемых структурах.

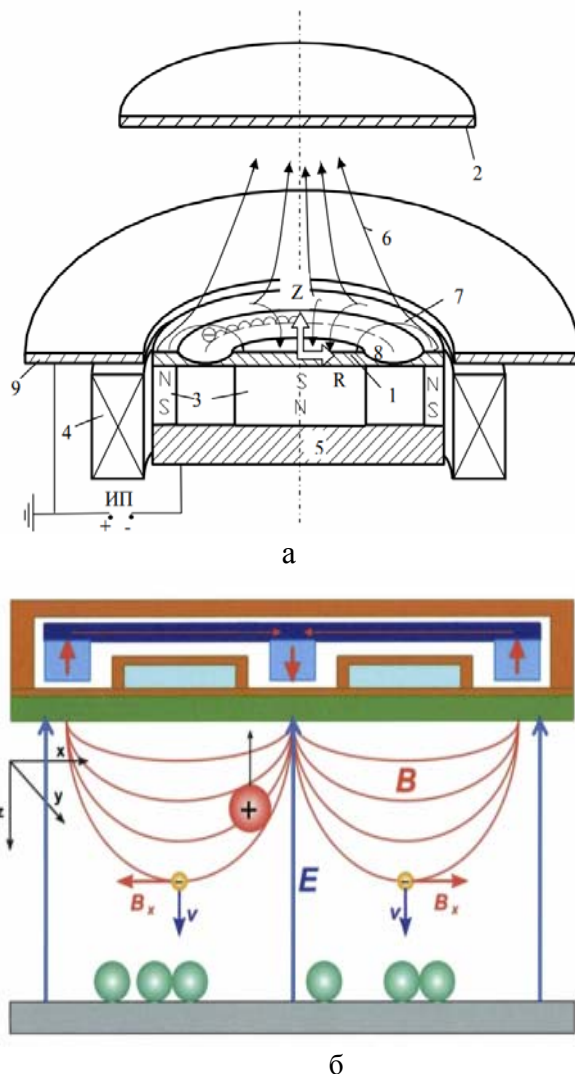


Рис. 2. Упрощенная схема магнетронной распылительной системы [7] (а) и принципиальное распределение магнитных линий [8] (б): 1 – распыляемый катод, 2 – подложка, 3 – постоянные магниты, 4 – электромагнит, 5 – магнитопровод, 6 – несбалансированные линии магнитного поля, 7 – сбалансированные линии магнитного поля, 8 – зона распыления катода, 9 – анод (крепежный фланец), ИП – источник питания магнетрона

2.1. Типы магнетронов

В зависимости от распределения линий магнитного поля магнетроны бывают конвенциональные (сбалансированные) и несбалансиро-

ванные двух типов (рис. 3). Не смотря на незначительную разницу в конструкции эффективность данных конфигураций сильно различается. В обычном магнетроне плазма связана с областью мишени (± 60 мм от ее поверхности), и ее влияние на подложку незначительно (ионный ток порядка 1 mA/cm^2), следовательно данный тип практически не вносит изменения в структуру получаемых

пленок (с учетом того что абсолютно сбалансированного магнетрона не существует). Однако энергия ионов может быть увеличена за счет увеличения отрицательного смещения на подложке, но это может привести к дефектам в пленках и увеличенным макронапряжениям. Также сильно затрудняется процесс осаждения плотных покрытий на массивные или комплексные подложки.

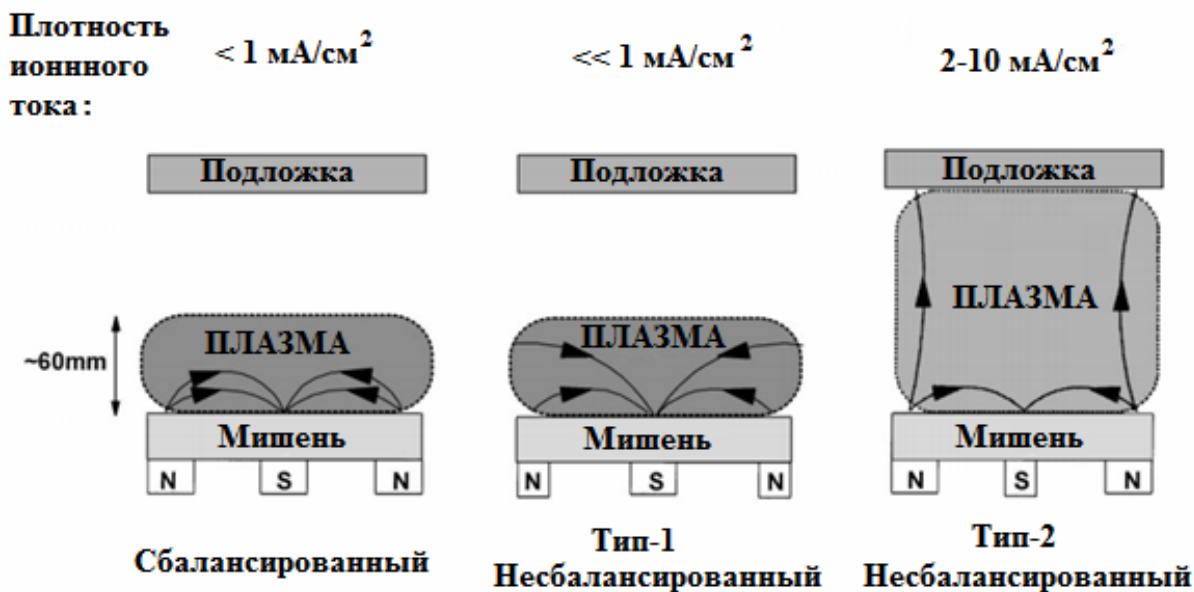


Рис. 3. Основные конфигурации магнетронов [9]

В несбалансированном магнетроне (тип 2) внешнее кольцо магнитов усиливается относительно центрального полюса, часть магнитных линий замыкаются между центральным и внешним полюсами магнетрона, а другая часть остается направленной на подложку. В таком случае плазма становится частично связанной с областью мишени, но также и с подложкой, что дает возможность получать плотные пленки, при высоком ионном ассистировании и без необходимости в дополнительном отрицательном смещении. В несбалансированном магнетроне (тип 1) применяется обратный случай, центральный полюс усилен относительно внешнего, что приводит к тому, что линии поля направлены к стенкам камеры. Эта конфигурация неприменима при получении плотных покрытий, поскольку плотность плазмы в области подложки очень мала, однако может быть ис-

пользована для создания высокопористых пленок [9, 10].

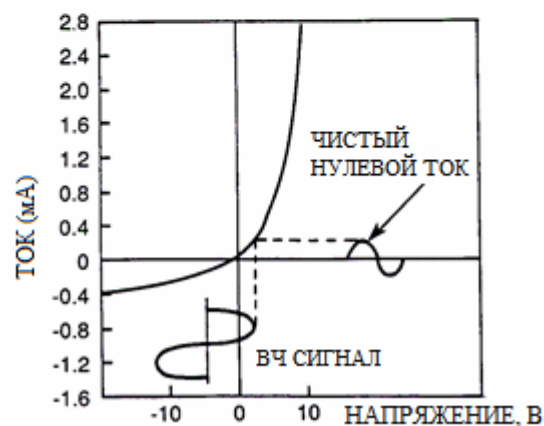
2.2. Отличительные особенности RF-магнетронного распыления

Как уже говорилось в прошлом разделе, высокочастотное распыление характеризуется наличием осциллирующих в объеме с определенной частотой ускоренных электронов, ионы слишком тяжелые и реагируют лишь на высокие значения, генерируемые в системе. Когда RF-мощность подается на мишень, та должна быть емкостной, чтобы потенциал оболочки постоянного тока мог развиваться на поверхности мишени. На высокой частоте, ионы и электроны имеют совершенно разные мобильности в флуктуирующем поле. Это означает, что они физически перемещаются на разные расстояния в течение каждого полупериода. Данный эффект иллюстрируют вольт-амперные характеристики плазмы,

изображенные на рис. 4а, где избыточный электронный ток формируется из-за данной разницы в мобильности частиц. Однако в емкостной системе никакой чистый заряд не может быть передан, так что электрод смещается отрицательно для компенсации (рис. 4б), так что на поверхности катода возникает отрицательное напряжение. Именно за счет емкостной связи высокочастотное распыление позволяет распылять мишени из непроводящих материалов, что является его несомненным преимуществом [5].



(а)



(б)

Рис. 4. Формирование отрицательной оболочки на емкостно-связанном катоде высокочастотного разряда (а) Чистый ток / нулевое напряжение смещения. (б) Нулевой ток / ненулевое напряжение смещения [5].

При RF-магнетронном распылении магнитное поле образует граничный «туннель», который улавливает электроны вблизи поверхности мишени, улучшая эффективность образования инертных ионов и ограничивая

разряд плазмы. Таким образом, высокочастотное магнетронное распыление поддерживается при более высоких токах и давлениях газа. Поддерживать плазму с гораздо более низким давлением получается за счет кинетической энергии, возникающей в результате ускорения и пробега электронов на достаточное расстояние в плазме. Разница в массе между частицами ионизированного газа и электронами позволяет поддерживать плазму независимо от захвата вторичных ионов над материалом мишени, как при обычном магнетронном распылении [11].

На высокой частоте снижается скорость осаждения из-за отсутствия вторичных электронов, захваченных над мишенью, как при DC-магнетронном распылении, что вызывают механизм дополнительной ионизации газа. При всех типах распыления плазма поддерживается разрушением и ионизацией инертного газа, такого как аргон, который наиболее широко используется из-за его большей массы по сравнению с другими инертными газами, гелием и неоном.

Также стоит учесть несколько важных аспектов. Поскольку RF-распыление использует радиоволны вместо постоянного тока, скорость осаждения становится значительно ниже, чем на постоянном токе и требует значительно более высоких напряжений, что зачастую приводит к перегреву. Другая сложность заключается в том, что RF-токи проходят по поверхности проводников, а не через них. Это означает, что специальные кабели, разъемы и их согласование играют решающую роль в процессе распыления [12].

3. ПОТЕНЦИАЛ ПЛАЗМЫ И ПЛАВАЮЩИЙ ПОТЕНЦИАЛ

При получении качественных пленок с заданной структурой и свойствами физическим методом распыления необходимо поддерживать определенную энергию ионов воздействующих на ростовую поверхность. Распределение ионов по энергиям в магнетронном разряде неравновесно [7]. Они имеют максимумы, соответствующие термализованным частицам, ионизированным при

плазменном потенциале. Основным процессом, который влияет на распределение ионной энергии, является «столкновительный» перенос энергии от расплывших частиц к атомам газа.

Энергия положительных ионов, падающих на подложку, определяется в основном средним потенциалом плазмы U_p и потенциалом поверхности подложки, который может находиться в трех различных режимах: при плавающем потенциале ($U_s = U_f = \text{const}$) заземлении ($U_s = 0$), под позитивным или негативным смещением ($U_s = U_f + U_{sb}$). В данном разделе описываются средний потенциал плазмы U_p и потенциал электрически изолированной подложки или плавающий U_f . Обе данные величины определяются параметрами распылительной системы и связующими элементами ее блока питания, но имеются определенные закономерности их формирования.

Внутренними параметрами, влияющими на смещение при RF разряде являются: давление, RF-мощность и частота источника, тип газов в камере, геометрия разряда, дополнительное позитивное смещение. Рассмотрим подробнее некоторые аспекты в контексте влияния на плазменные потенциалы.

Давление обратно пропорционально смещению, а мощность прямо пропорциональна, это легко объясняется физикой процесса ионизации плазмы. При частоте ниже 50 кГц RF-магнетронное распыление проходит как

при DC на всех электродах в контакте с разрядом. Когда частота превышает 50кГц становится достаточно электронов для ионизации газов, и начинается процесс высокочастотного распыления, как правило используют общепринятую радиочастоту 13.56 МГц [13].

3.1. Геометрия разряда

Исходя из эквивалентной схемы разряда [14] потенциал плазмы определяется относительными емкостями оболочки мишени, оболочками на плоскости подложки и стенками вакуумной камеры. Параметром, определяющим размеры ионной оболочки, выступает отношение площади мишени к общей площади всех других поверхностей находящихся в контакте с тлеющим разрядом R . На рисунке 5 представлены зависимости потенциала плазмы от данного фактора при тлеющем разряде при ВЧ-распылении углеродной мишени U_t . В случае набора электродов с одинаковой площадью (площадь мишени равна площади всех других поверхностей находящихся в контакте с разрядом) $R = 1$, все поверхности получают ионную бомбардировку, и процесс осаждения будет заблокирован, также данная ситуация проявляется при ПТ, когда мишень является электрически проводящей [15].

На рисунках 6 и 7 показана степень влияния геометрии разряда на формирование плазменного потенциала.

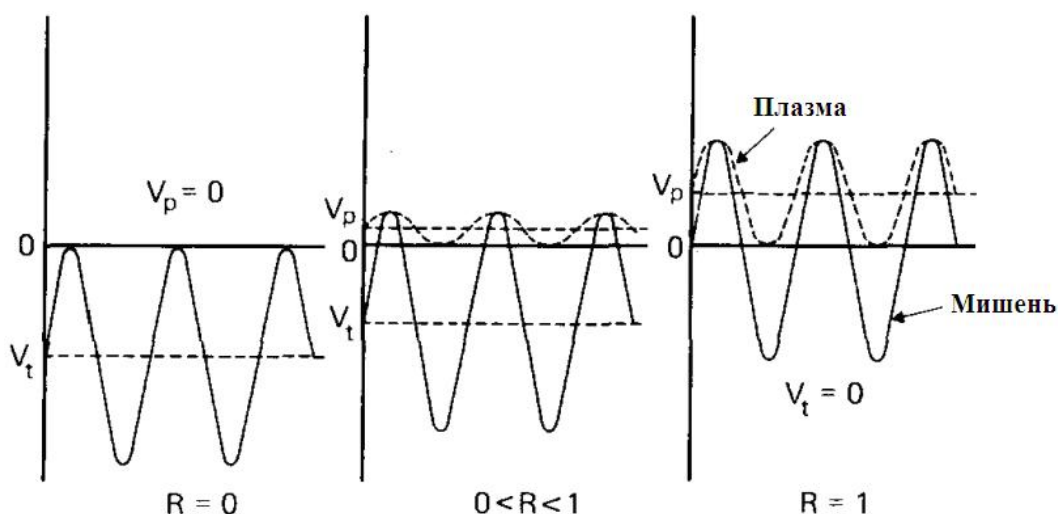


Рис. 5. Приближенные формы сигнала мишени и плазменного напряжения в тлеющем разряде с заземленными стенками (R - отношение площади мишени к стенке) [15].

В каждом случае максимальная используемая прямая мощность составляла приблизительно 100 Вт. Наклоны прямых линий построены с отношением площадей R на рис. 7. Вставка показывает случай при равных площадях относительно точки (1; 1).

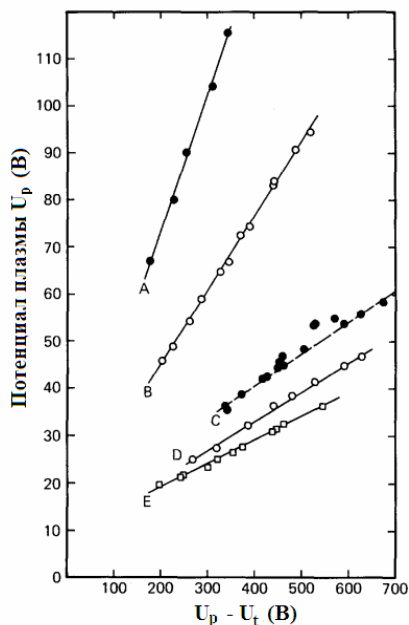


Рис. 6. Плазменный потенциал U_p по сравнению с напряжением постоянного тока через плазменную оболочку мишени ($U_p - U_t$) для пяти ограничивающих цилиндров; давление аргона = 50 мТорр; межэлектродное расстояние = 1,88 см. Кривая А: $R = 0,289$, наклон = 0,298; В: $R = 0,208$, наклон = 0,160; С: $R = 0,142$, наклон $\sim 0,07$; D: $R = 0,114$, наклон = 0,06; E: $R = 0,092$, наклон = 0,05 [15]

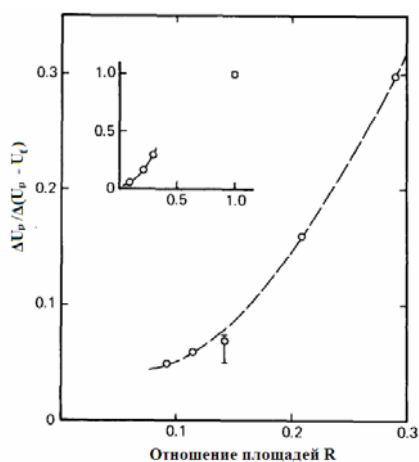


Рис. 7. Крутизна графиков U_p от $U_p - U_t$ относительно R [15]

Чтобы определить энергию положительных ионов, падающих на электрически изо-

лированные от земли подложки, необходимо знание плавающего потенциала в разряде. Поскольку заземленные и плавающие поверхности получают от разряда отрицательные/электронные и положительные/ионные токи, то рационально предполагать, что обе поверхности будут иметь примерно одинаковый потенциал. Следствием того, что плавающий потенциал близок к потенциалу земли в данном типе разряда, есть бомбардировка изолированных подложек положительными ионами обладающими энергиями характерными для потенциала плазмы.

3.2. Влияние позитивного смещения

В подавляющем большинстве случаев, когда методы распыления подложки используются в системах распыления, отрицательное напряжение применяется к подложкам для повышения ионной бомбардировки растущей пленки. Время от времени положительные напряжения смещения используются [9, 15] для устранения бомбардировки положительных ионов и увеличения электронной бомбардировки или термического воздействия на поверхность. Кроме этого, положительные напряжения смещения используются в кислородной плазме для анодирования плазмы. Известно, что отрицательно смещенный электрод не влияет на потенциал плазмы, тогда как положительно смещенный электрод вызовет увеличение потенциала плазмы.

Несмотря на то, что невозможно получить большие положительные напряжения смещения, очевидно, что приложение положительного напряжения на вспомогательный электрод является простым способом увеличения потенциала плазмы. Все заземленные поверхности подвергаются бомбардировке положительными ионами, обладающими энергиями, характерными для плазменного потенциала, так же как и в геометрически ограниченном разряде.

Суммируя выше сказанное: энергия ионов, падающих на заземленные подложки, может быть увеличена путем подачи положительного напряжения к электроду, находящемуся в контакте с разрядом. Данная

процедура не оказывает существенного влияния на энергию ионов падающих на электрически изолированные подложки.

4. ПЛОТНОСТЬ ИОННОГО ТОКА И СКОРОСТЬ ОСАЖДЕНИЯ

Наряду с плазменными потенциалами главнейшими факторами определяющими рост и формирование покрытий при условиях магнетронного распыления являются распределения потоков нейтральных и ионизированных частиц мишени, что характеризуются плотностью ионного тока j_s и скоростью осаждения a_D [11, 16]. Эти фундаментальные параметры сгруппированы в данном разделе, так как не могут изменяться независимо, таким образом, при нормальных условиях варьировать их получается лишь в ограниченном диапазоне. Однако, как показывает практика, этот диапазон совпадает с оптимальными уровнями ионной бомбардировки для получения плотных покрытий, независимо от материала мишени [7, 17].

Данные параметры характеризуются типом распыляемого материала, давлением рабочего и реактивного (в случае реактивного распыления) газов, мощностью разряда и расстоянием от подложки до мишени. Логично, что скорость осаждения уменьшается при увеличении расстояния до подложки, и возрастает при увеличении потребляемой

магнетроном мощности. Компонентный состав мишени и отношение давлений газов представляют собой более сложные зависимости, поскольку на тлеющий разряд влияют проводимость и температурный диапазон частиц.

В несбалансированных магнетронах энергичные электроны вылетают по спиральной траектории из области мишени вдоль силовых линий, чтобы продвинуться к подложке и подвергнуться ионизирующим столкновениям с атомами газа. Следовательно, вторичная плазма не ограничена областью мишени от этих ионизирующих столкновений, но также может вытекать в направлении подложки, и из этой вторичной плазмы могут быть извлечены большие ионные токи. Исследования других плоских неуравновешенных магнетронов также показали зависимость ионного тока от тока разряда. Таким образом, ионный ток на подложке, пропорционален току мишени (I_T).

Скорость осаждения также увеличивается с увеличением тока разряда и уменьшается с ростом давления. Однако наиболее значимым фактором является расстояние мишени от подложки [18 – 20].

На рис. 8 приведены зависимости плотности ионного тока на подложке и скорости осаждения в зависимости от расстояния подложка - мишень.

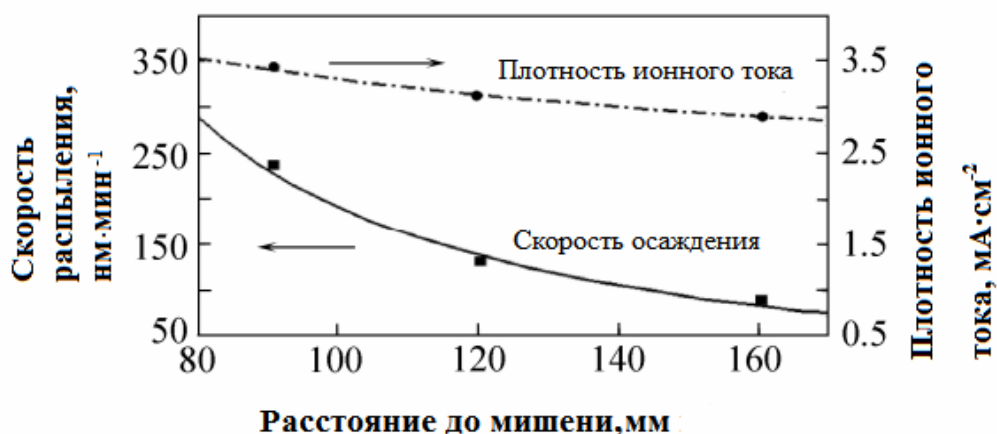


Рис. 8. Сравнение изменений плотности ионного тока и скорости осаждения с разделением подложки на мишень при использовании несбалансированной магнетронной системы [19]

Весомый вклад в образование потоков частиц вносит вариация магнитного поля, положение магнитных линий и степень сбалансированности магнетрона (см. раздел 3).

Рисунки 9 и 10 иллюстрируют на примере различных материалов поведение плотности ионного тока и скорости распыления при изменении конфигурации магнитного поля путем усиления тока соленоида расположенного аксиально к оси несбалансированного магнетрона.

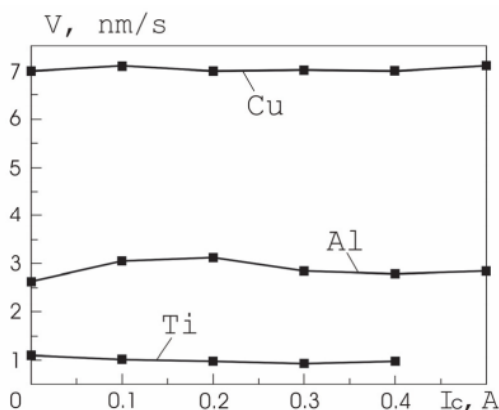


Рис. 9. Скорость осаждения относительно дополнительного тока катушки для различных типов материалов (ток мишени 2А) [20]

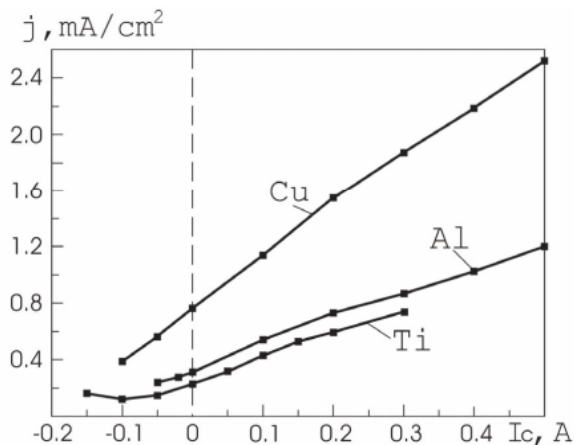


Рис. 10. Плотность ионного тока на оси магнетрона как функция дополнительного тока катушки для различных типов материалов (ток мишени 2А) [20]

При увеличении тока катушки происходит переход ко 2-му типу несбалансированного магнетрона, что характеризуется высокой степенью воздействия на область подложки.

Как видно из данных зависимостей скоростей осаждения практически не зависит от уровня разбалансированности магнетрона, тогда как плотность ионного тока возрастает с увеличением степени несбалансированности.

ВЫВОДЫ

Проанализированы технологические особенности магнетронного распыления, как базиса для получения покрытий с заданными свойствами, что имеет отличные перспективы прикладного использования, за счет многовариантного контроля «внутренних» и «внешних параметров» распылительной системы. Показано влияние различия физических процессов генерации, стабилизации и переноса частиц в условиях RF и DC магнетронных разрядов на процесс осаждения покрытий. Приведены основные конфигурации одиночных магнетронов, и их обсуждение с точки зрения воздействия на пленку что формируется на подложке. Обусловлена роль потенциалов плазмы и потоков частиц на подложку, как факторов стимулирующих ионную бомбардировку, а также их зависимость от технологических параметров распыления.

REFERENCES

1. Roth J. R. Industrial Plasma Engineering, Volume 1: Principles. – Institute of Physics, 1995.– 339 pp.
2. Bogaerts A. The glow discharge: an exciting plasma «Invited Lecture» // J. Anal. At. Spectrom. – 1999. – Vol. 14. – P. 1375-1384.
3. Llewellyn-Jones F. The Glow Discharge and an introduction to Plasma Physics. – London, 1966. – 211 p.
4. Lieberman M. A., Lichtenberg A. J. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. – Canada, 2005. – 757 p.
5. Swann S. Magnetron sputtering // Phys. Technol. – 1988. – Vol. 19. – P. 67
6. Wright M., Beardow T. Design advances and applications of the rotatable cylindrical magnetron // J. Vac. Sci. Technol. – 1986. – Vol. 4. – P. 388-392.
7. Solov'ev A. A., Sochugov N. S., Oskomov K. V. Investigation of plasma characteristics in an un-

- balanced magnetron sputtering system // *Plasma Phys. Rep.* – 2009. – Vol. 35. – P. 399-408.
8. Brauer G. Magnetron sputtering // *Comprehensive materials processing.* – 2014. – Vol. 4. – P. 57-73.
 9. Window B., Sawides N. Charged particle fluxes from planar magnetron sputtering sources // *J. Vac. Sci. Technol.* – 1986. – Vol. 4. – P. 196-202.
 10. Kelly P. J., Arnell R. D. Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications // *Vacuum.* – 2000. – Vol. 56. – P. 159-172.
 11. Coburn J.W., Kay E. Positive ion bombardment of substrates in rf diode glow discharge sputtering // *J. App. Phys.* – 2003 – Vol. 43. – P. 49-65.
 12. De Bosscher W., Lievens H. Advances in magnetron sputter sources // *Thin Solid Films.* – 1999. – Vol. 351. – P. 15-20.
 13. Köhler K., Horne D. E., Coburn J. W. Frequency dependence of ion bombardment of grounded surfaces in rf argon glow discharges in a planar system // *J. Appl. Phys.* – 1985. – Vol. 58. – P. 33-50.
 14. Koenig H. R., Maissel L. I. Application of RF discharges to sputtering // *IBM J. Res. Dev.* – 1970. – Vol. 14. – P. 168-171.
 15. Köhler K., Coburn J. W., Horne D. E., Kay E., Keller J. H. Plasma potentials of 13.56 MHz rf argon glow discharges in a planar system // *J. Appl. Phys.* – 1985. – Vol. 57. – P. 59-66.
 16. Ekpe S. D., Dew S. K. Theoretical and experimental determination of the energy flux during magnetron sputter deposition onto an unbiased substrate // *J. Vac. Sci. Technol.* – 2003. – Vol. 21. – P. 476-483.
 17. Zhou J., Wu Z., Liu Z. Influence and determinative factors of ion-to-atom arrival ratio in unbalanced magnetron sputtering systems // *J. Univ. Sci. Technol.* – 2008. – Vol. 15. – P. 775-781.
 18. Habib S. K., Rizk A., Mousa I. A. Physical parameters affecting deposition rates of binary alloys in a magnetron sputtering system // *Vacuum.* – 1998. – Vol. 49. – P. 153-160.
 19. Arnell R. D., Kelly P. J. Recent advances in magnetron sputtering // *Surf. Coat. Technol.* – 1999. – Vol. 112. – P. 170-176.
 20. Golosov D. A. Effects of Magnetic System Unbalance on Magnetron Sputtering Characteristics // *Plasma Phys. Technol.* – 2014. – Vol. 1, 2. – P. 61-63.

УДК 628.166

ТЕРМОГРАФИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ УСТАНОВОК ДЛЯ ЛУЧЕВОГО ОБЕЗЗАРАЖИВАНИЯ ВОДЫ ПРОМЫШЛЕННЫХ ПОТРЕБИТЕЛЕЙ

С. Е. Донец¹, В. Ф. Клепиков¹, В. В. Литвиненко¹, С. Н. Шаляпин²

¹*Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины,
ул. Гуданова, 13, 61024, Харьков, Украина*

²*ООО «Харьковская инженерная компания», проспект Науки, 60,
офис 818, 61072, Харьков, Украина*

E-mail: vvlytvynenko@ukr.net

Поступила в редакцию 20.08.2018

В работе предложен метод неразрушающего контроля и повышения надежности корпусов установок для обеззараживания воды ультрафиолетовым излучением. Описана концепция проектирования камеры облучения установок. Апробирован метод термографического контроля целостности камеры облучения. Проанализированы перспективы более широкого внедрения установок для предприятий промышленности и энергетики.

Ключевые слова: неразрушающий контроль, распределение дозы, целостность соединений, обеззараживание воды.

THERMOGRAPHY CONTROL OF UNITS FOR RAY DISINFESTATION OF WATER FOR INDUSTRIAL PLANTS

Stanislav Donets¹, Viacheslav Klepikov¹, Volodymyr Lytvynenko¹, Serhiy Shalyapin²

¹*Institute of Electrophysics & Radiation Technologies National Academy of Sciences of Ukraine, 13
Gudanova Str., 61024, Kharkiv, Ukraine*

²*«Kharkiv Engineering Company» Ltd, 60 Nauky Avenue, office 818, 61072, Kharkiv, Ukraine*

The paper proposes a method of nondestructive testing and reliability of housings facilities for disinfecting water by ultraviolet radiation. The design concept of the radiation chamber of installations is described. The method of thermographic control of the integrity of the radiation chamber was tested. The prospects of a wider introduction of installations for industrial and energy enterprises are analyzed.

Key words: non-destructive testing, dose distribution, integrity of compounds, water disinfection.

ТЕРМОГРАФІЧНИЙ КОНТРОЛЬ УСТАНОВОК ДЛЯ ПРОМЕНЕВОГО ЗНЕЗАРАЖЕННЯ ВОДИ ПРОМИСЛОВИХ СПОЖИВАЧІВ

С. Є. Донець¹, В. Ф. Клепиков¹, В. В. Литвиненко¹, С. М. Шаляпін²

¹*Інститут електрофізики і радіаційних технологій НАН України,
вул. Гуданова, 13, 61024, Харків, Україна*

²*ТОВ «Харківська інженерна компанія», проспект Науки, 60,
офіс 818, 61072, Харків, Україна*

У роботі запропоновано метод неруйнівного контролю та підвищення надійності корпусів установок для знезараження води ультрафіолетовим випромінюванням. Описана концепція проектування камери опромінення установок. Апробований метод термографічного контролю цілісності камери опромінення. Проаналізовано перспективи ширшого впровадження установок для підприємств промисловості та енергетики.

Ключові слова: неруйнівний контроль, розподіл дози, цілісність з'єднань, знезараження води.

ORCID IDs

Stanislav Donets: <https://orcid.org/0000-0002-1258-1434>

Viacheslav Klepikov: <https://orcid.org/0000-0003-0294-7022>

@ С. Е. Донец, В. Ф. Клепиков, В. В. Литвиненко и др., 2018

Volodymyr Lytvynenko: <https://orcid.org/0000-0003-4850-2555>

Serhiy Shaliapin: <https://orcid.org/0000-0003-3062-7835>

ВВЕДЕНИЕ

Технология обеззараживания воды бактерицидным ультрафиолетовым излучением имеет более чем пятидесятилетнюю историю. На ранних стадиях создания принципов проектирования установок [1] одна из задач, заключалась в оценке равномерности обеззараживания воды в процессе прохождения через камеру с источниками ультрафиолетового излучения. Так, в работе [1] описан подход, основанный на использовании натурной модели камеры обработки, выполненной из оптически прозрачного материала, что позволяло наблюдать перемешивание красящего пигмента при внесении его на входе в камеру и, таким образом, оценивать траекторию единичного объема жидкости а, соответственно, и полученную им дозу облучения. Учитывая то, что в настоящее время различными производителями изготавливается широкая номенклатура установок, снабженных различными турбулизаторами, выполняющими функцию перемешивания воды в потоке, проведение подобных натуральных испытаний влечет существенные дополнительные расходы ресурсов и времени на внедрение новых моделей. К тому же наличие шероховатостей поверхности у реальных изделий будет также влиять на режимы перемешивания жидкости, и, таким образом, они будут отличаться от полученных при модельном эксперименте.

Важной задачей является также оценка надежности сварных швов изделий, равномерности затяжки болтов на фланцевых соединениях. Данная задача решается проведением обязательных гидравлических испытаний, сводящихся к констатации целостности конструкции и ее прочности при подаче нормативной нагрузки. Однако эти испытания не способны оценить участки наиболее вероятного нарушения в будущем при истечении срока эксплуатации. Указанная проблема важна с точки зрения тенденций перехода к европейским стандартам качества и

связанным с этим оперированием термином «управление старением», заключающегося в необходимости физически обоснованного прогнозирования вероятного сценария нарушения целостности сосуда под давлением [2]. Следует также отметить, что повышенные требования к качеству технической воды на АЭС а также к бактериологическому составу сбросовых вод открывает перспективы использования ультрафиолетовых установок в гидроцехах АЭС и, таким образом, предъявляет к ним повышенные требования по надежности и безопасности.

Вместе с тем вышеуказанные операции могут быть успешно дополнены оперативным и информативным методом на основе проведения дистанционного термографического контроля. Данный метод находит все большее применение в науке, промышленности, медицине, коммунальном хозяйстве, экологии, энергетике [3 – 6] и его интеграция в технологии диагностики аппаратов для ультрафиолетового (УФ) обеззараживания воды является, несомненно, актуальной.

Проведение термографических исследований связано с необходимостью учета возможных помех. Для решения задачи использования термографических измерений в повышении эффективности диагностики при стендовых испытаниях аппаратов УФ обеззараживания необходимо было: отработать технику проведения измерений, которая должна учитывать источники погрешностей; определить физические механизмы проявления возможных дефектов в температурном поле.

МЕТОДИКА ПРОЕКТИРОВАНИЯ УСТАНОВОК

С появлением нового поколения бактерицидных УФ-ламп с высокими показателями стабильности параметров излучения и высоким коэффициентом выхода коротковолнового (обладающего наибольшим бактерицидным действием) УФ-излучения и микропроцессорной техники на рынке возник ряд

фирм, специализирующихся на производстве установок, сориентированных на локального пользователя с объемами потребления воды до $100 \text{ м}^3/\text{ч}$.

Основные подходы к проектированию и созданию УФ-установок изложены в работе [1]. Тем не менее, достижение максимальной технологической и экономической эффективности возможно опираясь на знание индивидуальных особенностей предприятия – заказчика. Как, отмечалось нами в работе [7] выбор оптимального варианта конструкции целесообразно проводить с использованием средств системного анализа [8], что требует разработки специального алгоритма технологии проектирования. Так, конструкция установки характеризуется совокупностью параметров x , реализация которых позволяет получить ряд эксплуатационных характеристик $F_i(x)$, $i = 0, 1, \dots, N$, (например, стоимость обработки, равномерность облучения воды, коэффициент использования излучения и др.). Данные характеристики являются функционалами, достигающими заданных значений при определенных параметрах установки. Исходя из технических и экономических соображений, для ряда функционалов задается наиболее предпочтительная величина, которая достигается при некоторых значениях \hat{x} . Учитывая, что в реальной ситуации достичь оптимальных значений функционалов, как правило, не удастся, налагается ограничение вида

$$F(x) \leq (1+k)F(\hat{x}), \quad (1)$$

где $0 < k \ll 1$. Затем на основе специально разработанного алгоритма строится сетка значений x_z , из которых конструктором выбираются наиболее реализуемые, и удовлетворяющие условию (1).

Одна из основных проблем – обеспечение равномерности облучения воды решается исходя из общего определения поверхностной дозы УФ-излучения, получаемой объемом потока воды, проходящей через камеру обработки.

$$D = \int_{r_1}^{r_2} \frac{I(r)}{s_r} \cdot t_r dr, \quad (2)$$

где r – обобщенная координата, пространства камеры облучения; $I(r)$ – интенсивность излучения в точке r ; s_r – площадь поверхности обрабатываемого объема; t_r – время пребывания элементарного объема в точке r ; r_1, r_2 – пределы интегрирования, определяемые конструкцией камеры облучения и расположением в ней УФ-источников. Не случайно доза рассматривается как интегральная величина, получаемая поверхностью элементарного объема за время прохождения через камеру обработки, поле излучения в которой, как правило, распределено неравномерно. Существующие подходы к оценке дозы по среднему показателю или по наихудшему оправданы для обработки воды с невысоким значением коэффициента поглощения излучения α ($0,1 - 0,2 \text{ см}^{-1}$) – характерным для воды из подземных источников. Проектирование установок для обработки вод из поверхностных источников или сточных вод (как правило, объем обработки $100 \text{ м}^3/\text{ч}$ и более) связано с решением всех вышеупомянутых требований, причем их выполнение может быть взаимоисключающим. Например, неравномерность облучения снижается за счет установки турбулизаторов, которые, в свою очередь, увеличивают гидродинамические потери в сети. Проблема устранения необлученных участков решается путем размещения нескольких излучателей, таким образом, что зоны, расположенные на границе пересечения полей отдельных УФ-источников имеют требуемую облученность благодаря эффекту сложения полей. При этом площадь недооблученных зон сводится к внешним сегментам условной окружности, описывающей радиально расположенные УФ-источники. Этот недостаток устраняется путем вмонтирования дополнительных турбулизаторов, либо конструктивной геометрии камеры или установкой ламинаторов потока, обеспечивающих

увеличение времени пребывания воды в недооблученной зоне.

ЭКСПЕРИМЕНТ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

В качестве тестовых объектов для получения термограмм были выбраны установки производительностью 20 м³/ч и 1 м³/ч соответственно. Для проведения измерений температурного поля применялся тепловизор Fluke Ti32, имеющий такие характеристики: тип приемника излучения – матрица 320x240 в фокальной плоскости, неохлаждаемый микроболометр; тепловая чувствительность $\leq 0,045$ °C (45 мК); спектральный диапазон ИК от 7,5 до 14 мкм.

Поскольку камеры выполнены из нержавеющей стали, имеющей, как известно, высокий коэффициент отражения измерения проводили в условиях отсутствия предметов, имеющих более высокую температуру и которые могли переизлучаться от стенок камеры. Камеру установок заполняли водой, имеющей температуру на 30 К выше температуры окружающей среды. Разница температур создавала тепловой поток через стенки камеры, что давало возможность для температурного проявления возможных дефектов в месте сварных швов. На рис. 1 и рис. 2 показано распределение температуры вдоль линий, проведенных по корпусу камеры в окрестности сварного шва.

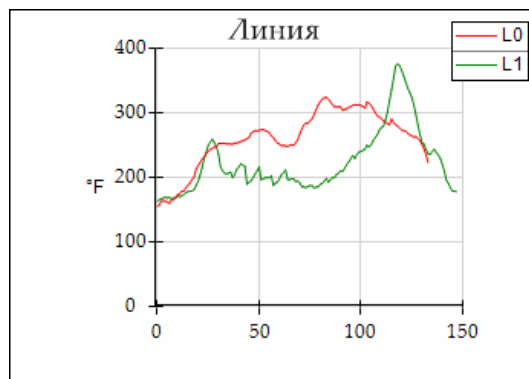
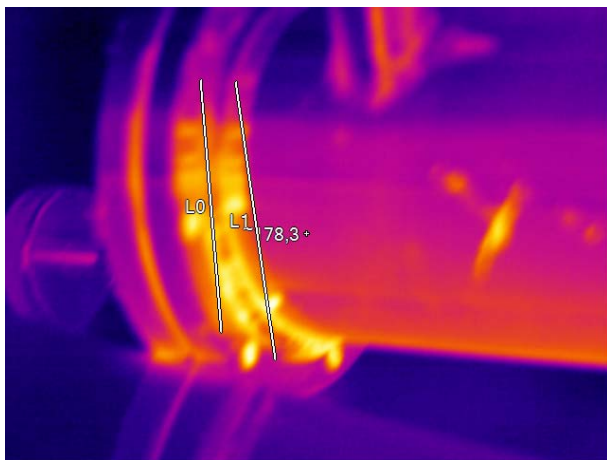


Рис. 1. Распределение температуры сварного шва (корпус-фланец) установки в условиях динамического нагрева

Как видно из термограмм температура швов достаточно равномерна, при этом прослеживается граница заполнения камеры подогретой водой. В случае выявления участков с температурными всплесками целесообразно привлекать дополнительно средства толщинометрии. Очевидно, что преимущество термографического контроля состоит в оперативности обнаружения мест возможного утонения.

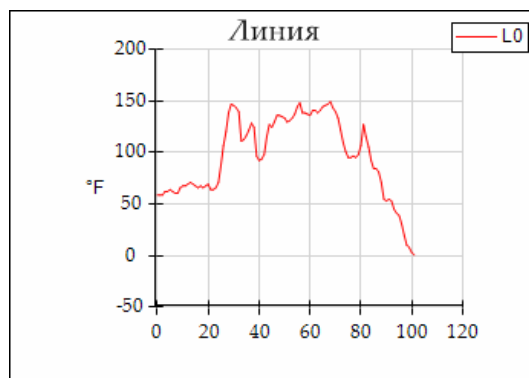
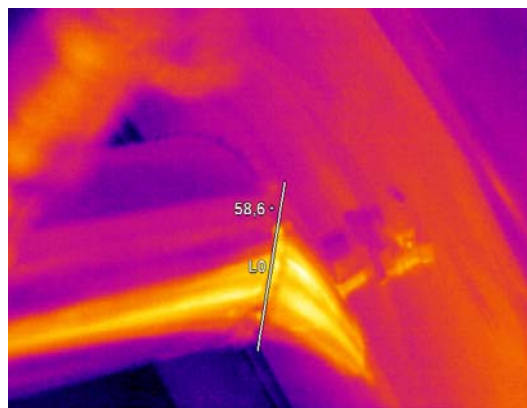
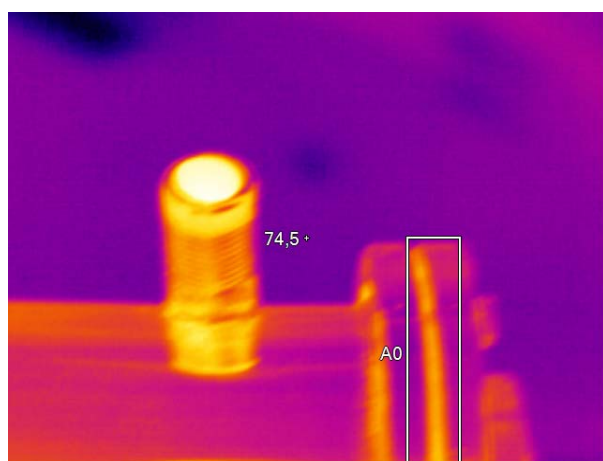


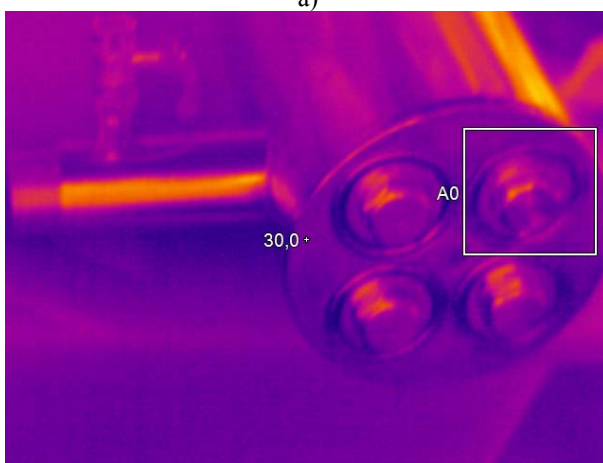
Рис. 2. Распределение температуры на фрагменте сварного шва (корпус – выходной патрубок) установки

На рис. 3 приведены термограммы, на которых видны уплотнения фланцевых соединений и мест герметизации посадочных мест кварцевых цоколей. Равномерное температурное поле подтверждает однородность уплотнения.

Отдельного рассмотрения требует состояние материала уплотнительных прокладок а также нипелей, используемых в качестве держателей датчиков интенсивности излучения. Применяемые технологии отливки латунных заготовок не всегда обеспечивают равномерное прогревание, вследствие чего происходит преимущественное испарение меди на локальных участках, и материал получается пористым. Как пример, на рис. 4 приведем фрактограмму излома экспериментального образца.



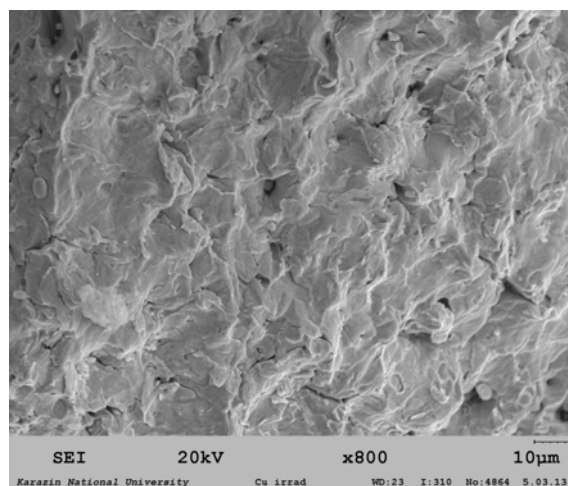
а)



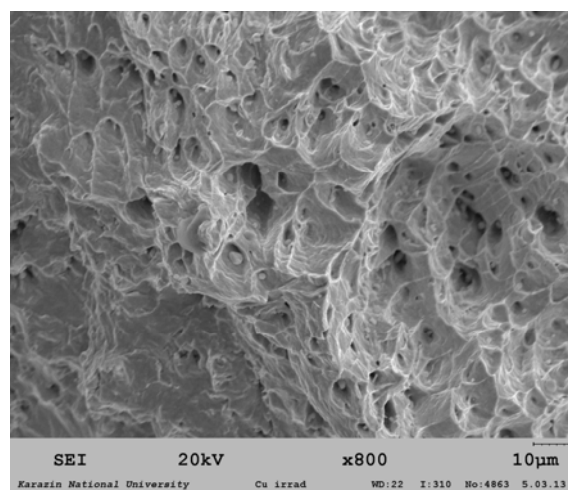
б)

Рис. 3. Распределение температуры фланцевого уплотнения установки (а); распределение температуры в окрестности крепления кварцевого чехла установки (б)

JSPE, 2018, vol. 3, No. 3



а)



б)

Рис. 4. Фрактограмма латунного образца подвергнутого интенсивному облучению электронным пучком в вакууме: а) исходный образец; б) облученный образец

Различие характера излома на рис. 4 говорит о существенных различиях ресурса материала, которому предстоит эксплуатироваться в условиях статических механических напряжений и воздействия коррозионно-активных сред.

ВЫВОДЫ

Метод термографического контроля и диагностики установок для ультрафиолетового обеззараживания воды позволяет:

- контролировать качество сварных швов корпусных элементов из нержавеющей стали, выявлять возможные трещины и области несплошности сварных швов а также качест-

ва уплотнительных прокладок, штуцеров, мест посадки держателей измерительных приборов;

- контролировать качество фланцевых соединений, выявлять зоны разгерметизации и микротечей;

- контролировать тепловой режим и распределение интенсивности источников ультрафиолетового излучения непосредственно в процессе работы установок;

- на этапе конструирования новых установок для ультрафиолетового обеззараживания воды оптимизировать гидравлическую, тепловую и обеззараживающую схемы камеры облучения, повышать технико-экономические показатели установок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соколов В. Ф. Обеззараживание воды бактерицидными лучами. 2-е изд. перераб. и доп. М., 1964. – 234 с.
2. Гетман А. Ф. Концепция безопасности «течь перед разрушением» для сосудов и трубопроводов под давлением АЭС. – М.: Энергоатомиздат, 1999. – 228 с.
3. Клепиков В. Ф., Прохоренко Е. М., Колесникова В. В., Морозов А. И. Тепловизионная диагностика для контроля поверхности противотеплового оборудования // Восточно-европейский журнал передовых технологий. – 2011. – № 2/6(50). – С. 65-68.
4. Брюховецкий В. В., Базалеев Н. И., Клепиков В. Ф., Литвиненко В. В. Тепловизионная акустотермографическая дефектоскопия конструкционных материалов // Вопросы атомной науки и техники. – 2011. – № 2(72), вып. 97. – с.178-185.
5. Базалеев Н. И., Бандурян Б. Б., Брюховецкий В. В., Клепиков В. Ф., Литвиненко В. В. Концепція розвитку неруйнівних методів контролю енергетичного обладнання АЕС на основі кореляційної ІЧ-радіометрії // Восточно-европейский журнал передовых технологий. – 2008. – №4/5(34). – С. 10-16.
6. Базалеев Н. И., Бандурян Б. Б., Клепиков В. Ф., Литвиненко В. В. Тепловизионный мониторинг технического состояния компрессорного и энергетического оборудования как метод

эффективного решения проблемы энергосбережения // Компрессорное и энергетическое машиностроение. – 2006. – № 1(3). – С. 60-65.

7. Базалеев Н. И., Клепиков В. Ф., Литвиненко В. В., Шаляпин С. Н. Электрофизические лучевые технологии: новая концепция обеззараживания воды ультрафиолетовыми лучами // Наука та інновації. – 2005. – Т. 1, № 1. – С. 99-109.
8. Моисеев Н. Н. Математические задачи системного анализа. – М.: Наука, 1981. – 488 с.

REFERENCES

1. Sokolov V. F. Obezrazhivanie vody bakteritsidnyimi luchami. 2-e izd. pererab. i dop. M., 1964. – 234 s.
2. Getman A. F. Kontseptsiya bezopasnosti «tech pered razrusheniem» dlya sosudov i truboprovodov pod davleniem AES. – M.: Energoatomizdat, 1999. – 228 s.
3. Klepikov V. F., Prohorenko E. M., Kolesnikova V. V., Morozov A. I. Teplovizionnaya diagnostika dlya kontrolya poverhnosti protivoteplovogo oborudovaniya // Vostochno-evropeyskiy zhurnal peredoviyh tehnologiy. – 2011. – # 2/6(50). – S. 65-68.
4. Bryuhovetskiy V. V., Bazaleev N. I., Klepikov V. F., Litvinenko V. V. Teplovizionnaya akustotermograficheskaya defektoskopiya konstruktivnykh materialov // Voprosy atomnoy nauki i tekhniki. – 2011. – # 2(72), vyp. 97. – S.178-185.
5. Bazaleev N. I., Banduryan B. B., Bryuhovetskiy V. V., Klepikov V. F., Litvinenko V. V. Kontseptsiya rozvitku neruynivnih metodiv kontrolyu energetichnogo obladnannya AES na osnovi korelyatsiynoi ICh-radlometrii // Vostochno-evropeyskiy zhurnal peredoviyh tehnologiy. – 2008. – #4/5(34). – S. 10-16.
6. Bazaleev N. I., Banduryan B. B., Klepikov V. F., Litvinenko V. V. Teplovizionniy monitoring tekhnicheskogo sostoyaniya kompressornogo i energeticheskogo oborudovaniya kak metod effektivnogo resheniya problemy energosberezheniya // Kompessornoe i energeticheskoe mashinostroenie. – 2006. – # 1(3). – S. 60-65.
7. Bazaleev N. I., Klepikov V. F., Litvinenko V. V., Shalyapin S. N. Elektrofizicheskie lucheveye tehnologii: novaya kontseptsiya obezzarazhivaniya vody ultrafioletovymi luchami // Nauka ta Innovatsii. – 2005. – T. 1, # 1. – S. 99-109.
8. Moiseev N. N. Matematicheskie zadachi sistemnogo analiza. – M.: Nauka, 1981. – 488 s.

УДК 621.393.3:621.382:621.385

ПЕРЕХОДНЫЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В СВЕРХТОНКОЙ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ЯЧЕЙКЕ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

З. Хайдаров¹, Х. Т. Йулдашев¹

¹Ферганский политехнический институт, ул. Ферганская, 86, 150107 Фергана, Узбекистан

E-mail: hurshid5704@mail.ru

Поступила в редакцию 05.03.2018

В настоящей работе исследованы переходные фотоэлектрические процессы в сверхтонкой газоразрядной ячейке. Рассмотрены вопросы задержки пробоя газового разряда в импульсном режиме работы ячейки и электростатические явления переходных процессов. Установлено, что время задержки пробоя зависит от интенсивности освещения полупроводника, длительности и величины импульса напряжения, а также состояния поверхностного заряда, то есть напряженности поля поверхностных зарядов.

Ключевые слова: газоразрядная ячейка, фотоприемник, задержка пробоя, поверхностный заряд, ваттамперная характеристика, кинетика импульсного тока, интенсивность свечения разряда.

ПЕРЕХІДНІ ФОТОЕЛЕКТРИЧНІ ПРОЦЕСИ В НАДТОНКІЙ ГАЗОРАЗРЯДНІЙ КОМІРЦІ З НАПІВПРОВІДНИКОВИМИ ЕЛЕКТРОДАМИ

З. Хайдаров¹, Х. Т. Йулдашев¹

¹Ферганський політехнічний інститут, вул. Ферганська, 86, 150107 Фергана, Узбекистан

У роботі досліджені перехідні фотоелектричні процеси в надтонкій газорозрядній комірці. Розглянуто питання затримки пробоем газового розряду в імпульсному режимі роботи комірки та електростатичні явища перехідних процесів. Встановлено, що час затримки пробоем залежить від інтенсивності освітлення напівпровідника, тривалості та величини імпульсу напруги, а також стану поверхневого заряду, тобто напруженості поля поверхневих зарядів.

Ключові слова: газорозрядна комірка, фотоприймач, затримка пробоем, поверхневий заряд, ваттамперная характеристика, кінетика імпульсного струму, інтенсивність світіння розряду.

TRANSITION PHOTOELECTRIC PROCESSES IN A SUPERFLUID GAS-DISCHARGE CELL WITH SEMICONDUCTOR ELECTRODES

Zokirjon Khaydarov¹, Xurshid Yuldashev¹

¹Fergana Polytechnic Institute, 86 Fergana Str., 150107 Fergana, Uzbekistan

In this paper, transient photoelectric processes in a hyperfine gas-discharge cell were investigated. The issues of delay of the gas discharge breakdown in the pulsed mode of the cell operation and the electrostatic phenomena of the transient processes are considered. It is established that the breakdown delay time depends on the semiconductor illumination intensity, the duration and magnitude of the voltage pulse, and also the state of the surface charge, that is, the field strength of the surface charges.

Keywords: gas-discharge cell, photo detector, breakdown delay, surface charge, watt ampere characteristic, kinetics of pulse current, intensity of glow discharge

ORCID IDs

Zokirjon Khaydarov: <https://orcid.org/0000-0002-1542-9323>

Xurshid Yuldashev: <https://orcid.org/0000-0003-0244-4230>

ВВЕДЕНИЕ

Сверхтонкая газоразрядная ячейка (20 – 100 мкм), состоящая из фоточувствительного полупроводникового электрода и расположенного через газоразрядный промежуток воло-

конно-оптической шайбы с проводящим прозрачным покрытием из SnO₂, является основным элементом полупроводниковой фотографической ионизационной камеры (ПФИК) [1 – 4]. Кинетика тока в такой ячей-

ке и кинетика свечения разряда отчасти уже исследованы в работе [5]. Установлено, что статистический разброс задержки пробоя при пренебрежимо малом сопротивлении электродов соответствует функции распределения экспоненциального типа, тогда как разброс при достаточно большой величине сопротивления полупроводникового электрода описывается функцией, близкой функции случайных ошибок [6].

Действительно, полупроводниковый электрод является самым высокоомным элементом электрической цепи сверхтонкой газоразрядной ячейки и поэтому им будет определяться величина проходящего стационарного тока ПФИК, которая равна фототоку в полупроводнике [7].

В случае переходных процессов, например, при подключении внешнего напряжения или при «мгновенном» изменении проводимости полупроводника, величина поверхностного заряда может оказаться в полном несоответствии с током проводимости, что вызывает явления электростатического характера. Существенную роль в токопрохождении играет поверхностный электрический заряд, локализуемый на границе раздела полупроводник – плазма газового разряда, самосогласованный по величине с плотностью тока и во многом определяющий стационарную вольт-амперную характеристику ПФИК.

Однако, до сих пор переходные фотоэлектрические процессы в сверхтонкой газоразрядной ячейке достаточно не изучены. Данные о влиянии послепробойного статистического разброса и времени задержки пробоя, а также величины поверхностного заряда на фотоэлектрические характеристики сверхтонкой газоразрядной ячейки в научных публикациях отсутствуют.

Целью настоящей работы является выявить закономерности переходных процессов, происходящих в сверхтонкой газоразрядной ячейке ПФИК с учетом задержки пробоя газового разряда и распределения поверхностного заряда на полупроводниковом фотоприемнике.

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования газоразрядной ячейки с толщиной 40 мкм и 100 мкм при давлении воздуха 0,2 атм с электродами из компенсированного хромом арсенида галлия при комнатной температуре с темновым удельным сопротивлением $\sim 10^8$ Ом·см и кремния, легированного платиной при $T = 80$ К с темновым удельным сопротивлением $\sim 10^9$ Ом·см в условиях весьма малых сквозных токов или их отсутствия, когда эффекты электростатического характера проявляются наиболее отчетливо.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для выполнения экспериментальных работ была использована ПФИК. Принципиальная электрическая схема сверхтонкой газоразрядной ячейки показана на рис. 1. Между фотоприемником и волоконно-оптической шайбой подключался основной источник питания постоянного тока U_1 , кроме того к источнику постоянного тока последовательно или прямо к газоразрядной ячейке может быть подключен высоковольтный тиратронный импульсный генератор U_2 с длительностью импульсов $t_V = 0,5 - 30$ мкс и длительностью переднего фронта $\tau_\phi = 50$ нс.

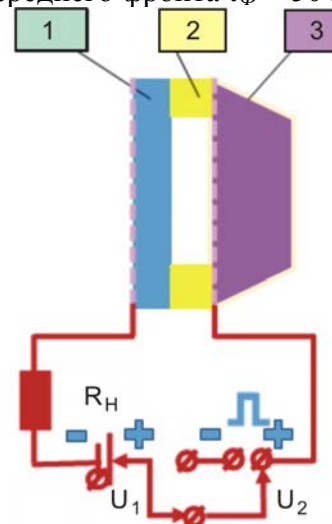


Рис. 1. Принципиальная электрическая схема сверхтонкой газоразрядной ячейки. 1 – фоточувствительная к ИК-излучению полупроводниковая пластинка с прозрачным электродом, 2 – слюдяная пластинка с отверстием в центре, 3 – волоконно-оптическая шайба со SnO_2

Максимальная величина импульсного напряжения составляло $U_2 = 1,6$ кВ, с выходным сопротивлением 100 Ом. Для регистрации постоянного тока использован двухкординатный самопишущий лабораторный комплекс типа ЛКД4-003, а для регистрации токового импульса – двухлучевой осциллограф типа С1-91, регистрировавший падение напряжения на нагрузочном сопротивлении R_H .

Авторами разработан метод усреднения, основанный на изменении оптической плотности изображения осциллограммы тока, сфотографированной с экрана осциллографа на фотопленку. Суть метода заключается в том, что, поскольку фотографическое действие газового разряда ячейки на регистрирующую среду определяется величиной среднего количества электричества, нас интересовали не только значения тока в каждом индивидуальном импульсе, но и средние значения тока за период. Поэтому экспериментальная задача состояла в определении среднего тока, усредненного для каждого момента времени по общему количеству импульсов за время экспонирования.

Действительно, принимая, что оптическая плотность почернения пропорциональна количеству импульсов для каждого момента времени, можно считать, что среднее значение тока в данный момент времени определяется следующим соотношением:

$$i_{\tau} = i_{\tau \max} \frac{n}{N} = i_{\tau \max} \frac{D}{D_{\max}} \quad (1)$$

где n – количество токовых импульсов для данного момента времени; N – полное число импульсов напряжения; D – оптическая плотность на осциллограмме, соответствующая числу импульсов для данного момента времени ($D \sim n$); D_{\max} – максимальная оптическая плотность на осциллограмме, соответствующая полному числу импульсов ($D_{\max} \sim N$).

Таким образом, проводя денситометрирование осциллограмм, можно получить усредненную форму токового импульса. Способ получения кинетики среднего тока из денситометрирования осциллограмм схематически пояснен на рис. 2а, где оптическая

плотность на осциллограмме условно изображена линиями разной толщины, а плавная штрихпунктирная кривая на рис. 2б показывает полученную кинетику среднего тока. Осциллограмма снималась на аэрофотопленку-42 фотоаппаратом «Зенит-Е» с объективом «Гелиос» и дополнительным переходным кольцом. Денситометрирование фотоснимков осуществлялось на микроденситометре типа ИФО-451 с шириной щели, обеспечивающей разрешение 20 лин/мм. Во всех измерениях мощность излучения измерялась термостолбиком типа ЛЭТИ с чувствительностью 0,72 В/Вт.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Кинетика пробоя в сверхтонкой газоразрядной ячейке с полупроводниковым электродом из высокоомного арсенида галлия, компенсированного хромом

Для исследования кинетики тока и задержки пробоя были обработаны вышеописанным денситометрическим методом осциллограммы тока сверхтонкой газоразрядной ячейки.

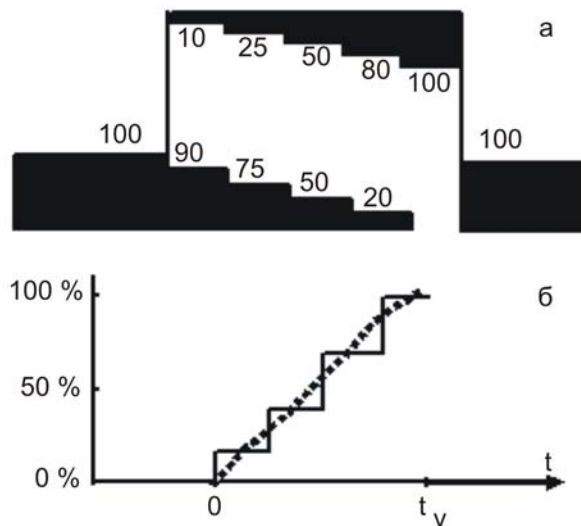


Рис. 2. а) Схематически – распределение оптической плотности почернения на осциллограмме токового импульса, б) Временная зависимость среднего тока, полученная из осциллограммы (а)

В этом случае между полупроводниковым фотоприемником из арсенида галлия, компенсированного хромом и волоконно-оптической шайбой подавалось импульсное напряжение порядка 1,6 кВ с высоковольт-

ного тиратронного генератора. Остаточное давление воздуха составляло 0,2 атм, толщина газового промежутка в одном опыте – 40 мкм, а в другом – 100 мкм, освещение осуществлялось белым светом на ОИ-24, мощность которого измерялась термостолбиком.

На рис. 3 приведена типичная осциллограмма напряжения и тока при подаче на ячейку одиночного импульса напряжения. Как видно из рисунка, после первого емкостного выброса тока (ток смещения) через определенное время задержки, зависящее от освещенности полупроводника, наблюдается второй выброс тока в момент пробоя газоразрядного зазора, переходящий в горизонтальный участок протекания стационарного сквозного тока. Таким образом, второй всплеск тока связан с переходным процессом в электрической цепи (рис. 1), начинающимся в момент пробоя газового промежутка.

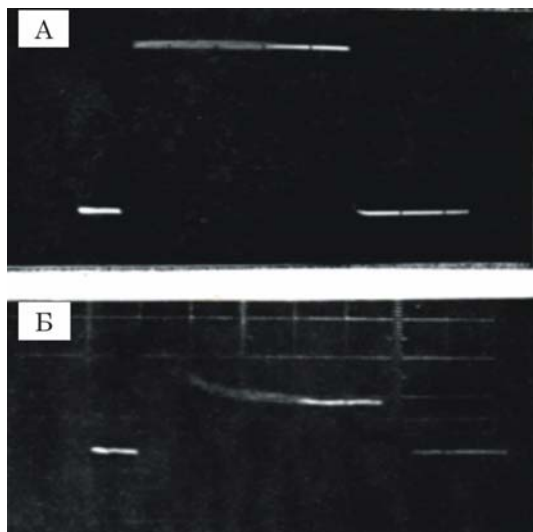


Рис. 3. Осциллограммы напряжения (А) и тока (Б) в газоразрядной ячейке с полупроводниковым электродом из арсенида галлия, компенсированного хромом

На рис. 4а и рис. 4б приведены временные зависимости величины среднего тока при различных значениях освещенности полупроводника и постоянной для каждой серии величины импульсного напряжения, полученные денситометрическим методом для двух значений толщины зазора.

На рис. 5 представлены зависимости времени задержки пробоя от интенсивности освещения для двух значений толщины зазора. Задержка пробоя уменьшается с ростом ос-

вещенности фотоприемника и при увеличении толщины газоразрядного зазора.

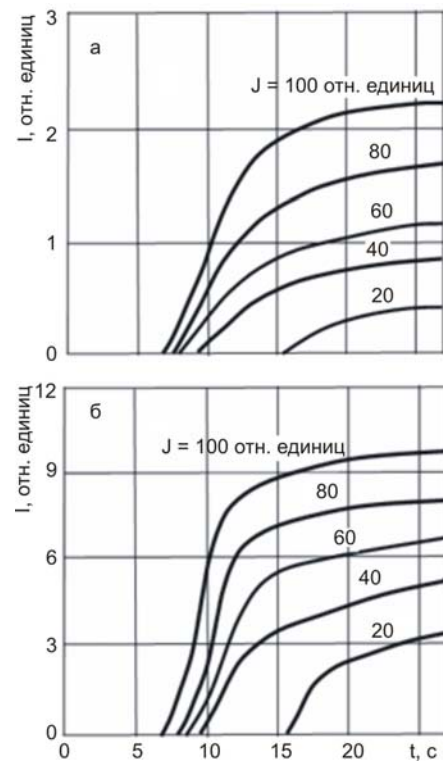


Рис. 4. а). Серия временных зависимостей среднего тока при различных значениях интенсивности освещения при толщине зазора $d = 40$ мкм; б). То же что и на рис. 4,а при толщине зазора $d = 100$ мкм

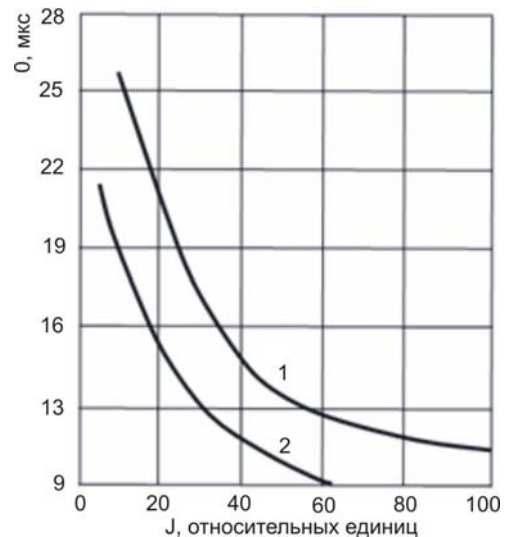


Рис. 5. Зависимость времени задержки пробоя от интенсивности освещения полупроводника при различных значениях толщины зазора. Толщина зазора равна: 1 – 40 мкм, 2 – 100 мкм

Полученные кривые фототока позволили построить зависимости среднего тока в импульсе от интенсивности света при различ-

ных значениях длительности импульса напряжения. На рис. 6а и рис. 6б приведены такие зависимости для двух значений толщины газоразрядного зазора.

2.2. Электростатические явления в сверхтонкой газоразрядной ячейке с полупроводниковым электродом из кремния, легированного платиной

Для исследования переходных процессов электростатического характера последовательно к сверхтонкой газоразрядной ячейке были подключены источники постоянного тока и высоковольтный импульсный тиристорный генератор. В этом случае фотоприемником ячейки является кремний, легированный платиной [8], который охлаждается до $T = 80$ К, толщина газоразрядного зазора составляет 40 мкм, давление остаточного воздуха – 0,2 атм. Для усиления свечения разряда использовался электронно-оптический преобразователь типа ЭП-16 (Производство России). При приложении к ячейке постоянного напряжения 550 В зажигается стационарный разряд и наблюдается равномерное свечение при плотности тока $10^{-8} \div 10^{-7}$ А/см². Если дополнительно к ячейке подать короткий (25 мкс) импульс напряжения 1,6 кВ той же полярности, свечение разряда исчезает и затем постепенно восстанавливается. Картина восстановления свечения разряда в разные моменты времени после импульса напряжения показаны на рис. 7.

В более чистом виде электростатические явления наблюдаются в отсутствие постоянного сквозного тока в следующей постановке опыта. На ячейку подается короткий (25 мкс) прямоугольный импульс напряжения 1,6 кВ, вызывающий пробой газового зазора и соответственно вспышку равномерного по площади свечения. Через определенный промежуток времени Θ подается второй импульс напряжения той же полярности. При этом, если к моменту Θ суммарное поле в зазоре, равное разности внешнего поля $E_{имп}$ и поля поверхностных зарядов $E_{заряд}$, в ходе релаксации достигает напряженности пробоя $E_{пр}$, наблюдается вспышка разряда. Как раз для этого случая фиксируется время Θ . Если вспышка разряда не наблюдается, то порого-

вое время пробоя Θ при указанных параметрах больше и для данного случая с моментом подачи второго импульса необходимо повременить. Таким образом, подбором случайных ошибок определяется истинное значение Θ .

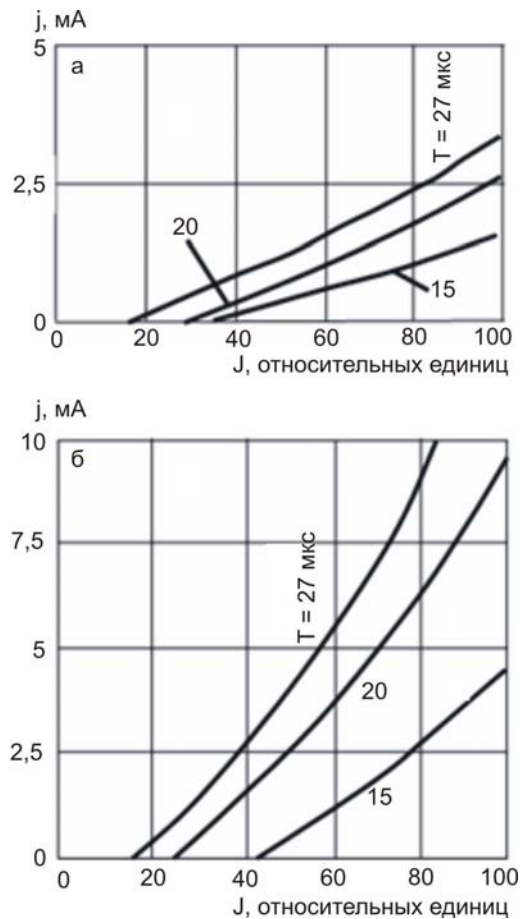


Рис. 6. а). Ваттамперные характеристики ПФИК при различных значениях длительности импульса напряжения при толщине зазора $d = 40$ мкм; б). То же при толщине зазора $d = 100$ мкм

На рис. 8 приведена полученная на опыте зависимость пороговой величины времени пробоя Θ от освещенности полупроводника J , увеличивающая его проводимость (интенсивность освещения измерялась термостолбиком).

На рис. 9 приведена полученная на опыте зависимость интенсивности свечения разряда I (измерялся фототок ФЭУ-19А, соответствующий интенсивности свечения разряда) от порогового времени пробоя Θ для темного тока (кривая 1) и для инфракрасного излучения с длиной волны 3,6 мкм при мощности $\sim 10^{-9}$ Вт/см² (кривая 2).

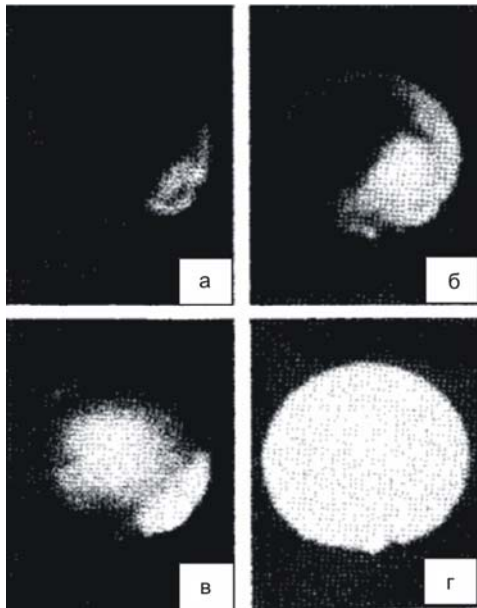


Рис. 7. Картина свечения разряда в разные моменты времени после импульса напряжения: а) – через 4 с; б) – 8 с; в) – 12 с; г) – 20 с

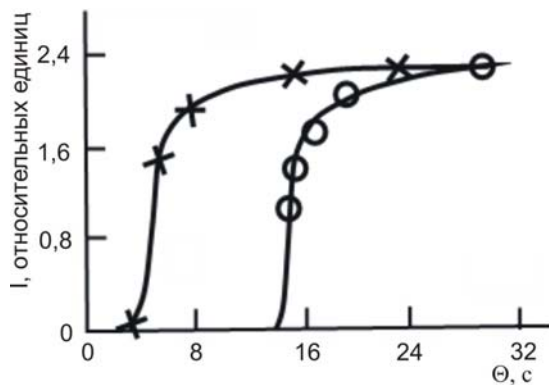


Рис. 8. Зависимость порогового времени пробоя Θ от освещенности полупроводника J

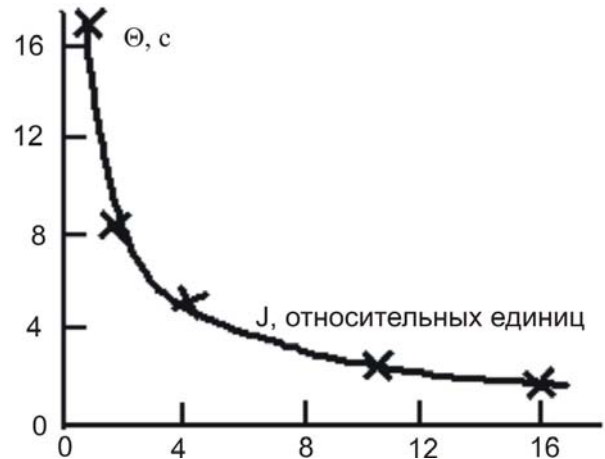


Рис. 9. Зависимость интенсивности свечения разряда от пороговой величины времени зажигания разряда после подачи второго импульса напряжения: 1 – в темноте, 2 – при освещении $\sim 10^{-9}$ Вт/см²

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Прежде чем приступить к обсуждению результатов, считаем, целесообразным рассмотрение вопроса о процессе пробоя газового зазора с точки зрения теоретического анализа.

Расчет временной зависимости напряжения на газоразрядном зазоре $U(t)$ до пробоя может быть выполнен аналогично задаче о зарядке двухслойного конденсатора [9], один из слоев которого полупроводник, имеет диэлектрическую проницаемость ε_1 , толщину d_1 и удельную проводимость σ_1 , а второй слой – газовый промежуток, имеет диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_2 = 1$, толщину d_2 и удельную проводимость $\sigma_2 = 0$:

$$U(\tau) = U_0 / \left(\frac{R_1}{4\pi d_2} \left(\frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_1} \right) \right) \left[\left(\frac{4\tau\sigma_1\tau_1}{\varepsilon_1} - 1 \right) \exp\left(\frac{-t}{\tau_1}\right) - \frac{4\pi\sigma_1\tau_2}{\varepsilon_1 d_1} \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) - \frac{4\pi\sigma_1}{\varepsilon_1(\tau_1 - \tau_2)} \right], \quad (2)$$

$$\text{где } \tau_1 = \frac{R\varepsilon_1}{\frac{16\pi^2 d_1 d_2}{\varepsilon_1 + 1}}; \quad \tau_2 = \frac{d_1}{\sigma_1} \left(\frac{\varepsilon_1}{\pi d_1} + \frac{1}{\pi d_2} \right)$$

U_0 – подаваемое напряжение; R – внутреннее сопротивление источника напряжения.

При пренебрежимо малой величине внутреннего сопротивления генератора поданное

напряжение в начальный момент времени перераспределяется обратно пропорционально емкостям:

$$\frac{U}{U_0 - U} = \frac{U}{\varepsilon_1 d_2}. \quad (3)$$

Затем с постоянным временем τ_2 все напряжения переходят на разрядный зазор. Таким образом, пробой зазора происходит в условиях возрастающего на нем напряжения.

Поскольку σ_1 зависит от освещения, величина задержки пробоя определяется временем $\Theta = \tau_2 = f(\sigma_1)$. Другой определяющий задержку пробоя фактор – естественный статистический разброс времени пробоя, являющийся единственной причиной задержки пробоя в ячейке с эквипотенциальными электродами. Следовательно, общее время задержки определяется двумя составляющими: временем задержки емкости разрядного зазора через освещенный полупроводник и временем статистической задержки пробоя при данном напряжении в зазоре. Исследование задержки пробоя в газоразрядной ячейке ПФИК представляет прикладное значение.

Исходя из данной задачи, был поставлен опыт. Сначала были построены зависимости кинетики тока в газоразрядной ячейке денситометрическим методом из осциллограммы тока. Из приведенных кривых на рис. 4 следует, что за время импульса напряжения релаксационные кривые среднего тока приходят к стационарному значению, величина которого зависит от освещения. Задержка пробоя, определенная как время достижения током половинной величины стационарного значения, и величина разброса времени задержки пробоя (наклон кривой) уменьшается с ростом освещенности. Кроме того, среднее значение тока при толщине газоразрядного зазора 100 мкм в три с лишним раза больше чем при толщине 40 мкм. По-видимому, это оптимальный случай при импульсном режиме работы ПФИК. Приведенные кривые на рис. 6, зависимости среднего тока в импульсе от интенсивности света (ваттамперные характеристики ПФИК) демонстрирует характерную особенность кривых, то есть «пороговый» вид этих зависимостей, что является следствием эффекта задержки пробоя. При увеличении длительности импульса напряжения уменьшается пороговое значение интенсивности освещения, ниже которого ток проводимости в ПФИК, а следовательно и свечение разряда отсутствуют. Отметим также, что, начиная с порогового значения, фототок резко возрастает с увеличением интенсивности света. Полученные «пороговые» зависимости среднего тока с регулированием величины порога представляют значитель-

ный интерес, являясь в принципе методом дискриминации фона.

Теперь переходим к обсуждению результатов исследования электростатистического явления происходящих на поверхности полупроводникового фотоприемника в сверхтонкой газоразрядной ячейке ПФИК. Здесь необходимо отметить, что сверхтонкая газоразрядная ячейка в ПФИК работает в двух режимах: 1 – ждущий режим, когда к ячейке подключен источник питания постоянного тока, в данном случае ячейка как бы ждет световой информации для регистрации; 2 – импульсный стробирующий режим, в этом режиме работы на постоянном фоне излучения регистрируемого объекта подается на ячейку импульсное высокое напряжение. Нами для выявления закономерностей переходных процессов в сверхтонкой газоразрядной ячейке были задействованы одновременно оба режима подачи напряжения на ячейку. Когда к ячейке подается напряжение постоянного тока достаточной величины для пробоя, то на фоне постоянной интенсивности излучения объекта, на экране ПФИК наблюдается равномерное свечение разряда (рис. 7г). Если дополнительно к ячейке подается высокое импульсное напряжение, в нашем случае 1,6 кВ, то свечение разряда гаснет. После этого разряда, то есть изображение объекта восстанавливается через определенное время. Как видно из рис. 8, это время Θ зависит от интенсивности излучения объекта. В свою очередь, данная величина также зависит от величины интенсивности свечения разряда (рис. 9). Последний результат привел нас к размышлению о том, что интенсивность разряда I пропорциональна квадрату действующего к моменту пробоя электрического поля $E_{np}^2 = (E_{умп} - E_{заряд})^2$ и имеет пороговый характер этой зависимости качественно соответствующий теоретическому соотношению

$$I = \left\{ \alpha (E_{умп} - E_{np}) \left[1 - \frac{E_{заряд} \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right)}{E_{умп} - E_{np}} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

где $E_{\text{имп}}$ – напряженность поля, подаваемого импульса напряжения, $E_{\text{зряд}}$ – напряженность поля поверхностных зарядов, τ – максвелловское время в полупроводнике, α – постоянный коэффициент.

Следует отметить возрастание разброса по интенсивности свечения и по моменту зажигания разряда по мере приближения к пороговому моменту времени, что связано, по видимому, с неоднородностью проводимости полупроводника и дисперсией задержки пробоя (рис. 7).

Электростатические явления подобного типа определяются своеобразием переходных процессов в ионизационных приборах и, с другой стороны, могут служить эффективным инструментом изучения физики газового разряда с распределенным сопротивлением электрода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хайдаров З. Особенности автоэлектронной эмиссии в сверхтонком зазоре газоразрядной ячейки в полупроводниковой ионизационной камере // ФИП. – 2006. – Т. 3, № 1-2. – С. 207.
2. Касымов Ш. С., Хайдаров З., Йулдашев Х. Т. Исследование влияния токового усиления на фотоэлектрографические и выходные характеристики преобразователя изображений ионизационного типа // ФИП. – 2011. – Т. 9, № 4. – С. 376.
3. Хайдаров З. // Исследование сверхтонкой газоразрядной ячейки с полупроводниковым электродом из кремния легированного платиной // ФИП. – 2011. – Т. 9, № 4. – С.385.
4. Хайдаров З., Хайдаров К. З., Йулдашев Х. Т. Высокочувствительная полупроводниковая ионизационная фотографическая камера для инфракрасного диапазона // Прикладная физика. – 2017, № 1. – С. 65-69.
5. Астров Ю. А., Лодыгин А. Н., Порцель Л. М. Гексагональные структуры тока в системе

- «полупроводник – газоразрядный промежуток» // ЖТФ. – 2011. – Т. 81(2). – С. 42-47.
6. Пугачев В. С. // Теория вероятностей и математическая статистика // М.: Наука, 1968.
 7. Blaszk P. R. Patent USA. Int.Cl.HOI 17/06. 3.743.881 (July 3, 1973).
 8. Хайдаров З. и др. // Патент России № 1697572, от 8 августа 1991 г.
 9. Сканави С. В. // Физика диэлектриков (Область слабых полей) // М.: Наука, 1979.

REFERENCES

1. Haydarov Z. Osobennosti avtoelektronnoy emissii v sverhtonkom zazore gazorazryadnoy yacheyki v poluprovodnikovoy ionizatsionnoy kamere // FIP. – 2006. – Т. 3, # 1-2. – S. 207.
2. Kasyimov Sh. S., Haydarov Z., Yuldashev H. T. Issledovanie vliyaniya tokovogo usileniya na fotoelektrograficheskie i vyihodnyie harakteristiki preobrazovatelya izobrazheniy ionizatsionnogo tipa // FIP. – 2011. – Т. 9, # 4. – S. 376.
3. Haydarov Z. // Issledovanie sverhtonkoy gazorazryadnoy yacheyki s poluprovodnikovym elektrodom iz kremniya legirovannogo platinoy // FIP. – 2011. – Т. 9, # 4. – S.385.
4. Haydarov Z., Haydarov K. Z., Yuldashev H. T. Vysokochuvstvitelnaya poluprovodnikovaya ionizatsionnaya fotograficheskaya kamera dlya infrakrasnogo diapazona // Prikladnaya fizika. – 2017, # 1. – S. 65-69.
5. Astrov Yu. A., Lodygin A. N., Portsel L. M. Geksgonalnyie struktury toka v sisteme «poluprovodnik – gazorazryadnyi promezhutok» // ZhTF. – 2011. – Т. 81(2). – S. 42-47.
6. Pugachev V. S. // Teoriya veroyatnostey i matematicheskaya statistika // M.: Nauka, 1968.
7. Blaszk P. R. Patent USA. Int.Cl.HOI 17/06. 3.743.881 (July 3, 1973).
8. Haydarov Z. i dr. // Patent Rossii # 1697572, ot 8 avgusta 1991 g.
9. Skanavi S. V. // Fizika dielektrikov (Oblast slabyyh poley) // M.: Nauka, 1979.

УДК 541.16

СИНТЕЗ ВПОРЯДКОВАНИХ НАНОРОЗМІРНИХ СТРУКТУР НА ОСНОВІ ВУГЛЕЦЕВИХ НАНОТРУБОК

П. В. Турбін^{1,2}, О. Ю. Кропотів¹, В. Г. Удовицький^{1,2}

¹Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна,
майдан Свободи, 4, 61022, Харків, Україна

²Науковий фізико-технологічний центр МОН та НАН України,
майдан Свободи, 6, 61022, а/я 4499, Харків, Україна

E-mail: udovvg@meta.ua

Надійшла до редакції 21.08.2018

Вакуумно-дуговим методом здійснено синтез вуглецевих нанотрубок (ВНТ) на металевій пластині з паралельною та перпендикулярною спрямованістю. Визначено деякі переваги вирощування ВНТ безпосередньо на поверхні об'ємних металів. Встановлено наявність хороших електричних контактів наноструктур з підкладкою. Визначено основні фізико-технологічні характеристики отриманих упорядкованих наноструктур. Наводяться технологічні умови і параметри, за яких можливо отримати «ліс» нанотрубок. Отримані впорядковані нанорозмірні структури з ВНТ можуть застосовуватися для виготовлення електронних пристроїв та розробки нових композиційних матеріалів з унікальними властивостями.

Ключові слова: адгезійна міцність, композитні матеріали, «ліс» вуглецевих нанотрубок, вуглецеві наноматеріали.

SYNTHESIS OF ORDERED NANOSTRUCTURES BASED ON CARBON NANOTUBES

Petro Turbin^{1,2}, Oleksandr Kropotov¹, Viktor Udovitskiy^{1,2}

¹V.N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody Sqr, 61022, Kharkiv, Ukraine

²Scientific Center of Physical Technologies of MES and NAS of Ukraine,
6 Svobody Sqr, 61022, Box 4499, Kharkiv, Ukraine

Aligned carbon nanotubes (CNTs) on a metal plate with parallel or perpendicular directivity was synthesized by vacuum-arc method. Some advantages growing of CNTs directly on the surface of bulk metals are defined. The presence of good electrical contacts of nanostructures with the substrate is established. The main physical and technological characteristics of the obtained ordered nanostructures are determined. Technological conditions and parameters under which it is possible to obtain a forest of nanotubes are reported. The obtained ordered nano-sized structures from CNTs can be used for the manufacture of electronic devices and the development of new composite materials with unique properties.

Key words: adhesive strength, composite materials, forest of carbon nanotubes, carbon nanomaterials.

СИНТЕЗ УПОРЯДЧЕННИХ НАНОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

П. В. Турбін^{1,2}, А. Ю. Кропотів¹, В. Г. Удовицький^{1,2}

¹Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, 61022, Харьков, Украина

²Научный физико-технологический центр МОН и НАН Украины,
пл. Свободы, 6, 61022, а/я 4499, Харьков, Украина

Вакуумно-дуговим методом осуществлен синтез углеродных нанотрубок (УНТ) на металлической пластине с параллельной и перпендикулярной направленностью. Определены некоторые преимущества выращивания УНТ непосредственно на поверхности объемных металлов. Установлено наличие хороших электрических контактов наноструктур с подложкой. Определены основные физико-технологические характеристики полученных упорядоченных наноструктур. Сообщается о технологических условиях и параметрах, при которых возможно получить «лес» нанотрубок. Полученные упорядоченные наноразмерные структуры из УНТ могут использовать-

@ П. В. Турбін, О. Ю. Кропотів, В. Г. Удовицький, 2018

ся для изготовления электронных устройств и разработки новых композиционных материалов с уникальными свойствами.

Ключевые слова: адгезионная прочность, композитные материалы, «лес» углеродных нанотрубок, углеродные наноматериалы.

ORCID IDs

Petro Turbin: <http://orcid.org/0000-0003-2213-3042>

Oleksandr Kropotov: <https://orcid.org/0000-0001-8497-7297>

Viktor Udovitskiy: <https://orcid.org/0000-0003-1437-5308>

ВСТУП

Впорядковані масиви ВНТ широко застосовуються в різних областях науки і техніки, зокрема, матеріалознавстві при розробці нових матеріалів; в електроніці, енергетиці, медицині, біотехнологіях та ін. [1 – 3]. У багатьох випадках практичного застосування УНТ виникає необхідність забезпечити надійний електричний контакт зі спеціальним чином сформованою структурою з ВНТ. При розробці композитних матеріалів на основі впорядкованих структур з ВНТ важливим є забезпечення адгезійної міцності зв'язку нанотрубок з підкладкою. Впорядковані структури (часто називаються «лісом» нанотрубок [3]) зараз створюються шляхом вирощування нанотрубок декількома методами на спеціально підготовлених підкладках з попередньо нанесеними на їх поверхню частинками каталітичного металу (Fe, Ni, Co та ін.) в тому місці, де необхідно виростити нанотрубки. За такої технології забезпечення електричного контакту зі структурою з ВНТ вирішується окремо на наступних етапах технологічного процесу виготовлення функціонального пристрою на основі ВНТ. Тому актуальним в сенсі оптимізації процесу виготовлення електронних пристроїв на основі ВНТ, зокрема, автоелектронних емітерів і фотоелектричних перетворювачів енергії, є розробка методики синтезу нанотрубок безпосередньо на поверхні металевого зразка.

Унікальні електричні, механічні, оптичні та інші властивості вуглецевих наноструктур – вуглецевих нанотрубок, а також фулеренів, конусів, шаруватих цибулеподібних структур, зробили їх надзвичайно привабливими щодо різноманітних практичних застосувань, зокрема, при створенні нових приладів елементного базису мікро- та наноелектроніки. Це стимулює, в свою чергу, дослідження, спрямовані на створення відтворюваних технологій синтезу необхідних структур з напе-

ред заданими властивостями. При вакуумно-дуговому синтезі вуглецевих наноструктур ефективним методом, що впливає на процес зростання і властивості одержаних структур, є вакуумно-дуговий синтез у схрещених електричному і магнітному полях [4 – 6].

У цій роботі представлені результати фізико-технологічних досліджень вакуумно-дугового синтезу впорядкованих вуглецевих наноструктур на металеву пластину з нікелю, з використанням розробленої установки. В роботі отримано «ліс» з ВНТ, орієнтованих уздовж або перпендикулярно підкладці. Визначено фізико-технологічні характеристики отриманих структур. Вказані можливі застосування наноструктур у різних галузях техніки.

1. ОБЛАДНАННЯ І МАТЕРІАЛИ ЕКСПЕРИМЕНТУ

Впорядковані вуглецеві наноструктури формувалися за допомогою виготовленої на основі серійного вакуумного поста ВУП-5М експериментальної установки. Така установка забезпечує можливість проведення тривалих плазмово-дугових процесів. Розташування основних елементів підковпачного пристрою схематично зображено на рис. 1.

У процесі модернізації установки необхідно було забезпечити її надійну експлуатацію в умовах підвищеного виділення теплової енергії всередині камери. Для кращого відведення тепла від стінок вакуумної камери на її поверхні з зовні був напаяний охолоджувач з мідної трубки, по якій циркулювала вода. Штатні вікна в камері були замінені на вікна з кварцового скла з фторопластовими ущільнювачами.

Для утворення плазми застосовувався аргон високої чистоти марки 4.8. Його тиск становив $P_{Ar} = 0,3 - 0,7$ Па.

Як аноди і катоди використовувалися стрижні діаметром 6 мм і 8 мм з графіту над-

високої чистоти марки ГСМ-1. Відстань між анодом і катодом після загоряння дугового розряду підтримувалася за допомогою спеціально сконструйованого механізму електроприводу в діапазоні 1 – 3 мм. У деяких попередніх дослідженнях відстань анод-катод оцінювалася непрямими методами, наприклад, за падінням напруги на проміжку. Але непрямі методи при вимірюванні відстані анод-катод можуть давати значну похибку. У даній роботі поряд з використанням непрямих методів, застосовувалися також ряд прямих вимірювань вказаної відстані при горінні дуги в різних режимах. Вимірювання здійснювалися за допомогою спеціально сконструйованої камери-обскури, пристосованої до вікна вакуумної камери. За допомогою камери зображення анода, катода і проміжку між ними проектувалося в затемненій кімнаті на екран. По зображенню, знаючи діаметр електродів, можна досить точно обчислити відстань між анодом і катодом у процесі горіння дугового розряду. Зазначена методика дозволяє досить точно визначити відстань анод-катод, тоді як прямі спостереження і вимірювання відстані анод-катод істотно утруднені великою яскравістю дугового розряду.

Струм дугового розряду після його трансформації у відносно стаціонарний режим регулювався напругою джерела живлення (20 – 30 В) і підтримувався на рівні 50 – 80 А. Конфігурація розташування електродів – горизонтальна (рис. 1).

Вуглецеві впорядковані наноструктури формувалися вакуумно-дуговим методом на нікелеві пластини розміром 20 × 20 мм і товщиною 2 мм. Застосовувався нікель марки Н-1. Перед формуванням вуглецевих структур, поверхня пластин спеціально шліфувалася, полірувалася, а потім відмивалася в хімічних розчинниках і дистильованій воді. Нікель є катализатором формування вуглецевих нанотрубок. Ця обставина дозволяє формувати щільні впорядковані структури з ВНТ (часто називається «ліс» нанотрубок). У дослідженнях інших авторів вказується, що довжина таких ВНТ («висота лісу») може досягати декількох міліметрів [3].

Принцип роботи експериментальної установки наступний. Дуга на постійному струмі

запалюється і підтримується потрібний час між двома горизонтально розташованими графітовими електродами. Вуглецева пара, що утворюється при горінні дуги, поширюючись навколо дуги, конденсується на поверхні металевого ковпака і всіх елементах підковпачного пристрою, в т. ч. і на нікелевій пластині 4, розташованій паралельно площині, в якій лежать графітові електроди.

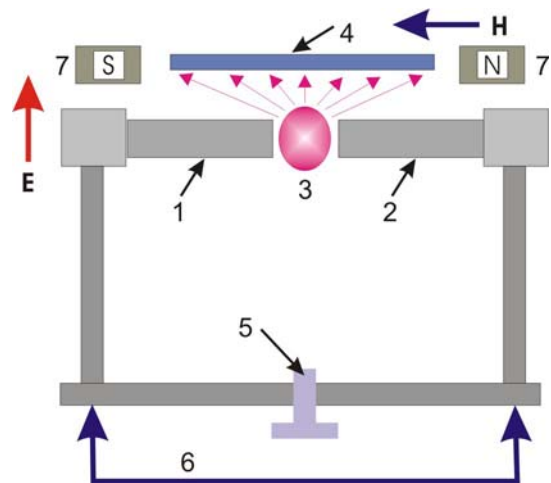


Рис. 1. Схема розташування основних елементів підковпачного пристрою в установці для синтезу впорядкованих вуглецевих наноструктур вакуумно-дуговим методом: 1 – катод, 2 – анод, 3 – плазма дуги, 4 – пластина на якій формуються наноструктури, 5 – до вакуумного насоса і джерела аргону, 6 – до джерела напруги, 7 – магнітна система

В установці можуть також застосовуватися схрещені постійне електричне та постійне магнітне поля. Електричне поле спрямоване вертикально. Воно докладене між пластиною-підкладкою 4 і корпусом камери. Магнітне поле спрямоване горизонтально, між двома магнітами 7, які розташовані зліва і праворуч нікелевої пластини 4.

2. АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

Проведені експериментальні дослідження підтвердили, що розроблена експериментальна установка і вакуумно-дугова методика дозволяють синтезувати з вуглецевої плазми впорядковані структури з ВНТ безпосередньо на поверхні металевих пластин, зокрема з нікелю. При цьому, варіюючи спрямованість електричного і магнітного полів, можли-

во отримувати трубки, по-різному орієнтовані відносно поверхні пластини.

Знімки синтезованих структур з нанотрубок, отримані методом скануючої електронної мікроскопії, наведені на рис. 2 і рис. 3.

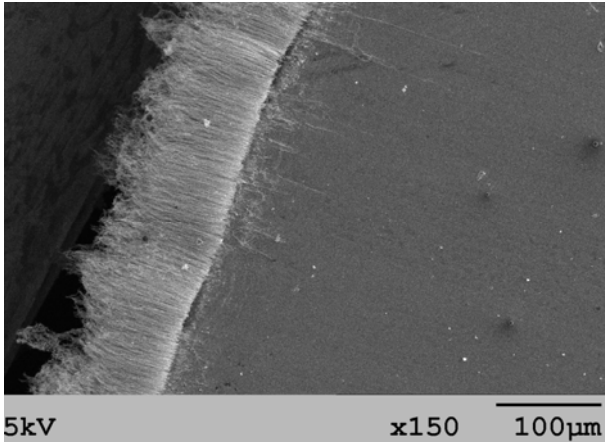


Рис. 2. ВНТ, орієнтовані по нормалі до поверхні нікелевої пластини

Висота упорядкованих структур з ВНТ в даних експериментальних дослідженнях становила 50 – 150 мкм. Діаметр синтезованих нанотрубок варіював від 5 нм до 20 нм. Таким чином, поверхнева щільність нанотрубок, перпендикулярних пластині з нікелю, становила приблизно 2500 – 40000 на мкм^2 в залежності від технологічних параметрів формування. Відстань між ВНТ становила 1 – 3 нм. Адгезійна міцність структур на основі ВНТ становить 1 – 1,5 ГПа.

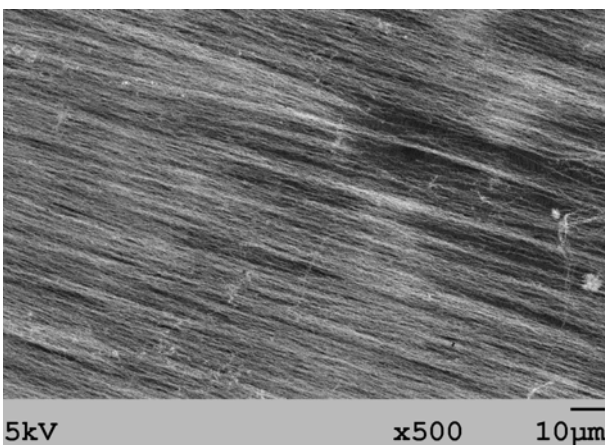


Рис. 3. ВНТ, які стеляться поверхнею нікелевої пластини

Орієнтація магнітного поля перпендикулярно пластині-підкладинці визначає зростання вуглецевих нанотрубок перпендикуля-

рно підкладинці (рис. 2). Розташування поверхні підкладинки паралельно силовим лініям магнітного поля визначає формування структур із ВНТ, що стеляться поверхнею підкладинки (рис. 3).

Орієнтуючи підкладинку в зоні плазмового розряду можна отримати нахилені структури нанотрубок під певним кутом.

Швидкість зростання впорядкованих наноструктур з ВНТ із застосуванням в експериментах вакуумно-дугового методу спостерігалася в межах 50 – 150 мкм/хв.

Сформовані впорядковані структури з ВНТ можуть становити основу для формування захисних покриттів, що наносяться на робочу поверхню різального інструменту. Матриця з упорядкованих структур на основі ВНТ з певною поверхневою щільністю і нанесеними шарами нітридів металів перехідної групи можуть сформувати композитний матеріал з високою термічною стабільністю і необхідними фрикційними властивостями. Можлива також комбінація «лісу» або «трави» з ВНТ з покриттями на основі кубічного нітриду бору cBN [7].

В роботі [3] розглянуті питання селективного зростання наноструктур на основі ВНТ і інтеграції пристроїв із застосуванням упорядкованих структур з ВНТ. Авторами пропонуються можливості контролю селективного зростання, довжини і діаметру ВНТ. Вертикально вирівняні масиви ВНТ синтезовані для розробки польового транзистора.

Омічний контакт по поверхні розділу ВНТ/метал утворюється в результаті швидкого термічного відпалювання. Контроль діаметра, синтез Y-подібних ВНТ і модифікація поверхні ВНТ відкривають можливість для різних енергетичних застосувань таких структур. Представлені також концепції транзистора надвисокої щільності на основі масиву вертикальних ВНТ та енергетично незалежної пам'яті на основі структури верхнього затвору з пасткою заряду зі структурою оксид-нітрид-оксид.

У роботі передбачається, що осаждена плівка, яка наділена функцією пам'яті, може застосовуватися для зберігання квантових точок через локалізовані електричні поля, які створюються нанорозмірним каналом елект-

ронів, який, в свою чергу, утворюється вуглецевими нанотрубками.

Таким чином, отримані в роботі впорядковані структури на основі ВНТ методом вакуумно-дугового синтезу перспективні для розробки нових композиційних матеріалів і для створення елементної бази наноелектроніки.

ВИСНОВКИ

Авторами розроблена оригінальна установка і методика синтезу впорядкованих вуглецевих наноструктур у схрещених електричному і магнітному полях на основі вакуумного поста ВУП-5М.

Встановлено, що на основі зазначених структур можлива розробка нових композиційних матеріалів і елементів наноелектроніки.

Визначені можливості керування синтезом упорядкованих наноструктур у схрещених електричному і магнітному полях.

Визначено структурні та фізико-технологічні характеристики упорядкованих масивів з ВНТ: поверхнева щільність, висота (довжина), адгезійна міцність.

ЛІТЕРАТУРА

1. Ren Z., Lan Y., Wang Y. Aligned Carbon Nanotubes, Physics, Concepts, Fabrications and Devices. – 2013, 309 p.
2. Choi W. B., Bae E., Kang D., Chae S., Cheong B., Ko J., Lee E., Park W. Aligned carbon nanotubes for nanoelectronics // Nanotechnology. – 2004. – Vol. 15. – P. S512 – S516.
3. Раков Э. Г. Материалы из углеродных нанотрубок // Успехи химии. – 2013. – Т. 82, № 6. – С. 538-566.
4. Удовицкий В. Г., Кропотов А. Ю. Дуговой синтез углеродных наноструктур в электрическом и магнитном полях. Збірник наукових праць Міжнародної наукової конференції «Фізико-хімічні основи формування і модифікації мікро- та наноструктур» (FMMN'2008), 8-10 жовтня 2008. – Т. 1. – С. 111.
5. Удовицкий В. Г., Кропотов О. Ю., Слипченко М. И., Турбин П. В., Чичков Б. М. Особенности роста и будовы катодного депозита, отриманого при плазмово-дуговому синтезі вуглецевих нанотрубок // Радиоэлектроника и информатика. – 2018. – № 4(83). – С. 4-19.

6. Удовицкий В. Г., Слипченко Н. И., Кропотов А. Ю., Чичков Б. Н. Физические, химические и плазмо-химические методы функционализации и диспергирования углеродных нанотрубок для их применения в электронике // Журнал физики и инженерии поверхности. – 2017. – Т. 2, № 2-3. – С. 143-163.
7. Турбин П. В., Кропотов О. Ю., Удовицкий В. Г., Самсоник О. Л., Сребнюк П. А., Горох Д. В. Эффективность захисних покриттів на основі систем cBN, Ti-B-C та AlN-(Ti-Cr(Si))B₂ для різального інструменту // Журнал фізики та інженерії поверхні. – 2017. – Т. 2, № 4. – С. 231-253.

REFERENCES

1. Ren Z., Lan Y., Wang Y. Aligned Carbon Nanotubes, Physics, Concepts, Fabrications and Devices. – 2013, 309 p.
2. Choi W. B., Bae E., Kang D., Chae S., Cheong B., Ko J., Lee E., Park W. Aligned carbon nanotubes for nanoelectronics // Nanotechnology. – 2004. – Vol. 15. – P. S512 – S516.
3. Rakov E. G. Materialy iz uglerodnyh nanotrubok // Uspehi himii. – 2013. – Vol. 82, No. 6. – P. 538-566.
4. Udovitsky V. G., Kropotov A. Yu. Dugovoy sintez uglerodnyh nanostruktur v elektricheskom i magnitnom polyah. Zbirnyk naukovykh prats Mizhnarodnoi naukovoї konferentsii «Fizyko-himichni osnovy formuvannya i modyfikatsii mikro- ta nanostruktur» (FMMN'2008), 8-10 zhovtnya 2008. – Vol. 1. – P. 111.
5. Udovitskiy V. G., Kropotov O. Yu., Slipchenko M. I., Turbin P. V., Chichkov B. M. Osoblyvosti rostu i budovy katodnogo depozytu, otrymanogo pry plazmovo-dugovomu syntezi vugletsevyh nanotrubok // Radioelektronika i informatyka. – 2018. – No. 4(83). – P. 4-19.
6. Udovitsky V. G., Slipchenko N. I., Kropotov A. Yu., Chichkov B. N. Fizicheskie, himicheskie i plazmo-himicheskie metody funktsionalizatsii i dispergirovaniya uglerodnyh nanotrubok dlya ih primeneniya v elektronike // Zhurnal fiziki i inzhenerii poverhnosti. – 2017. – Vol. 2, Mo. 2-3. – P. 143-163.
7. Turbin P. V., Kropotov O. Yu., Udovitsky V. G., Samsonik O. L., Srebniuk P. A., Goroh D. V. Efektyvnist zahysnyh pokryttiv na osnovi system cBN, Ti-B-C ta AlN-(Ti-Cr(Si))B₂ dlya rizalnogo instrumentu // Zhurnal fizyky ta inzhenerii poverhni. – 2017. – Vol. 2, No. 4. – P. 231-253.

Тематичні напрямки:

- фізика поверхні – модифікації, покриття, плівки, приповерхневі і перехідні шари різних видів, як результат впливу плазми, корпускулярно-фотонних потоків і випромінювання;
- взаємодія різноманітних видів випромінювання з поверхнями металів, напівпровідників, діелектриків;
- фізика і техніка низькотемпературної плазми;
- фізика і техніка лазерів;
- фізичні властивості плівок і покриттів;
- нанофізика, мікро- і нанотехнології, мікро- та наноелектроніка;
- фізичні та технічні аспекти сучасних технологій обробки поверхні, діагностики і контролю технологічних процесів.

Topic directions:

- surface physics – modifications, coatings, films, near-surface and transient layers of different kinds, as outcome of influencing of plasma, corpuscular-photon flows and radiation;
- interaction of miscellaneous kinds of radiation with surfaces of metals, semiconductors, dielectrics;
- physics and engineering of low-temperature plasma;
- physics and engineering of lasers;
- physical characteristics of films and coatings;
- nanophysics, micro- and nanotechnologies, micro- and nanoelectronics;
- physical and engineering aspects of modern technologies of surfacing, diagnostic and control of technological processes.

Тематические направления:

- физика поверхности – модификации, покрытия, пленки, приповерхностные и переходные слои различных видов, как результат воздействия плазмы, корпускулярно-фотонных потоков и излучения;
- взаимодействие разнообразных видов излучения с поверхностями металлов, полупроводников, диэлектриков;
- физика и техника низкотемпературной плазмы;
- физика и техника лазеров;
- физические свойства пленок и покрытий;
- нанофизика, микро- и нанотехнологии, микро- и наноэлектроника;
- физические и технические аспекты современных технологий обработки поверхности, диагностики и контроля технологических процессов.

Наукове видання
Журнал фізики та інженерії поверхні
Том 3, № 3, 2018

Українською, російською та англійською мовами

Комп'ютерне верстання: Турбін П. В.
Макет обкладинки: Скіпенко К. В.

Підписано до друку .2019 р. Формат 60 × 84/8. Папір офсетний. Друк ризографічний.
Ум. друк. арк. 4,3. Обл.-вид. арк. 5,1. Наклад 40 пр. Зам. № Безкоштовно

61022, м. Харків, майдан Свободи, 6.
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна,
Науковий фізико-технологічний центр МОН і НАН України

Надруковано: ХНУ імені В. Н. Каразіна,
61022, Харків, майдан Свободи, 4.
Видавництво
Тел. 705-24-32
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3367 від 13.01.09