

ГАЗОРАЗРЯДНАЯ ПЛАЗМА И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЯ

ТЕМАТИЧЕСКИЙ ВЫПУСК

Под редакцией проф. Ю.Д. Королева

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....	3
Белоплотов Д.В., Сорокин Д.А., Ломаев М.И., Тарасенко В.Ф. Формирование отрицательного стримера в резко неоднородном электрическом поле и момент генерации убегающих электронов	5
Логинов С.В. Экспериментальное установление скейлинга напряжения плазменного прерывателя тока	14
Шемякин И.А., Касьянов В.С., Королев Ю.Д., Ландль Н.В., Болотов А.В. Развитие разряда в водно-солевом растворе при напряжениях выше порогового значения	19
Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Д.Э., Лаврухин М.А. Механизм высокоэффективной генерации электронных пучков в высоковольтном разряде в гелии и его смесях с кислородом и азотом	26
Шандриков М.В., Артамонов И.Д., Визирь А.В., Бугаев А.С., Окс Е.М. Аксиальное распределение масс-зарядового состава плазмы магнетронного разряда	30
Архипов В.А., Гольдин В.Д., Золоторёв Н.Н., Коротких А.Г., Кузнецов В.Т., Матвиенко О.В. Новый метод исследования характеристик зажигания конденсированных систем лазерным излучением	34
Садыкова А.Г., Зубарев Н.М., Месяц Г.А., Осипенко Е.А., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. Пробой воздуха в поле бегущей ТЕМ-волны, ассистированный убегающими электронами	40
Бурдовицин В.А., Окс Е.М. Слой пространственного заряда вблизи диэлектрической мишени, облучаемой электронным пучком	46
Сайфутдинова А.А., Тимеркаев Б.А., Сайфутдинов А.И. Численное исследование поверхностного барьерного разряда в воздухе атмосферного давления	50
Козырев А.В., Кожевников В.Ю., Коковин А.О., Панарин В.А., Семенюк Н.С., Ситников А.Г. Электрополевой механизм формирования тонкой плазменной струи в открытом атмосферном разряде	55
Ландль Н.В., Королев Ю.Д., Гейман В.Г., Франц О.Б., Шемякин И.А., Касьянов В.С., Лопатин И.В., Ковальский С.С. Режимы поддержания тлеющего разряда с полым катодом и нитью накала внутри полости	59
Духопельников Д.В., Кириллов Д.В. Испарение поликристаллического кремний-алюминиевого катода в вакуумно-дуговом разряде	68
Кузенов В.В., Рыжков С.В., Старостин А.В. Система импульсных струй для генерации плотной плазмы во внешнем магнитном поле	75
Киреев С.Г., Тумашевич К.А., Шашковский С.Г., Абакумов А.В., Осин Н.А. Калибровка фотоэлектрических приемников импульсного излучения	79
Королев Ю.Д., Нехорошев В.О., Франц О.Б., Болотов А.В., Ландль Н.В. Источник питания для получения низкотемпературных плазменных струй	85
Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Д.Э., Лаврухин М.А. Частотные характеристики субнаносекундного плазменного коммутатора	92
Орешкин В.И., Бакшт Р.Б., Жигалин А.С., Орешкин Е.В., Русских А.Г. Филаментация токонесущих плазменных оболочек	96
Орликов Л.Н., Орликов Н.Л., Мамбетова К.М., Шандаров С.М. Газоразрядные генераторы высокой частоты для обработки материалов	101
Артемьев К.В., Богачев Н.Н., Гусейн-заде Н.Г., Долматов Т.В., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Андреев С.Е. Исследование характеристик источника низкотемпературной плазмы на основе пьезотрансформатора	105
Иванов Ю.Ф., Петрикова Е.А., Тересов А.Д., Иванова О.В. Закономерности модифицирования высокохромистой стали интенсивным импульсным электронным пучком	112
Арбузова С.С., Бутягин П.И., Большанин А.В., Кондратенко А.И., Воробьев А.В. Микроплазменная электролитическая обработка поверхности металлов: свойства покрытий, их применение	117

Васильева Т.М., Васильев М.Н., Гараева В.В., Злобин И.С., Зау Йе Мьинт, Кхин Маунг Хтау, Хтет Вэй Ян Чжо, Хтет Ко Ко Зау. Гибридная плазма – перспективы применения для медицины и биологии	123
Аньшаков А.С., Домаров П.В., Фалеев В.А. Электроплазменная установка для газификации органических отходов с получением топливного газа.....	132
Иванов Ю.Ф., Лопатин И.В., Петрикова Е.А., Рыгина М.Е., Толкачев О.С., Шиманский В.И. Многоцикловое электронно-ионно-плазменное легирование силумина: структура, свойства	137
Гренадёрв А.С., Оскомов К.В., Соловьев А.А., Селиванова А.В., Конищев М.Е. Плазмохимическое осаждение антиотражающего и защитного покрытия для ИК-оптики.....	143
Кизириди П.П., Озур Г.Е. Формирование плазменного анода в сильноточной электронной пушке с помощью гибридного разряда	151
Абдуллин Э.Н., Басов Г.Ф. Получение мощных электронных пучков в источнике с плазменным анодом и питанием от генератора Маркса с согласованными нагрузками	156
Сайфутдинова А.А., Софроницкий А.О., Тимеркаев Б.А., Сайфутдинов А.И. Плазмохимическое разложение углеводородов на основе микродугового разряда с вращающимися в толще сырья дисковыми электродами	161
Голубков П.Е., Печерская Е.А., Артамонов Д.В., Зинченко Т.О., Герасимова Ю.Е., Розенберг Н.В. Электрофизическая модель процесса микродугового оксидирования	166
Марков О.И., Хрипунов Ю.В. Воздействие водородной плазмы на поверхность монокристалла висмута	172
Алексеев С.В., Андреев Ю.М., Лосев В.Ф., Лубенко Д.М. Модернизация лазерной системы ТНЛ-100 для получения мощного ТГц-излучения	178

Предисловие

В данном тематическом выпуске журнала представлены три научных направления, тематика которых связана с исследованием физических процессов в разрядах, с созданием источников газоразрядной плазмы, а также с применениями плазмы и потоков заряженных частиц. При краткой характеристике публикаций будем ссылаться на фамилии только первых авторов.

В настоящее время продолжают интенсивно развиваться исследования газовых разрядов атмосферного давления. Одной из проблем является изучение механизма импульсного пробоя перенапряженных промежутков, когда в качестве вторичного процесса может играть роль ионизация газа убегающими электронами, а предпробойные явления и пробой происходят на временном масштабе около 1 нс и менее.

В статье *А.Г. Садыковой* исследовался пробой в поле бегущей волны внутри коаксиальной линии. Такая геометрия электродов позволяет получать более корректную регистрацию импульсов, особенно при субнаносекундных фронтах импульса напряжения. Результаты измерения скорости распространения стримера в неоднородной геометрии электрического поля представлены *Д.В. Белоплотовым*. Численное моделирование формирования стримерной структуры в разряде по поверхности диэлектрика проведено *А.А. Сайфутдиновой*. В работе *А.В. Козырева* приведены результаты исследований формирования разряда в условиях, когда использовался режим питания при высокой частоте следования импульсов и в паузе между импульсами не происходило полного распада плазмы предшествующего разряда. Тогда стример в каждом последующем разряде развивался вдоль следа от плазмы предыдущего импульса.

Значительное число публикаций посвящено исследованию плазменных струй, получаемых на основе разрядов атмосферного давления. Такие струи представляют интерес в самых различных областях, в частности для плазменного поддержания горения и конверсии углеводородов (*А.С. Аньшаков*), для поверхностной модификации материалов (*Л.Н. Орликов*), для биомедицинских применений (*Т.М. Васильева*). Используются самые разные методы электрического питания разряда для получения плазменной струи. Например, в работе *Ю.Д. Королева* описан источник питания постоянного напряжения для поддержания разряда в потоке газа. Интересным техническим решением является применение в качестве высоковольтного источника пьезоэлектрического трансформатора (*К.В. Артемьев*). В работе *В.В. Кузенова* исследуется струя, формируемая в капиллярном разряде с испаряющейся стенкой. Поддержание горения в конденсированных средах осуществлялось также не только с помощью плазменной струи, но и излучением CO₂-лазера (*В.А. Архипов*).

Импульсные разряды при умеренных давлениях представляют интерес для получения электронных пучков с энергией вплоть до нескольких десятков килоэлектронвольт непосредственно в газе. Здесь ускорение электронов происходит в катодном слое разряда типа тлеющего. Две работы в данном направлении представлены *П.А. Боханом*. В одной из них разряд используется для наносекундной коммутации и продемонстрировано, что частота следования импульсов достигает 100 кГц.

Несколько статей в настоящем тематическом номере журнала относятся к исследованию разрядов в электролитах и применению таких разрядов. Хотя формально можно говорить о разряде в жидкости, но при высокой проводимости среды на начальной стадии имеет место формирование газовых микрополостей, и разряд возникает уже в этих полостях (*И.А. Шемякин*). Далее область плазмы распространяется в глубь межэлектродного промежутка и на завершающей стадии происходит образование высокопроводящего канала. В отличие от пробоя в дистиллированной воде, здесь ионизационные явления возникают при чрезвычайно низких напряжениях (на уровне 1 кВ).

Разряды в жидкостях находят применение в системах дугового оксидирования (*П.Е. Голубков*), для микроплазменной электролитической обработки поверхности металлов (*С.С. Арбузова*), для плазмохимического разложения углеводородов (*А.А. Сайфутдинова*) и в других областях.

Традиционно большой блок публикаций связан с исследованиями разрядов низкого давления. Речь идет об условиях, когда длина свободного пробега электрона для реакции ионизации соизмерима или превышает длину межэлектродного промежутка, но остаточный газ все же играет определяющую роль в поддержании разряда. Для осуществления ионизации газа в таких условиях ис-

пользуются полые катоды, в которых эффективная ионизация обеспечивается за счет осциллирующего движения электронов (*Н.В. Ландль*) либо наложение дополнительного магнитного поля, как в так называемом магнетронном разряде (*М.В. Шандриков, А.С. Гренадеров*). Данные методы позволяют получать в больших объемах однородный разряд, плазма которого используется для поверхностной обработки различных материалов (*О.И. Марков, Д.В. Духопельников*).

Еще один способ получения сильноточных разрядов низкого давления состоит в принудительной инжекции плазмы в межэлектродный промежуток от внешнего источника. На этом принципе работают так называемые плазменные прерыватели тока (*С.В. Логинов*), генераторы мощных электронных пучков с плазменным анодом (*П.П. Кизириди, Э.Н. Абдуллин*) и системы сжатия плазмы собственным магнитным полем сильноточного разряда (*В.И. Орешкин*).

Поскольку на основе разрядов низкого давления создаются источники электронных и ионных пучков, то параллельно с исследованиями самих разрядов развиваются и применения пучков заряженных частиц. В работах *Ю.Ф. Иванова* пучки применяются для модифицирования высокохромистой стали и легирования силумина. В работе *В.А. Бурдовицына* исследуется взаимодействие электронного пучка с диэлектрической мишенью.

Некоторые публикации относятся к методическим особенностям проведения экспериментов по изучению газовых разрядов. Примером является работа *С.Г. Киреева* по калибровке фотоэлектрических приемников импульсного излучения.

В текущем году в Томске состоялась 14th International Conference «Gas Discharge Plasmas and Their Applications», GDP-2019, September 15–21, 2019, Tomsk, Russia [<http://gdp2019.hcei.tsc.ru/>]. Часть представленных на конференции материалов была рекомендована для опубликования в виде статей в данном тематическом выпуске.

В целом, тематика настоящего номера журнала охватывает широкий спектр проблем. Характеризуя текущие тенденции развития физики и техники разрядов, можно отметить, что экспериментальные работы занимают значительную долю, причем они направлены на технические и технологические применения. Вместе с тем при интерпретации разрядных явлений применяются методы численного моделирования, позволяющие более глубоко понять суть процессов, протекающих в разрядах.

Ответственный редактор номера
профессор **Ю.Д. Королев**

УДК 537.523.9

DOI: 10.17223/00213411/62/11/5

*Д.В. БЕЛОПЛОТОВ, Д.А. СОРОКИН, М.И. ЛОМАЕВ, В.Ф. ТАРАСЕНКО***ФОРМИРОВАНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО СТРИМЕРА В РЕЗКО НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ И МОМЕНТ ГЕНЕРАЦИИ УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ***

Экспериментально исследовано формирование отрицательного стримера в воздухе при различном давлении в резко неоднородном электрическом поле в условиях наносекундного и субнаносекундного пробоя. Исследования проводились с применением четырёхканальной ICCD и высокоскоростной стрик-камеры. Также в отдельной серии экспериментов исследована генерация убегающих электронов при формировании стримера посредством измерения динамического тока смещения. Показано, что скорость стримера меняется по мере его движения от электрода с малым радиусом кривизны к противоположному плоскому электроду. Получены данные о мгновенной скорости стримера. Показано, что убегающие электроны генерируются при старте стримера.

Ключевые слова: пробой, наносекундный разряд, диффузный разряд, волна ионизации, стример, ток смещения, убегающие электроны.

Введение

Плотная неравновесная низкотемпературная плазма атмосферного давления является перспективным инструментом для решения различных задач как в науке, так и в технологиях [1, 2]. Простым и распространенным способом получения такой плазмы является электрический разряд в атомарных и молекулярных газах. Это могут быть различные реализации барьерного разряда, объёмные разряды с предыонизацией газа сторонними источниками ионизирующего излучения, а также наносекундные диффузные разряды в неоднородном электрическом поле [3–11]. Наибольшие удельные характеристики достигаются в объёмных разрядах с внешней предыонизацией и наносекундных диффузных разрядах. Однако существуют различия в механизмах формирования этих разрядов. Объёмный разряд в однородном электрическом поле формируется благодаря предварительной ионизации газа в межэлектродном пространстве (электронным пучком, рентгеновским излучением, УФ-излучением и т.д.). При достаточной концентрации электронов предыонизации ($\sim 10^6$ – 10^8 см⁻³) электронные лавины перекрываются, прежде чем достигнут критического размера. Это приводит к образованию разряда, занимающего весь объем между электродами [9]. Если концентрация электронов предыонизации мала, некоторые лавины могут достигать критического размера до их взаимного перекрытия. В результате образуется стример небольшого диаметра (~ 100 мкм), который пересекает промежуток и затем образуется искровой канал с высокой проводимостью и высокой температурой тяжелых частиц. При формировании разряда в резко неоднородном электрическом поле благодаря усилению электрического поля вблизи электрода с малым радиусом кривизны достигаются высокие значения перенапряжения. В этих условиях формирование разряда протекает в условиях генерации значительного числа быстрых (убегающих) электронов (УЭ), что может оказывать влияние на формирование разряда [8, 10], как это показано в работе [12]. Экспериментально и в моделировании было показано, что в этих условиях образуется стример большого диаметра [13–20]. Несмотря на интенсивность проводимых исследований, не все особенности развития стримеров в резко неоднородном электрическом поле достаточно хорошо изучены. В частности, это касается данных о мгновенной скорости стримера в резко неоднородных электрических полях, генерации УЭ и их степени влияния на развитие разряда, влияния перенапряжения на динамику стримера. Было обнаружено, что при формировании стримера регистрируется динамический ток смещения, вызванный перераспределением напряженности электрического поля [21–23]. Измерение динамического тока смещения позволяет исследовать развитие стримера в промежутке и, как будет показано в настоящей статье, определить момент генерации УЭ. Стоит ответить, что такие попытки предпринимались и раньше [24, 25].

* Работа выполнена в рамках гранта Российского научного фонда, № 17-72-20072.

Цель настоящего исследования заключалась в том, чтобы получить данные о мгновенной скорости отрицательного стримера, формируемого в неоднородном электрическом поле, а также установить, на каком этапе развития стримера генерируются УЭ.

Экспериментальная аппаратура и методики измерений

Экспериментальные исследования формирования разряда, а также исследования генерации УЭ проводились на двух установках (рис. 1). В обеих установках использовалась одна и та же газоразрядная камера с короткой передающей линией (импеданс 75 Ом).

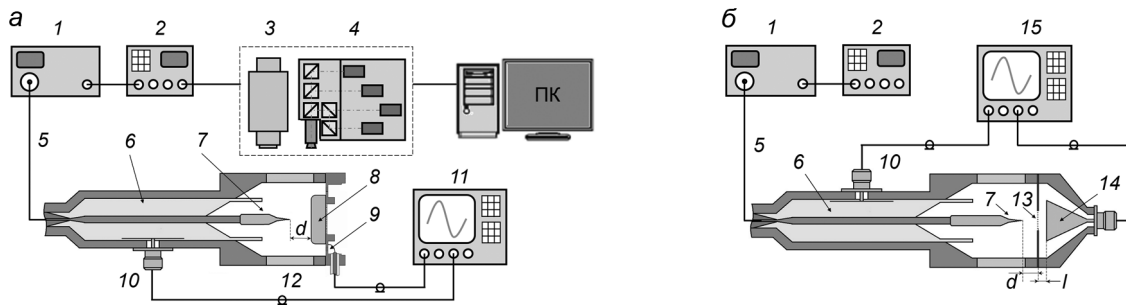


Рис. 1. Экспериментальная установка 1 для исследования развития разряда с помощью стрик-камеры и четырёхканальной ICCD-камеры (а). Экспериментальная установка 2 для измерения тока пучка уходящих электронов, а также тока смещения (б)

Были использованы два генератора высоковольтных наносекундных импульсов напряжения отрицательной полярности 1. Генератор ГИН-55-01 [26] формировал импульсы напряжения амплитудой ≈ 37 кВ, длительностью фронта $\tau_{0.1-0.9} \approx 0.7$ нс и длительностью на полувысоте $\tau_{0.5} \approx 1$ нс. Генератор NPG-18/3500N формировал импульсы напряжения, амплитуда которых менялась в диапазоне 12–18 кВ. Длительность фронта составляла $\tau_{0.1-0.9} \approx 4$ нс, а длительность импульса на полувысоте – $\tau_{0.5} \approx 8$ нс. Благодаря меньшей амплитуде и большей длительности импульсов напряжения, чем у первого генератора, удалось исследовать генерацию УЭ и формирование стримера при сравнительно слабо меняющемся напряжении на промежутке. Запуск генераторов осуществлялся генератором BNC-565 2. Кроме того, генератор 2 обеспечивал запуск стрик-камеры Hamamatsu C10910-05 (разрешение – десятки пикосекунд) и четырёхканальной ICCD-камеры HSFC-PRO (минимальная длительность экспозиции – 3 нс) (3 и 4 соответственно). Импульсы напряжения подавались на промежуток по высоковольтному коаксиальному кабелю 5 длиной 3 м, имеющему импеданс 75 Ом. Коаксиальная линия 6 была согласована с кабелем 5 посредством специально изготовленного разъёма. Наконечник высоковольтного электрода 7 был изготовлен из швейной иглы длиной 5 мм, диаметром основания 1 мм и радиусом закругления кончика 75 мкм. Заземлённый электрод 8 был плоским. Он служил также токоприёмной частью шунта 9, изготовленного из чип-резисторов. Расстояние d между электродами составляло 8.5 мм. Импульсы напряжения регистрировались с помощью ёмкостного делителя напряжения 10. Время прохода импульсом напряжения расстояния от делителя до разрядного промежутка и обратно составляло ≈ 0.76 нс. Сигналы с 9 и 10, а также сигнал запуска ICCD-камеры регистрировались осциллографом 11 Tektronix TDS3054B (500 МГц, $5 \cdot 10^9$ выб./с). Излучение плазмы разряда выводилось из камеры через боковое кварцевое окно 12.

На установке 2 (рис. 1, б) заземлённый электрод 13 был изготовлен из двух медных дисков толщиной 0.5 мм, в центре которых было отверстие диаметром 10 мм. Между дисками помещались кимфольная плёнка толщиной 2 мкм, покрытая 0.2 мкм слоем алюминия, либо сетка с пропусканием 67 %. При использовании кимфольной плёнки коллектором 14 регистрировался только ток УЭ, при применении сетки одновременно – ток УЭ и ДТС, а при использовании сетки и листа бумаги толщиной 0.1 мм регистрировался только ДТС. Это позволило установить, в какой момент времени относительно появления стримера генерируются УЭ. Сигналы с 10 и 14 регистрировались на установке 2 осциллографом KeySight DSO-X6004A (6 ГГц, $20 \cdot 10^9$ выб./с).

Газоразрядная камера откачивалась и затем заполнялась воздухом при различном давлении. Эксперименты на установке 2 проводились при атмосферном давлении.

Результаты и их обсуждение

Субнаносекундный пробой

На рис. 2 представлены изображения, полученные с помощью стрик-камеры. На промежуток подавались импульсы напряжения наносекундной длительности от генератора ГИН-55-01 с частотой повторения 1 Гц. Давление воздуха в камере менялось от 25 до 250 кПа. Данные изображения демонстрируют то, как развивается свечение стримера вдоль оси разрядного промежутка при разном давлении воздуха в камере. Необходимо отметить, что при каждом значении давления было снято 200 изображений. Затем с помощью специализированного программного обеспечения осуществлялось усреднение с применением функции коррекции джиттера. Привязка всех изображений друг к другу осуществлялась по появлению свечения близи острейного электрода (катода).

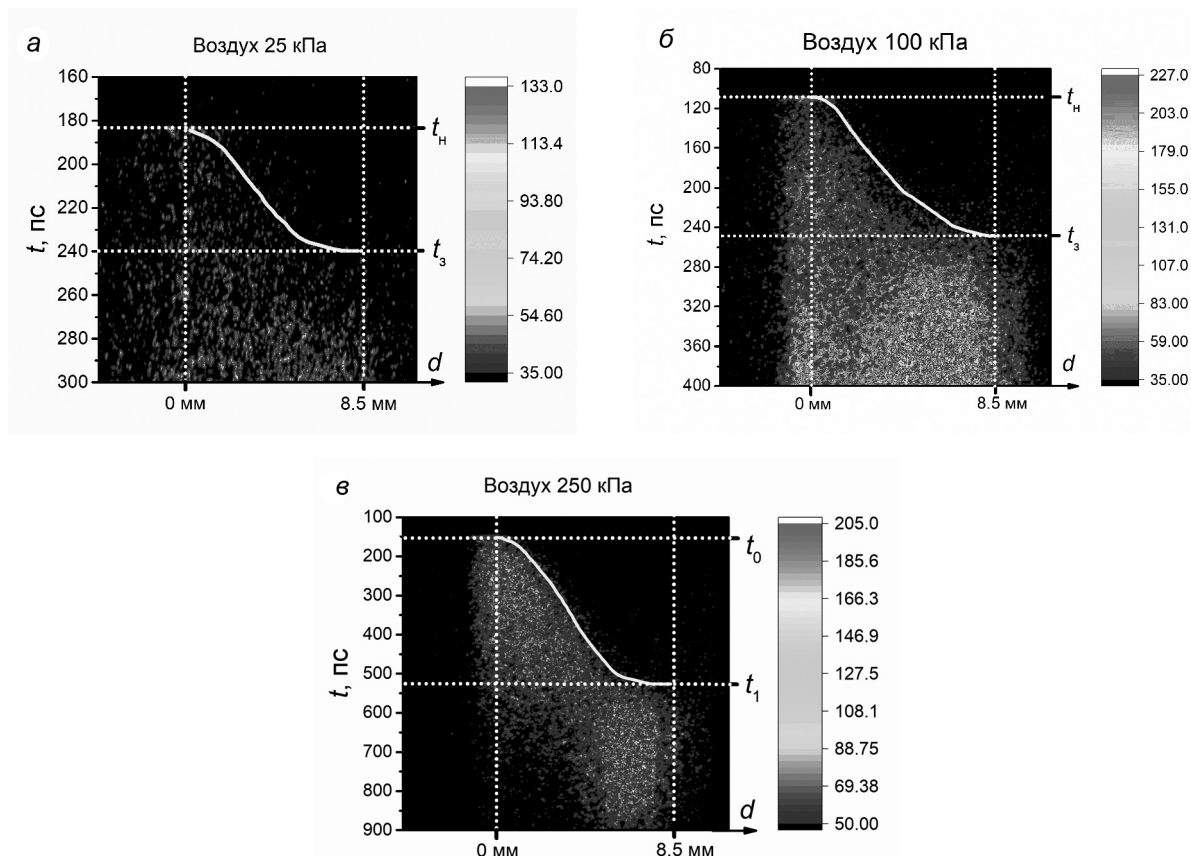


Рис. 2. Стрик-изображения развития пробоя промежутка острий – плоскость, заполненного воздухом при различном давлении, длиной 8.5 мм: а) 25 кПа; б) 100 кПа; в) 250 кПа. Генератор ГИН-55-01; t_0 – момент времени начала движения стримера; t_3 – момент времени замыкания промежутка стримером; 0 мм – катод; 8.5 мм – анод

Видно, что вначале свечение появляется вблизи катода и его фронт перемещается в направлении противоположного плоского заземлённого электрода (анод). При этом скорость перемещения фронта свечения (рост стримера) меняется по мере его движения. Наибольшие значения скорости стримера наблюдаются при старте вблизи катода и при приближении к аноду.

Ввиду того, что фронт свечения на изображениях со стрик-камеры размыт, невозможно точно установить местоположение фронта стримера в различные моменты времени. Однако, несмотря на это, данные изображения всё же позволяют приблизительно оценить мгновенную скорость стримера. Для этого проводилась огибающая фронта свечения. Далее рассчитывалась производная по времени dz/dt , где z – продольная координата. Результаты расчёта dz/dt для различных значений давления воздуха представлены на рис. 3.

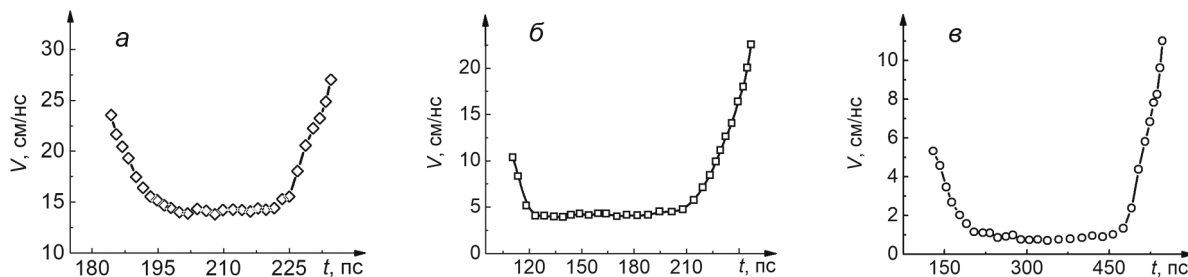


Рис. 3. Скорость стримера, формирующегося в промежутке острий – плоскость, заполненном воздухом при различном давлении, длиной 8.5 мм: а) 25 кПа; б) 100 кПа; в) 250 кПа. Генератор ГИН-55-01

Высокие значения скорости стримера достигаются, когда стример стартует вблизи катода, а также когда он приближается к аноду. Согласно полученным кривым, в зависимости от давления скорость стримера достигает 5–25 см/нс на начальном этапе. Затем, по мере развития стримера, скорость быстро уменьшается в 2–3 раза. Минимальное значение скорости наблюдается, когда стример движется вдали от электродов. Как будет показано ниже, это, вероятно, связано с увеличением размеров стримера и, следовательно, уменьшением напряженности электрического поля на его фронте. После пересечения стримером 80–90 % промежутка, его скорость резко увеличивает. Это, по-видимому, вызвано увеличением напряженности электрического поля из-за уменьшения расстояния между фронтом стримера и анодом, а также из-за радиуса головки стримера. Данные по скорости хорошо согласуются с результатами, представленными в работе [27]. Следует отметить, что средние значения скорости стримера в 2–3 раза меньше максимальных значений, что согласуется также с результатами предыдущих исследований положительного стримера [21–23].

На рис. 4 представлены изображения плазмы разряда в воздухе при различном давлении, полученные с помощью четырехканальной ICCD-камеры, а на рис. 5 – соответствующие осциллограммы напряжения и тока, а также моменты включения каналов ICCD-камеры.

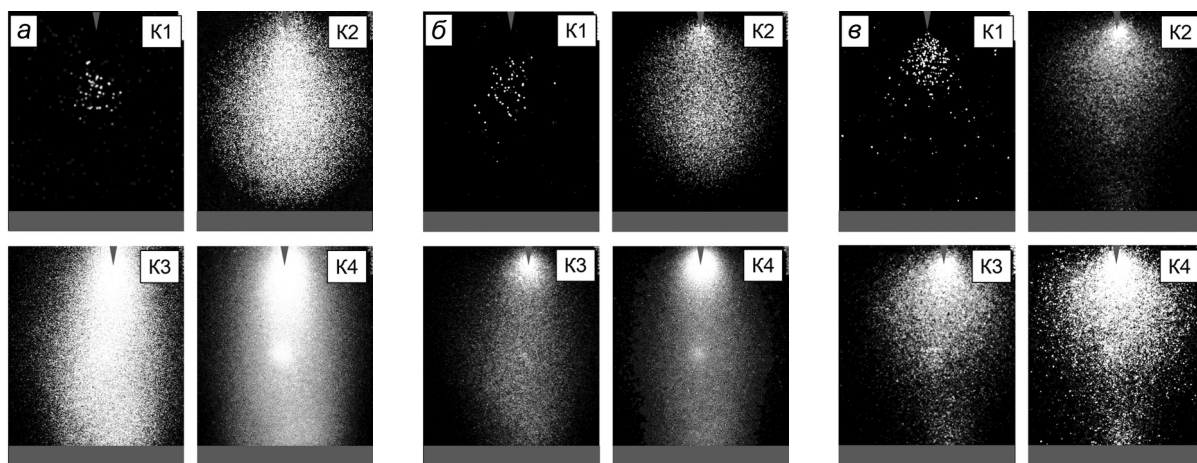


Рис. 4. Изображения свечения разряда в воздухе при различном давлении: а) 25 кПа; б) 100 кПа; в) 250 кПа. Моменты включения каналов ICCD-камеры и их экспозиция представлены на рис. 5. Генератор ГИН-55-01

Из рис. 4, а видно, что при давлении воздуха 25–100 кПа свечение вначале регистрируется на расстоянии от катода и постепенно заполняет пространство между электродами. Этот результат отличается от того, что наблюдается на соответствующих стрик-изображениях (см. рис. 2, а, б). Только при давлении 250 кПа (рис. 2, в и 3, в) наблюдается соответствие. Из рис. 2 видно, что время формирования плазмы в промежутке не превышает 500 пс при максимальном в данном эксперименте давлении. При этом минимальная длительность (3 нс) экспозиции ICCD-камеры более чем на порядок превышает время формирования плазмы. Благодаря отсутствию абсолютно точной взаимной синхронизации каналов ICCD, а также наличию джиттера удалось получить изображения, представленные на рис. 4. По мере развития стримера он приобретает форму, близкую к шару.

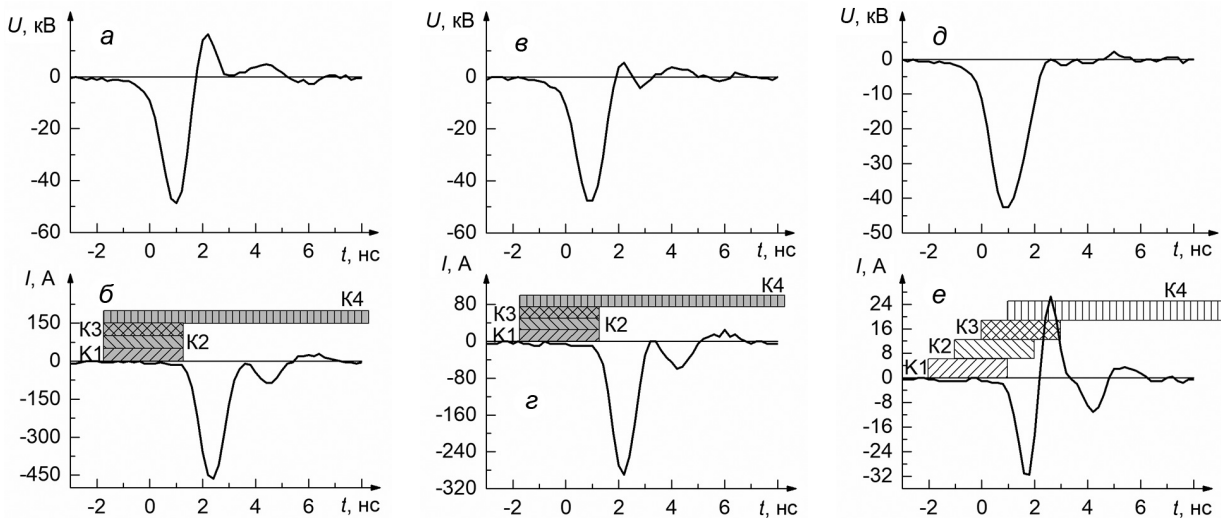


Рис. 5. Осциллограммы напряжения U и тока I при различном давлении воздуха: а, б) 25 кПа; в, г) 100 кПа; д, е) 250 кПа. Прямоугольниками показаны моменты включения каналов K1–K4 ICCD-камеры для рис. 4. Ширина прямоугольников соответствует длительности экспозиции. Генератор ГИН-55-01

Стримеры большого радиуса также наблюдаются при моделировании разрядов в промежутках острей – плоскость [28, 29]. Авторы [27, 30] называют такие формирования «inception clouds». По мере увеличения размера стримера напряженность электрического поля на его фронте уменьшается. Наибольшая напряженность электрического поля достигается в приосевой зоне из-за меньшего расстояния до плоского электрода. В результате стример распространяется в направлении плоского электрода с большей скоростью, чем в радиальном направлении.

На осциллограмме тока на рис. 5, е можно заметить, что токовым шунтом регистрируется ток положительной полярности, но при этом напряжение не меняет знак. Этот ток – ток смещения $C^* \cdot dU/dt$ (C^* – ёмкость промежутка, U – напряжение), вызванный спадом напряжения на промежутке из-за окончания импульса. Как видно из рис. 4, в, промежуток лишь частично заполнен достаточно плотной плазмой, из-за чего его ёмкость C^* должна быть существенно выше, чем в случае отсутствия плазмы. По этой причине ток смещения достигает заметной величины. Аналогичные осциллограммы тока наблюдались и в предыдущих исследованиях положительного стримера [21–23].

Наносекундный пробой

При подаче на промежуток импульсов напряжения амплитудой несколько десятков киловольт время формирования плазмы составляло несколько наносекунд. Это позволило при имеющейся измерительной аппаратуре исследовать формирование отрицательного стримера, а также генерацию УЭ в этих условиях.

На рис. 6 представлены изображения свечения плазмы разряда в воздухе при атмосферном давлении, полученные с помощью четырёхканальной ICCD-камеры при использовании генератора NPG18/3500N, а на рис. 7 – соответствующие осциллограммы напряжения и тока, а также моменты включения каналов ICCD-камеры.

Как видно из рис. 6, при пробое при более низких напряжениях (24 кВ) качественных отличий от результатов, представленных выше, не наблюдается, кроме того факта, что свечение появляется в непосредственной близости от острейного электрода. Из рис. 7, б видно, что появление стримера (канал K1, рис. 6, а) сопровождается резким ростом тока. Однако он быстро спадает при увеличении размеров стримера. Этот ток (динамический ток смещения) вызван появлением плазмы в промежутке. Хорошо известно, что изменяющееся во времени электрическое поле вызывает ток смещения. Появление плотной плазмы в промежутке приводит к перераспределению электрического поля в нём. Напряженность электрического поля изменяется во времени в каждой точке пространства, в том числе вблизи плоского электрода (токовый шунт). Скорость изменения напряженности поля, очевидно, зависит от скорости заполнения промежутка плазмой (от скорости

стримера). Эта зависимость сложна, поскольку при развитии стримера изменяется его форма, а также постепенно меняется концентрация электронов в ионизованной части промежутка за фронтом стримера, что влияет на распределение поля. Однако в первом приближении можно предположить, что динамический ток смещения зависит в основном от скорости стримера. Из рис. 7, б видно, что

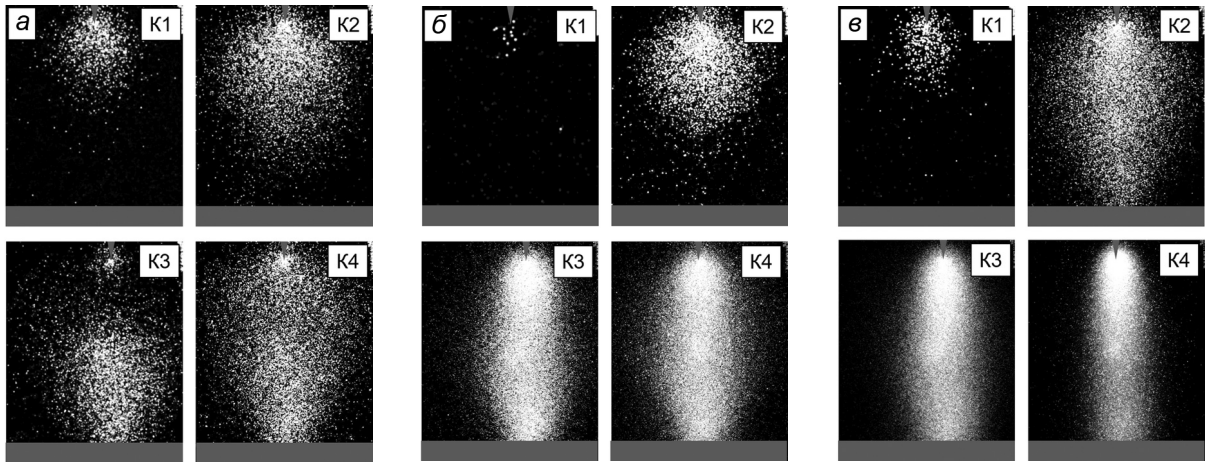


Рис. 6. Изображения свечения разряда в воздухе при давлении 100 кПа при различном напряжении на промежутке: а) 24 кВ; б) 30 кВ; в) 38 кВ. Моменты включения каналов ICCD-камеры и их экспозиция представлены на рис. 7

динамический ток смещения уменьшается с ростом размеров стримера и его замедлением (канал K2, рис. 6, а). Исследования с применением стрик-камеры в данных условиях не проводились, однако нет причин считать, что динамика скорости стримера качественно отличается от той, что представлена на рис. 3. Динамический ток смещения снова увеличивается, когда стример приближается к плоскому электроду. На этом этапе, как показано выше, его скорость резко растёт. Ток смещения, вызванный спадом напряжения, в данных условиях несущественен, поскольку скорость спада напряжения невелика. С ростом напряжения растёт величина динамического тока смещения, но также сокращается его длительность в соответствии с сокращением времени формирования плазмы. Из-за недостаточного временного разрешения осциллографа TDS 3053B (≈ 0.7 нс) при подаче на промежуток импульсов напряжения большей амплитуды динамический ток смещения невозможно было разрешить. Полученные результаты совпадают с результатами исследования положительного стримера [21–23].

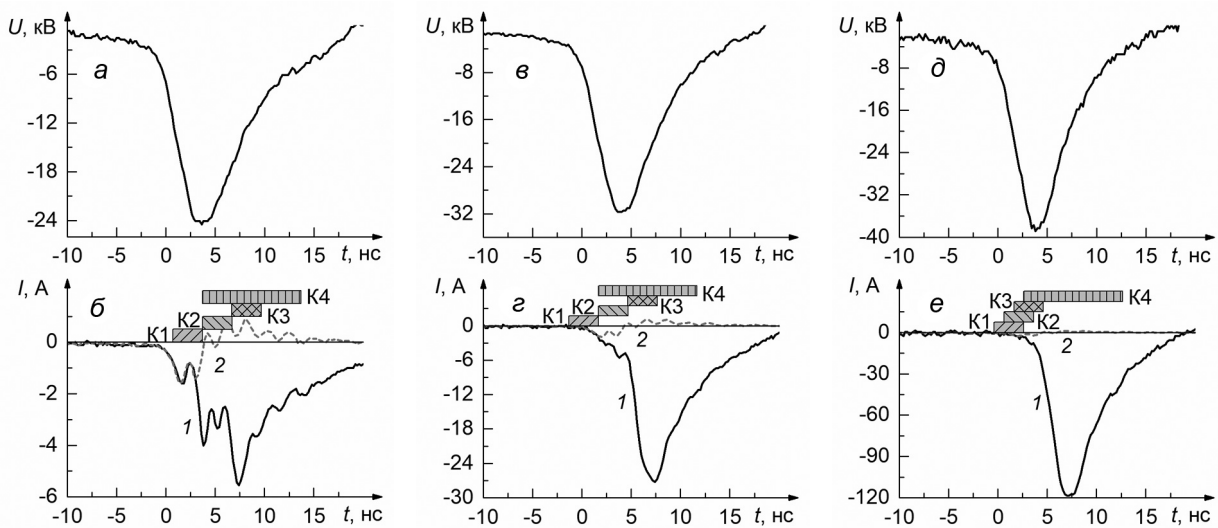


Рис. 7. Осциллограммы напряжения U и тока I при различном напряжении на промежутке: а, б) 24 кВ; в, г) 30 кВ; д, е) 38 кВ; кр. 1 – ток разряда, кр. 2 – ток смещения $C \cdot dU/dt$, зарегистрированный токовым шунтом в режиме холостого хода. Разряд в воздухе при давлении 100 кПа. Прямоугольниками показаны моменты включения каналов K1–K4 ICCD-камеры для рис. 6. Ширина прямоугольников соответствует длительности экспозиции

На рис. 8 показаны осциллограммы импульсов напряжения и импульсов тока, зарегистрированных коллектором на установке 2 (рис 1, б) при использовании различных анодов (кимфоль с тонким слоем алюминия; сетка, покрытая бумагой; одна сетка). Время запаздывания пробоя менялось от импульса к импульсу. При использовании каждого анода были записаны 30 пар осциллограмм. На рис. 8 показаны только два крайних (кривые 1 и 3) и промежуточный (кривая 2) случаи.

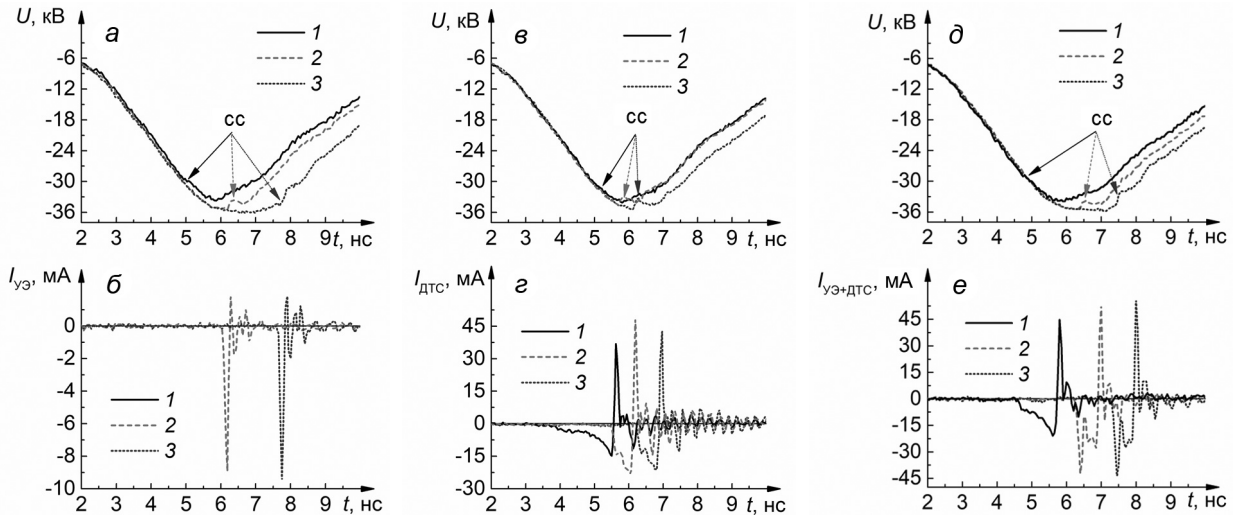


Рис. 8. Осциллограммы напряжения U и сигналов с коллектора при использовании разных анодов: а, б – кимфольная плёнка; в, г – сетка и бумага; д, е – сетка; кр. 1–3 – различные реализации разряда в одинаковых условиях, сс – старт стримера

На рис. 8, а, б показаны осциллограммы, записанные при использовании заземленного электрода, изготовленного из кимфоли. Импульсы на рис. 8, б являются импульсами тока $I_{УЭ}$ пучка УЭ, который прошёл через кимфоль. Длительность импульса тока пучка УЭ составляет ≈ 100 пс, что соответствует импульсной характеристике осциллографа.

При использовании заземленного электрода из сетки с бумагой (рис. 8, в, г) коллектором регистрировался только динамический ток смещения $I_{ДТС}$, поскольку УЭ не проходят сквозь бумагу толщиной 0.1 мм, а электрическое поле с большим ($\sim 10^4$ раз) ослаблением проникает в пространство между анодом и коллектором. Аналогичные осциллограммы динамического тока смещения, но только положительной полярности, были получены ранее при исследовании положительного стримера [21–23]. Отметим, что «выброс» обратной полярности на осциллограмме динамического тока смещения вызван резким уменьшением напряжённости электрического поля вблизи поверхности сетки после замыкания промежутка плазмой. Таким образом, измеряя коллектором $I_{ДТС}$, мы можем точно определить, когда появляется стример и когда он достигает анода. Обеспечив условия, при которых будут регистрироваться $I_{ДТС}$ и $I_{УЭ}$, мы можем точно определить, когда генерируются УЭ.

На рис. 8, д, е приведены осциллограммы, полученные при использовании заземленного электрода, изготовленного из сетки без каких-либо диэлектриков. В этом случае коллектором регистрировались как $I_{ДТС}$, так и $I_{УЭ}$. Подбирая расстояние l и размер ячейки сетки, добились того, чтобы амплитуды тока пучка УЭ и динамического тока смещения были одного порядка. Хорошо видно, что импульс тока УЭ наблюдается во время нарастания динамического тока смещения. Это означает, что УЭ появились при старте стримера. Для более точного определения момента генерации УЭ необходимо учитывать время, необходимое на пересечение электронами расстояния $d+l$, а также время, за которое электромагнитная волна, вызванная перераспределением поля в промежутке при появлении плазмы, достигает коллектора. Кроме того, необходимо использовать широкополосные осциллографы и коллекторы.

На осциллограммах напряжения (рис. 8, а, в, д) можно заметить, что при старте стримера в промежутке наблюдается небольшой спад напряжения. При этом имеются некоторые особенности. Если стример стартует примерно в максимуме напряжения (рис. 8, кривые 2 и 3), то спад напряжения резкий, а нарастание динамического тока смещения – быстрое. Если стример стартует

при меньшем напряжении, то изменения на осциллограммах напряжения и тока менее выраженные (рис. 8, кривые 1). Этот результат совпадает с результатами моделирования [31, 32].

Заключение

Результаты экспериментальных исследований формирования разряда в воздухе в резко неоднородном электрическом поле с применением четырёхканальной ICCD- и стрик-камеры показывают, что в условиях наносекундного и субнаносекундного пробоя в промежутке формируется стример с большими поперечными размерами. Было установлено, что скорость стримера быстро уменьшается в 2–3 раза по мере развития и увеличения диаметра. Это, по-видимому, вызвано ослаблением электрического поля на фронте стримера вследствие увеличения его размеров. С уменьшением расстояния до противоположного электрода скорость стримера увеличивается. Средние значения скоростей стримера в 2–3 раза меньше максимальных.

Было показано, что динамика скорости стримера коррелирует с поведением во времени динамического тока смещения. Посредством измерения динамического тока смещения можно оценивать среднюю скорость стримера. Интересно найти прямую связь между величиной динамического тока смещения и скоростью стримера. Это позволило бы, например, оценивать мгновенную скорость стримера простым измерением тока.

Результаты исследования показывают, что измерение динамического тока смещения является информативным и точным методом исследования формирования разряда. В частности, одновременное измерение тока УЭ и динамического тока смещения позволило определить, когда генерируются УЭ. Высокие скорости ионизационных процессов в разряде предъявляют высокие требования к измерительному оборудованию. В частности, требуются высокоскоростные и широкополосные осциллографы и датчики. Из полученных данных следует, что в условиях проведённого эксперимента УЭ генерируются во временном интервале, охватывающем начало эмиссии электронов с катода и появление стримера. Кроме того, в экспериментах достоверно зарегистрирован спад напряжения на промежутке, вызванный протеканием тока во время формирования стримера.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Low Temperature Plasma. Fundamentals, Technologies, and Techniques / eds. by R. Hipler, H. Kersten, M. Schmidt, and K.H. Schoenbach. – 2nd ed. – Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008. – 891 p.
2. Low Temperature Plasma Technology / eds. by Chu P.K. and Lu X. – Boca Raton: CRC Press, 2014. – 481 p.
3. Höft H., Kettlitz M., Becker M.M., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2014. – V. 47. – P. 465206.
4. Höft H., Becker M.M., and Kettlitz M. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2018. – V. 27. – P. 03LT01.
5. Starikovskii A.Yu., Nikipelov A.A., Nudnova M.M., and Roupasov D.V. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2009. – V. 18. – P. 034015.
6. Liu Y., Kolbakir C., Starikovskiy A.Yu., et al. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2019. – V. 28. – P. 014001.
7. Tsyganov D. and Pancheshnyi D. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2012. – V. 21. – P. 065010.
8. Korolev Yu.D. and Mesyats G.A. Physics of Pulsed Breakdown in Gases (URO-PRESS, 1998).
9. Osipov V.V. // Physics–Uspekhi. – 2000. – V. 43. – P. 221 (in Russian).
10. Babich L.P. High-Energy Phenomena in Electric Discharges in Dense Gases: Theory, Experiment and Natural Phenomena. – Arlington: VA: Futurepast, 2003. – 353 p.
11. Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharges / ed. by V.F. Tarasenko. – N.Y.: Nova Science Publishers, Inc., 2014. – 598 p.
12. Babaeva N.Y., Tereshonok D.V., and Naidis G.V. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2016. – V. 25. – P. 044008.
13. Starikovskii A.Y. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2011. – V. 39. – P. 2602–2603.
14. Yatom S., Vekselman V., Gleizer J.Z., and Krasik Ya.E. // J. Appl. Phys. – 2011. – V. 109. – P. 073312.
15. Tardiveau P., Moreau N., Bentaleb S., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2009. – V. 42. – P. 175202.
16. Tardiveau P., Magne L., Marode E., et al. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2016. – V. 25. – No. 5. – P. 054005.
17. Babaeva N.Y., Zhang C., Qiu J., et al. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2017. – V. 26. – P. 085008.
18. Naidis G.V., Tarasenko V.F., Babaeva N.Y., and Lomaev M.I. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2018. – V. 27. – P. 013001.
19. Тарасенко В.Ф., Найдис Г.В., Белоплотов Д.В. и др. // Физика плазмы. – 2018. – Т. 44. – № 8. – С. 652–660.
20. Белоплотов Д.В., Ломаев М.И., Сорокин Д.А., Тарасенко В.Ф. // Изв. вузов. Физика. – 2017. – Т. 60. – № 8. – С. 40–45.
21. Beloplotov D.V., Lomaev M.I., Sorokin D.A., and Tarasenko V.F. // Phys. Plasmas. – 2018. – V. 25. – P. 083511.

22. Белоплотов Д.В., Ломаев М.И., Тарасенко В.Ф., Сорокин Д.А. // Письма в ЖЭТФ. – 2018. – Т. 107. – Вып. 10. – С. 636–642.
23. Sorokin D.A., Tarasenko V.F., Beloplotov D.V., and Lomaev M.I. // J. Appl. Phys. – 2019. – V. 125. – P. 143301.
24. Mesyats G.A., Sadykova A.G., Shunailov S.A., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2013. – V. 41. – P. 2863–2870.
25. Shao T., Tarasenko V.F., Zhang C., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. Review of Scientific Instruments. – 2013. – V. 84. – P. 053506.
26. Efanov V.M., Efanov M.V., Komashko A.V., et al. // Ultra Wideband, Short pulse electromagnetics 9 / eds. by F. Sabath, D.V. Giri, F. Rachidi-Haeri, and A. Kaelin. – N.Y.: Springer Verlag, 2010. – Part 5. – P. 301–305.
27. Chen S., Heijmans L.C.J., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2015. – V. 48. – P. 175201.
28. Naidis G.V., Tarasenko V.F., Babaeva N.Yu., and Lomaev M.I. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2018. – V. 27. – P. 013001.
29. Babaeva N.Yu. and Naidis G.V. // Phys. Plasmas. – 2016. – V. 23. – P. 083527.
30. Teunissen J. and Ebert U. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2016. – V. 25. – P. 044005.
31. Shklyayev V.A., Baksht E.Kh., Belomyttsev S.Ya., et al. // J. Appl. Phys. – 2017. – V. 121. – P. 0933304.
32. Belomyttsev S.Ya., Grishkov A.A., Shklyayev V.A., and Ryzhov V.V. // J. Appl. Phys. – 2018. – V. 123. – P. 043309.

Поступила в редакцию 13.09.19.

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Белоплотов Дмитрий Викторович, к.ф.-м.н., науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: rff.qep.bdim@gmail.com;

Сорокин Дмитрий Алексеевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: SDmA-70@loi.hcei.tsc.ru;

Ломаев Михаил Иванович, д.ф.-м.н., ведущ. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: lomaev@loi.hcei.tsc.ru;

Тарасенко Виктор Федотович, д.ф.-м.н., зав. лабораторией ИСЭ СО РАН, e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru.

УДК 533.95

DOI: 10.17223/00213411/62/11/14

С.В. ЛОГИНОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ УСТАНОВЛЕНИЕ СКЕЙЛИНГА НАПРЯЖЕНИЯ ПЛАЗМЕННОГО ПРЕРЫВАТЕЛЯ ТОКА

Приведено теоретическое обобщение скейлинга развиваемого на прерывателе напряжения в зависимости от тока проводимости прерывателя. Дана экспериментальная верификация скейлинга на мегаамперной установке ГИТ-4. Показано, что зависимость напряжения на прерывателе от тока проводимости имеет немонотонный характер: участок нарастания напряжения при токе проводимости прерывателя менее ~ 1 МА сменяется снижением напряжения при дальнейшем увеличении тока более ~ 1 МА. Это обусловлено изменением режима работы прерывателя с эрозионного рассасывания плазмы на режим сгребания плазмы давлением нарастающего магнитного поля. В результате мощность развиваемого на прерывателе импульса ограничивается уровнем достигаемого напряжения при токе ~ 1 МА. Обнаруженный скейлинг напряжения подтверждается также аппроксимацией экспериментальных данных мегаамперных установок HAWK и модуля DECADE.

Ключевые слова: мегаамперный импульсный генератор, плазменный прерыватель тока, скейлинги тока и напряжения.

Введение

Для создания тераваттных радиационных источников на исходе XX века интенсивно верифицировалась технология получения мощных импульсов тока в излучающей нагрузке в схеме с промежуточным индуктивным накопителем и плазменным прерывателем. Привлекательность применения прерывателя обусловлена его чрезвычайной простотой в техническом отношении. Он представляет собой отрезок вакуумного коаксиала, заполненный предварительно инжесктированной полностью ионизованной плазмой. В стадии проводимости плазменная перемычка позволяет зарядить индуктивный накопитель до некоторого тока, при котором сопротивление прерывателя резко нарастает, обеспечивая генерацию импульса высокого напряжения. Вместе с тем из сравнительного анализа экспериментов с нано- и микросекундным временем проводимости прерывателя следует, что увеличение энергии первичного накопителя с соответствующим увеличением времени проводимости прерывателя приводит к снижению развиваемой прерывателем мощности импульса. Эта негативная тенденция детерминирована изменением механизма транспорта магнитного поля через плазму прерывателя, в результате которого меняется функциональная зависимость возникающего на прерывателе напряжения от величины обрываемого тока.

Теоретический анализ происходящих в плазме прерывателе процессов выявил немонотонную зависимость развиваемого на прерывателе напряжения U_s от плотности плазмы n и/или тока проводимости I_c [1]. Это иллюстрируется рис. 1, дающим обобщение скейлинга $U_s(I_c)$. В прерывателе с низкой концентрацией плазмы ток проводимости $I_c = (m_i / Zm)^{1/2} 2\pi r_c l Z e n_i v_d \propto n$, где m_i и m – масса иона и электрона; Z и e – заряд иона и электрона; $n_i = n / Z$ – плотность ионов в однородной перемычке протяженностью l ; v_d – скорость дрейфа ионов на катод с радиусом r_c . В области выполнения скейлинга возникающее на прерывателе напряжение линейно зависит от достигаемого к моменту обрыва тока проводимости. При повышении плотности плазмы ток проводимости $I_c = (12\pi n_i m_i c^2)^{1/4} (\dot{I}_c l)^{1/2} \propto n^{1/4}$, где \dot{I} – скорость нарастания тока в прерывателе, c – скорость света. В этом случае пик напряжения на прерывателе обратно пропорционален величине тока проводимости I_c .

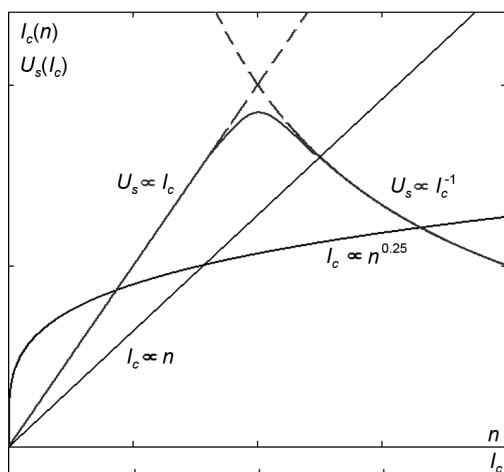


Рис. 1. Обобщение скейлинга напряжения

Эволюция скейлингов обусловлена изменением механизма транспорта магнитного поля через плазму прерывателя. Сопоставление скейлингов $I_c \propto n$ и $I_c \propto n^{1/4}$ дает величину критической плотности плазмы $n_{cr} = (2\pi)^{-1} [6(Zm/m_i)(mc^2/e^4)(\dot{I}/lr_c v_d^2)^2]^{1/3}$, при которой происходит переход от одного скейлинга к другому. Этот переход зависит, в частности, и от скорости нарастания тока в прерывателе, поскольку $n_{cr} \propto \dot{I}^{2/3}$. Такая зависимость означает, что при повышении \dot{I} для реализации режима сгребания необходимо увеличение плотности плазмы. В прерывателе с концентрацией $n \ll n_{cr}$ практически с самого начала импульса тока происходит эрозионное рассасывание редкой плазмы, в результате которого токовый канал выходит на дальний от накопителя конец перемычки [2]. Повышение плотности плазмы до значений $n \gg n_{cr}$ исключает эрозию в течение всей стадии проводимости и сводит динамику плазмы к сгребанию магнитным поршнем [3]. В результате условия для возникновения эрозии могут реализоваться только после выхода токового канала на конец перемычки и сокращения ширины канала до размера, не обеспечивающего протекание тока в биполярном режиме. Немонотонная зависимость $U_s(I_c)$ указывает на противоречивость задач увеличения времени проводимости и получения высокого сопротивления при прерывании тока. Это является закономерным следствием необходимости повышения плотности плазмы для обеспечения протекания требуемого тока. Обратная пропорциональная зависимость $U_s(I_c)$ при $n \gg n_{cr}$ указывает также на ограничение мощности развиваемого на прерывателе импульса. Импульс с предельно возможной мощностью реализуется, таким образом, в переходном между эрозионным рассасыванием и сгребанием плазмы режиме работы прерывателя.

Целью настоящей работы является экспериментальная верификация теоретически установленного скейлинга возникающего на плазменном прерывателе напряжения в зависимости от величины тока, достигаемого к моменту его обрыва. Немонотонная зависимость развиваемого на прерывателе напряжения в зависимости от тока проводимости подтверждается экспериментальными данными, полученными на российских и зарубежных установках мегаамперного уровня.

Результаты экспериментов и их обсуждение

Установление скейлинга напряжения выполнено, в частности, в экспериментах ГИТ-4 в режиме работы прерывателя с разомкнутым катодом (рис. 2). Расстояние от плоскости инъекции плазмы до торца катода варьировалось от 20 до 10 см; расстояние от катода до торцевого фланца вакуумной камеры составляло не менее 10 см. В этих экспериментах плазма инжектировалась радиально в однородный коаксиал с диаметром катода 76 мм. При таком направлении инъекции повышение плотности плазмы достигается за счет увеличения времени задержки включения генератора тока относительно срабатывания инжектора плазмы. Начальное положение плазмы показано на рис. 2 слева (протяженность перемычки вблизи катода ~ 13 см), профиль плазмы перед обрывом тока схематично показан справа.

Ток прерывателя I_s нарастает примерно до 1.2 МА за ~ 800 нс (рис. 3). При прохождении токового канала через перемычку кривая $I_s(t)$ отклоняется от кривой тока короткого замыкания $I_1(t)$ и приближается к кривой $I_2(t)$, которые рассчитаны для индуктивностей накопителя, соответствующих аксиальным границам начального положения перемычки. Окончание стадии проводимости идентифицируется с моментом времени, при котором скорость нарастания тока прерывателя \dot{I}_s изменяет полярность. Амплитуда напряжения на прерывателе U_s при обрыве тока достигает ~ 2 МВ.

Значения развиваемого на прерывателе напряжения в зависимости от тока проводимости приведены на рис. 4, на котором показан результат усреднения ~ 120 выстрелов. Эти данные демонстрируют, что при увеличении тока в прерывателе от ~ 0.5 до ~ 1 МА проявляется тенденция соответствующего увеличения развиваемого на прерывателе напряжения от ~ 1 до ~ 2 МВ. При

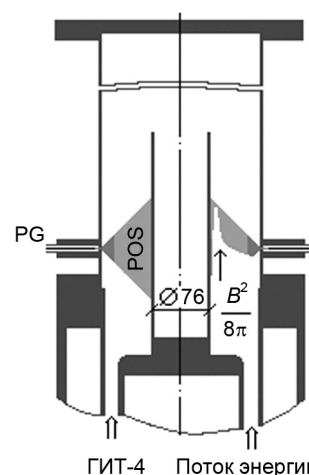


Рис. 2. Схема эксперимента

дальнейшем увеличении тока проводимости нарастающий тренд напряжения сменяется спадающим. В результате при токе ~ 1.5 МА напряжение на прерывателе нарастает только до ~ 0.5 МВ.



Рис. 3. Ток и напряжение на прерывателе

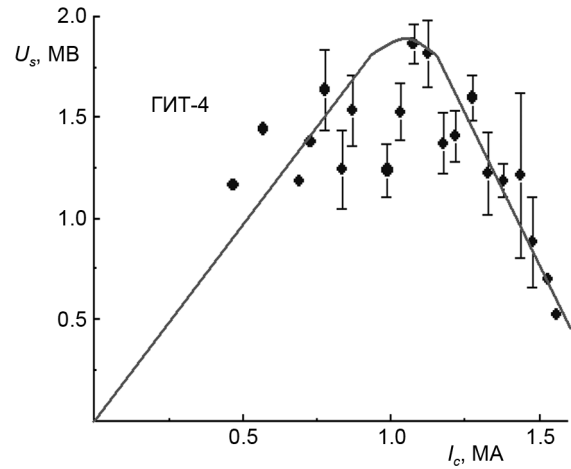


Рис. 4. Зависимость $U_s(I_c)$ для ГИТ-4

Из приведенных данных следует, что максимальная мощность импульса ~ 2 ТВт реализуется при токе проводимости ~ 1 МА. Такая величина тока для скорости нарастания ~ 1.5 кА/нс соответствует протекающему в стадии проводимости заряду $Q \sim 0.3$ Кл. Величина пикового сопротивления прерывателя $R_s \sim 2$ Ом близка к обратно пропорциональной зависимости пикового сопротивления от протекающего в стадии проводимости заряда $R_s[\text{Ом}] \approx Q^{-1}[\text{Кл}]$. Дальнейшее увеличение заряда приводит к снижению приобретаемого прерывателем сопротивления в соответствии со скейлингом $R_s \propto Q^{-1}$ [4]. При этом увеличения рассеиваемой в прерывателе мощности не происходит, поскольку пиковое напряжение по меньшей мере $\propto I_c^{-1}$. Отметим также, что в режиме эрозионного рассасывания плазмы также имеет место зависимость сопротивления от заряда, но менее выраженная. Действительно, в момент пика напряжения сопротивление прерывателя $R_s \approx (\dot{R}_s L_g / e)^{1/2}$, где L_g – индуктивность накопителя, e – неперово число. Поскольку в зависимости от концентрации плазмы $\dot{R}_s \propto n^{-4/5}$ [1], а $Q = I_c^2 / \dot{I} \propto n^2$, то при увеличении заряда сопротивление снижается как $R_s \propto Q^{-1/5}$.

При скорости нарастания тока $\dot{I} \approx 1.5$ кА/нс в прерывателе с параметрами $l \approx 13$ см, $r_c \approx 3.8$ см, $v_d \approx 2$ см/мкс и $(m_i / Zm)^{1/2} \approx 100$ ток проводимости для скейлингов $I_c \propto n$ и $I_c \propto n^{1/4}$ сравнивается при концентрации плазмы $n_{cr} \approx 2.5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. При такой концентрации ток проводимости $I_c \approx 250$ кА. Для достижения тока ~ 1 МА в режиме эрозионного рассасывания плазмы необходимо повышение плотности плазмы до 10^{14} см $^{-3}$. Вместе с тем для достижения такого же тока в режиме сгребания плазмы необходимая плотность возрастает до $\sim 5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. Таким образом, в переходной области излома скейлинга напряжения в зависимости от тока в прерывателе плотность плазмы изменяется в пределах $\sim 10^{14} - 5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. Обусловлено это, вероятно, возможностью чередования режимов эрозионного рассасывания и сгребания плазмы в области параметров для реализации максимального напряжения на прерывателе.

В экспериментах на модуле установки DECADE [5] прерыватель предназначался для вывода энергии в диод с сопротивлением ~ 7 Ом. В них ещё более отчетливо проявилась немонотонная зависимость пикового напряжения на прерывателе от тока проводимости. Экспериментальные данные приведены на рис. 5 вместе с аппроксимационными линиями и указанием начала координат для построения трендовых зависимостей. Для различных значений радиуса катода прерывателя вполне отчетливо виден участок линейного нарастания напряжения на прерывателе от тока проводимости. При превышении током некоторой критической величины происходит снижение развиваемого на прерывателе напряжения. Максимальная величина напряжения $\sim 2.5 - 3$ МВ дос-

тигается в прерывателях с радиусами катода 4.44 и 6.35 см. В этих случаях реализуется сопротивление прерывателя $\sim 2.5\text{--}3$ Ом. При скорости нарастания тока ~ 2 кА/нс пропускаемый к окончанию стадии проводимости заряд ~ 0.5 Кл. Обратная величина заряда близка к значению сопротивления прерывателя в соответствии с зависимостью $R_s[\text{Ом}] \approx Q^{-1}[\text{Кл}]$.

Для прерывателя с радиусом катода 12.7 см стадия проводимости заканчивается при токе ~ 0.6 МА, однако достигаемое сопротивление прерывателя по-прежнему ~ 2.5 Ом. Это естественно для линейной зависимости развиваемого на прерывателе напряжения от величины тока проводимости. Однако, согласно соотношению $R_s[\text{Ом}] \approx Q^{-1}[\text{Кл}]$, следовало бы ожидать открывания прерывателя до ~ 5.5 Ом. Вместе с тем по порядку величины значения достигаемого и ожидаемого сопротивлений близки, хотя и не совпадают.

Из данных рис. 5 отчетливо видно, что величина тока проводимости I_{mc} , при которой происходит видимый излом скейлинга напряжения, зависит от значения r_c . При неизменной протяженности плазменной перемычки l на катоде и увеличении r_c следовало

бы ожидать снижения $n_{cr} \propto r_c^{-2/3}$ и соответственно увеличения тока проводимости $I_{mc} \propto r_c^{1/3}$. Данные рис. 5 демонстрируют, однако, прямо противоположную тенденцию: увеличение r_c привело к понижению величины I_{mc} . Такое несоответствие устраняется, если допустить, вопреки предположению авторов [5], некоторое одновременное изменение величины l при варьировании r_c . В этом случае $n_{cr} \propto l^{-2/3} r_c^{-2/3}$, а $I_{mc} \propto l^{1/3} r_c^{1/3}$. Тогда при увеличении r_c и сопутствующем уменьшении $l \propto r_c^{-x}$ с показателем степени $x > 1/3$ величина I_{mc} будет снижаться.

В [5] установлена также зависимость пикового напряжения от радиуса катода $U_s \propto r_c^{-0.45}$. Показатель степени в этой зависимости полагается равным среднему значению от 0.4 и 0.5, предсказываемых моделью авторов для нерелятивистских и ультрарелятивистских напряжений на прерывателе соответственно. В модели [1] формирования зазора в редкой плазме скорость нарастания сопротивления прерывателя дается скейлингом: $\dot{R}_s \propto \dot{I}^{3/5} / r_c^{8/5} n^{4/5}$. В этом случае напряжение на прерывателе $U_s = I_c (\dot{R}_s L_g / e)^{1/2}$ для постоянных значений тока $I_c \propto n r_c$ и скорости его нарастания \dot{I} , что соответствует принятым в [5] допущениям, зависит от радиуса катода как $U_s \propto r_c^{-2/5}$. Эмпирически установленный скейлинг напряжения справедлив, таким образом, не только для тока проводимости прерывателя, предсказываемого модифицированной биполярной [6], электромагнитогидродинамической [7] и магнитогидродинамической [8] моделями транспорта магнитного поля в плазму прерывателя. Модель протекания тока с сопутствующим поступательно-последовательным рассасыванием плазмы оказывается верной вплоть до времени проводимости прерывателя $\sim 300\text{--}500$ нс, зависящего от радиуса катода и других параметров плазменной перемычки.

Этот вывод подтверждается также результатами экспериментов на генераторе HAWK [9]. Облачность экспериментальных данных не затеняет (рис. 6), тем не менее, отчетливо прослеживаемую немонотонную зависимость напряжения на прерывателе от времени, а значит, и от тока проводимости при условии неизменяемости ско-

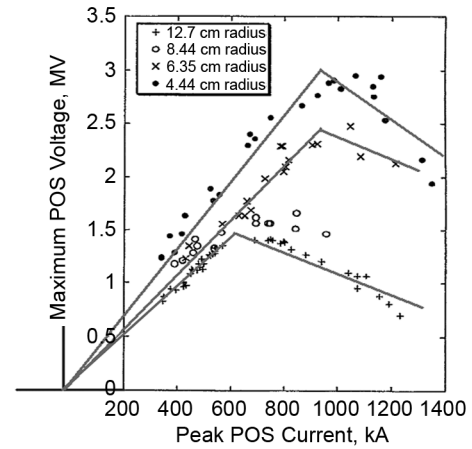


Рис. 5. Данные $U_s(I_c)$ для DECADE [5]

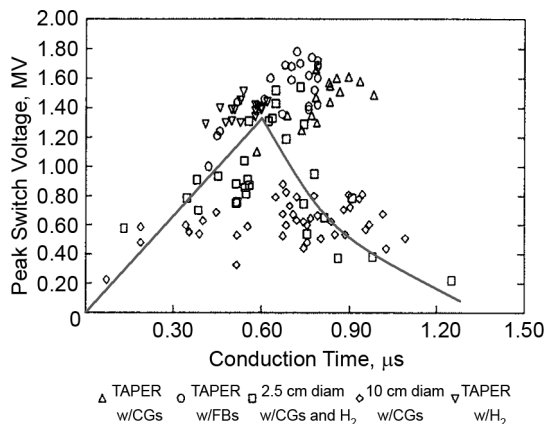


Рис. 6. Данные $U_s(I_c)$ для HAWK [9]

рости его нарастания. Несмотря на статистический разброс данных от выстрела к выстрелу, в обширном наборе результатов экспериментов явно прослеживается тренд начального роста напряжения при увеличении тока проводимости с последующим снижением напряжения при превышении током некоторой величины.

Заключение

Из выполненного анализа следует, что в прерывателях с микросекундным временем нарастания мегаамперных импульсов тока при времени проводимости прерывателя менее ~500 нс реализуется режим транспорта магнитного поля за счёт последовательно-поступательного рассасывания плазмы с последующим обрывом тока на дальнем от генератора конце перемычки. В зависимости от параметров прерывателя этот режим может реализоваться в течение ~300÷500 нс. При этом развиваемое на прерывателе напряжение пропорционально току проводимости. Достижение критической плотности плазмы и превышение её в дальнейшем исключает эрозию в течение всей стадии проводимости и сводит динамику плазмы к сгребанию магнитным поршнем. В результате растущий скейлинг напряжения в зависимости от тока проводимости сменяется спадающим. Такая динамика скейлинга напряжения естественным образом ограничивает возможности формирования мощных импульсов тока в излучающей нагрузке величиной достигаемого напряжения в максимуме его зависимости от тока проводимости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Loginov S.V. // Изв. вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 12/2. – С. 62–65.
2. Loginov S.V. // J. Plasma Phys. – 2013. – V. 79. – No. 3. – P. 321–326.
3. Loginov S.V. // Phys. Plasmas. – 2011. – V. 18. – No. 10. – P. 102104.
4. Loginov S.V. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2009. – V. 37. – No. 10. – P. 1930–1935.
5. Goyer J.R., Kortbawi D., Sincerny P.S., et al. // J. Appl. Phys. – 1995. – V. 77. – No. 6. – P. 2309–2313.
6. Goyer J.R. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1991. – V. 19. – No. 5. – P. 920–925.
7. Fruchtman A. // Phys. Fluids B. – 1991. – V. 3. – No. 8. – P. 1908–1912.
8. Rix W., Parks D., Shannon J., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1991. – V. 19. – No. 2. – P. 400–407.
9. Goodrich P.J., Comisso R.J., Grossmann J.M., et al. // Proc. Xth Inter. Conf. High Power Particle Beams, San Diego, USA. – 1994. – P. 299–302.

Поступила в редакцию 13.09.19.

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

УДК 537.528, 537.523

DOI: 10.17223/00213411/62/11/19

И.А. ШЕМЯКИН^{1,2}, В.С. КАСЬЯНОВ¹, Ю.Д. КОРОЛЕВ^{1,2}, Н.В. ЛАНДЛЬ¹, А.В. БОЛОТОВ¹

РАЗВИТИЕ РАЗРЯДА В ВОДНО-СОЛЕВОМ РАСТВОРЕ ПРИ НАПРЯЖЕНИЯХ ВЫШЕ ПОРОГОВОГО ЗНАЧЕНИЯ

Исследуется процесс пробоя в водно-солевом растворе в геометрии электродов штырь – плоскость при межэлектродном зазоре 1 см и концентрации NaCl в воде 3 %. К промежутку прикладывались единичные импульсы напряжения длительностью около 2 мс и амплитудой до нескольких киловольт. При этом через промежуток протекал ток величиной до единиц килоампер. Показано, что необходимым условием возникновения разряда является наличие газовых полостей в электролите. Изучаются стадии развития разряда при напряжениях, приложенных к промежутку и превышающих пороговое значение (при котором в газовых полостях возникает плазма). Проводится анализ влияния процессов возникновения и гибели газовых полостей в растворе, а также плазмы в полостях на форму и величину разрядного тока.

Ключевые слова: разряд в электролите, незавершенный пробой, завершённый пробой.

Введение

В последнее время возник повышенный интерес к исследованию импульсных разрядов в водно-солевых растворах. Работы стимулировались применением разрядов в медицине [1–5], а также в устройствах для стерилизации воды и жидких аэрозолей [6–9]. Значительное внимание уделялось приложениям, связанным с формированием ударных волн в высокоточных разрядах [10, 11], в частности применительно к задачам гидроакустики в морской воде [6, 12]. Как правило, концентрация соли в таких растворах была велика и составляла единицы процентов.

Хотя понятие разряда либо пробоя в жидкости имеет широкое употребление, в большинстве случаев, разрядные явления происходят в газовых полостях, которые по тем или иным причинам формируются в жидкости или вносятся туда искусственно [6, 13]. Вследствие этого, представляло интерес провести исследование влияния процесса рождения и гибели полостей и возникновения плазмы в них на протекание разрядного тока.

Традиционно, при описании стадий развития разряда в жидкостях выделяют финальную стадию завершённого пробоя, ток в которой необратимо нарастает и соизмерим с током короткого замыкания, а разряд протекает в газовых полостях, перемкнувших промежуток. Также выделяют предпробойные стадии незавершённого пробоя, являющиеся более слабوتочными [6, 14].

В отличие от дистиллированной воды, особенность разрядов в электролитах состоит в том, что уже в предпробойных стадиях на характер процесса токопереноса и величину тока существенное влияние оказывают возникающие в жидкости газовые полости и протекающие в них процессы. Действительно, вследствие высокой проводимости раствора уже при малых значениях приложенных к промежутку напряжений вследствие разогрева и испарения электролита вблизи активного электрода возникают газовые полости [5, 15–19]. При определенных условиях полости экранируют электрод, что ведет к росту сопротивления промежутка и ограничению тока разряда.

Когда напряжение на разрядном промежутке достигает порогового критического значения $V_{\text{сг}}$, внутри газовых полостей возникает плазма разряда [5, 18, 19]. В данной ситуации можно говорить о частичном пробое промежутка или о незавершённом пробое. Появление плазмы приводит к изменениям электропроводности среды в полостях и их размеру, что в зависимости от экспериментальных условий (проводимость раствора, длительность импульса тока и его величина) может вести к росту эффекта экранировки или ее нивелированию. Процессы формирования и развития газовых полостей, а также разрядов в них носят нестационарный характер, что накладывает свой отпечаток на форму протекания тока. Как правило, данные процессы протекают в разном масштабе времен, что обусловлено различными физическими механизмами их инициирования [5, 6, 15–17].

К настоящему моменту наиболее полное исследование динамики развития разрядов в водно-солевых растворах было проведено в диапазоне приложенных напряжений меньше или в окрестности пороговых [5, 15–19] значений. Данная работа посвящена высокоточному импульсному раз-

ряду (с максимальными токами до единиц килоампер) в водно-солевом растворе с довольно высокой проводимостью. Исследуются стадии развития разряда при начальных напряжениях, приложенных к промежутку, превышающих пороговую критическую величину. Особое внимание уделяется процессам формирования и развития газовых полостей, возникновению в них газоразрядной плазмы, а также влиянию данных процессов на протекающий в электролите ток.

Аппаратура и экспериментальная методика

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки. Электродная система и элементы регистрации тока разряда монтировались на диэлектрической плате 1, установленной на контейнер 2. Система электродов состояла из активного электрода 3, выполненного из отрезка внутренней жилы кабеля и обратного электрода 5 в виде диска. Длина активного электрода равнялась 10 мм при диаметре 0.8 мм. Диаметр и радиус кривизны поверхности обратного электрода составляли 35 мм. Межэлектродный зазор $d = 1$ см. Потенциал на активный электрод подавался с помощью отрезка кабеля 4. Обратный токопровод состоял из металлической пластины 6 и изолированного провода 7. Для предотвращения замыкания тока на металлическую пластину ее поверхность была закрыта диэлектрической пластиной 8.

Электродная система погружалась в контейнер 2, заполненный солевым раствором воды (концентрация $\text{NaCl} = 3\%$, удельная проводимость $\sigma \approx 30$ мСм/см, сопротивление промежутка в отсутствие газовых полостей $R_0 \approx 16$ Ом). Контейнер был оборудован кварцевыми окнами, что позволяло снимать разрядный промежуток на CCD-камеру 9 и регистрировать поведение свечения во времени с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) 10. Время экспозиции камеры изменялось в диапазоне $\Delta t \leq 1.5$ мс, а излучение регистрировалось в спектральном интервале $\Delta \lambda = 330\text{--}850$ нм. В ряде случаев для подсветки слабых объектов использовалась флэш-лампа, которая была изготовлена из мощных импульсных светодиодов.

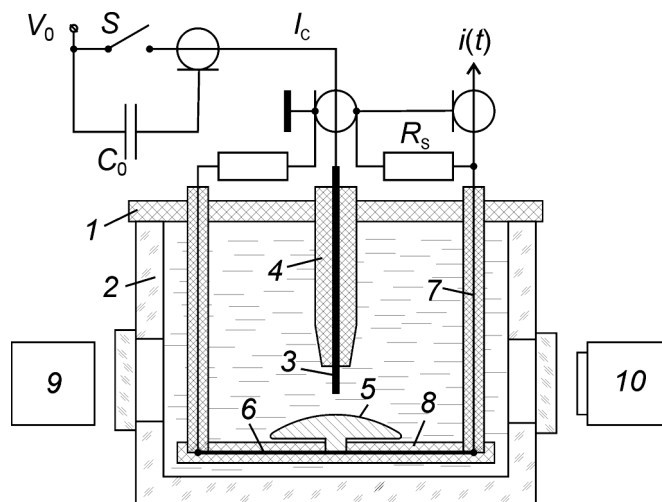


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – диэлектрическая плата; 2 – контейнер; 3 – активный электрод; 4 – отрезок кабеля с изоляцией; 5 – обратный электрод; 6 – металлическая пластина обратного токопровода; 7 – провод обратного токопровода; 8 – диэлектрическая пластина; 9 – CCD-камера; 10 – ФЭУ

К промежутку прикладывались одиночные импульсы напряжения положительной полярности, которые формировались в результате коммутации конденсатора $C_0 = 40$ мкФ, искровым разрядником S на коаксиальный кабель. Протяженность кабеля $l_c = 15$ м, а волновое сопротивление контура $\rho \approx 0.7$ Ом. Напряжение на конденсаторе C_0 составляло величину $V_0 \leq 4000$ В. В этих условиях максимальный ток через электролит не превышал 3 кА.

В экспериментах проводилось измерение разрядного тока i и напряжения на электродном промежутке V . Ток измерялся с помощью шунта $R_s = 0.01$ Ом, а регистрация напряжения осуществлялась при использовании высоковольтного пробника Tektronix P615A.

В зависимости от формы кончика активного электрода и соответственно от напряженности поля на кончике процессы зажигания разряда могут протекать по-разному. На начальном этапе экспериментов использовался электрод с плоским торцом, что соответствовало максимальному усилению поля на кромке электрода. В процессе протекания тока происходила эрозия кромки и торцевая часть электрода скруглялась. В данной ситуации напряженность поля на кончике электрода уменьшалась, а пороговое критическое напряжение возникновения разряда в газовых полосках несколько увеличивалось.

Результаты и их обсуждение

Как отмечалось во введении, при протекании тока в электролите возникновение газовых полостей происходит при довольно низких напряжениях на промежутке. Когда напряжение достигает порогового значения V_{cr} , внутри некоторых полостей может загораться газовый разряд. Для рассматриваемых условий газовые полости начинали возникать при значениях $V_0 \approx 400$ В, а для случая, когда активный электрод имел плоский кончик, пороговое напряжение составляло величину $V_{cr} \approx 750$ В [17, 18].

В эксперименте динамику формирования газовых полостей и возникновения плазмы в них удобно исследовать, постепенно повышая приложенное к промежутку начальное напряжение V_0 . На первом этапе рассмотрим результаты для случая, когда $V_0 = V_{cr}$. Пример осциллограмм напряжения на промежутке, токов разряда и ФЭУ, а также фотографий зазора приводится на рис. 2. Видно, что на осциллограммах можно выделить характерные стадии.

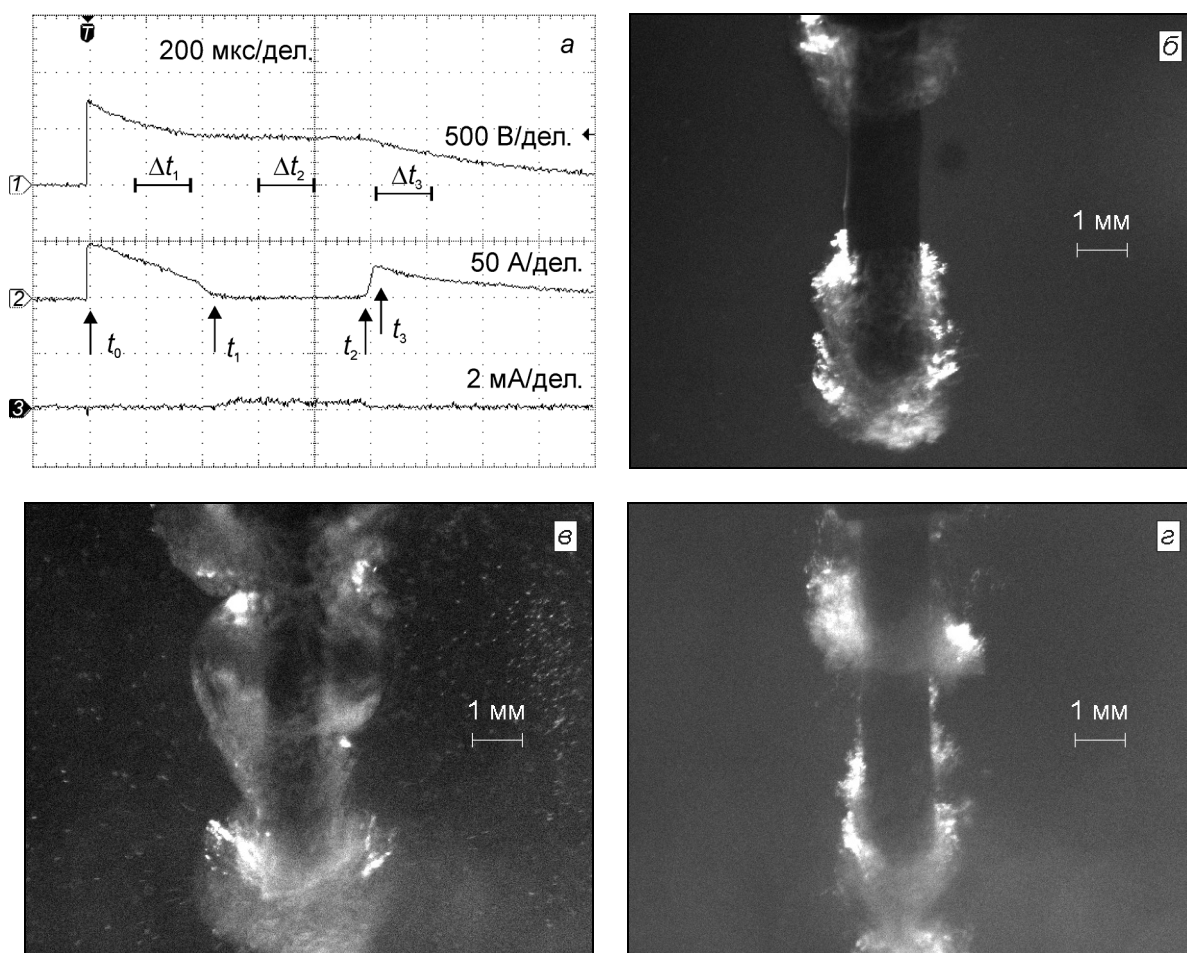


Рис. 2. Осциллограммы напряжения (кр. 1), тока (кр. 2) и сигнала с ФЭУ (кр. 3) для начального напряжения $V_0 = V_{cr} = 750$ В (а) совместно с фотографиями промежутка, снятыми с экспозицией Δt равной Δt_1 (б), Δt_2 (в) и Δt_3 (г) соответственно

На временном интервале t_0-t_1 , наблюдается резкое падение разрядного тока и соответственно рост сопротивления промежутка. Эффект обусловлен возникновением облаков микрополостей с

характерным размером 100 мкм (рис. 2, б), которые экранируют активный электрод и препятствуют протеканию тока.

В интервале времени t_1 – t_2 часть микрополостей сливается в макропузырь, который полностью окружает активный электрод (рис. 2, в). Здесь мы имеем ситуацию почти полной экранировки: ток практически равен нулю, а сопротивление промежутка намного превышает его начальное значение. В этих условиях напряжение на промежутке составляет величину около 400 В, что превышает напряжение в минимуме кривой Пашена, и приложено к слою газовых полостей. Это указывает на возможности зажигания самостоятельных разрядов в части полостей, что мы и наблюдаем в эксперименте.

В интервале t_1 – t_2 происходит резкое падение вводимой в жидкость тепловой мощности, следовательно, скорость генерации газовых полостей падает [17, 18]. Газовые полости деградируют (рис. 2, г), эффект экранировки пропадает, и к моменту времени t_3 сопротивление промежутка восстанавливается до начального значения.

Описанная выше картина характерна для пороговых значений напряжений на промежутке. Если напряжение превышает пороговое, то в промежутке зажигается разряд с довольно большим током. Ток разряда протекает через газовые полости с плазмой и замыкается на обратный электрод через объем электролита. Данный режим характеризуется представленными на рис. 3, а и б осциллограммами и фотографиями свечения промежутка, соответствующими начальному напряжению $V_0 = 1100$ В.

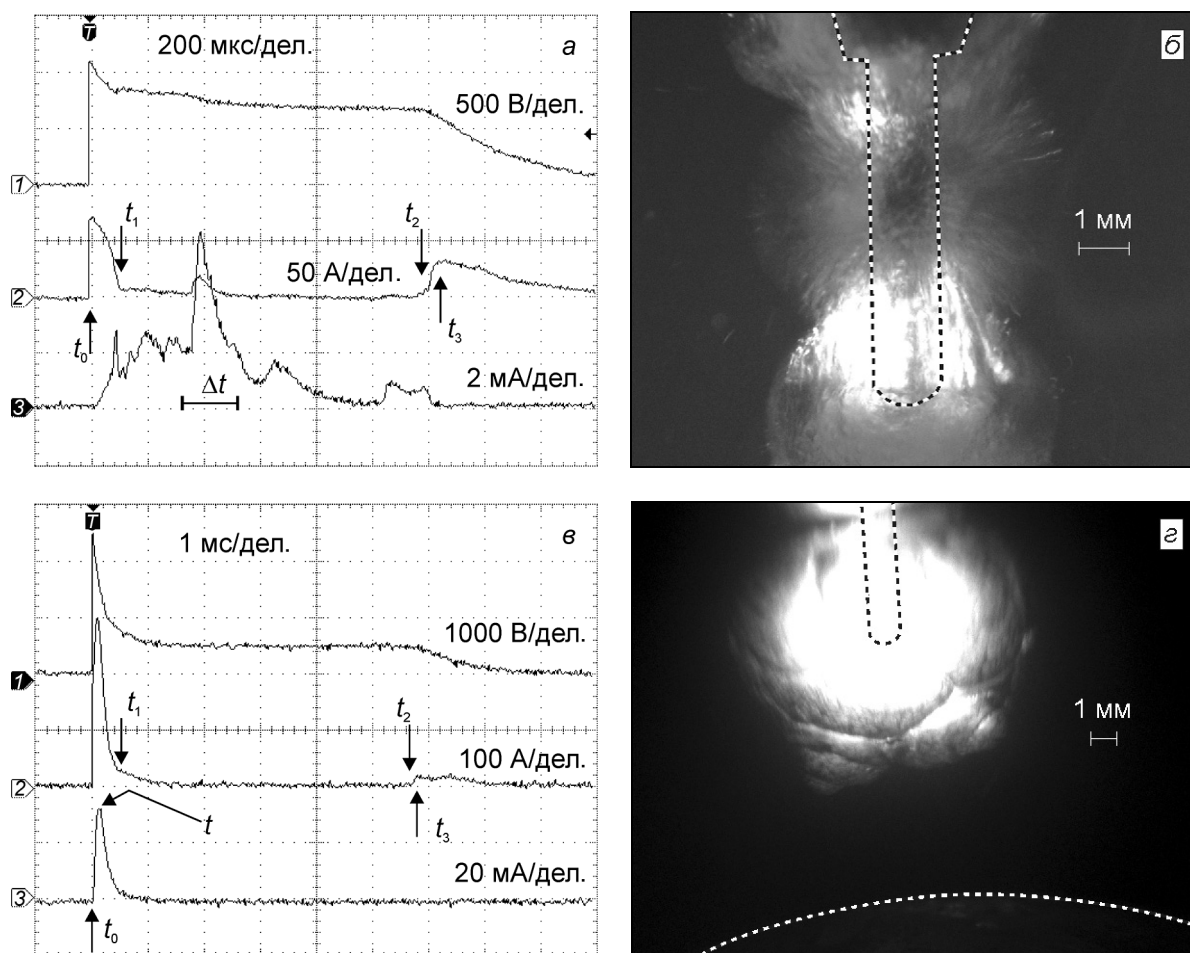


Рис. 3. Осциллограммы напряжения (кр. 1), тока (кр. 2) и сигнала с ФЭУ (кр. 3), совместно с фотографиями свечения промежутка: а, б) $V_0 = 1100$ В, экспозиция $\Delta t = 250$ мкс; в, г) $V_0 = 2500$ В, снимок сделан в момент времени t с экспозицией около 1 мкс

Полная экранировка поверхности активного электрода при таком напряжении происходит к моменту $t_1 \approx 100$ мкс (рис. 3, а), что говорит о высокой скорости образования газовых полостей. Отметим, что сигнал с ФЭУ, показывающий, что в отдельных микрополостях возникают микро-

разряды, появляется даже несколько раньше этого времени. Интенсивность сигнала значительно выше, чем для напряжения равного пороговому значению. На осциллограмме свечения видны хаотические пульсации. Это говорит о том, что в одних микрополостях разряды возникают, а в других – гаснут.

Ясно, что при наличии плазмы в газовых полостях эффект экранировки активного электрода ослабляется, поскольку ток протекает с активного электрода на противоположный электрод через микрополости с плазмой и через объем электролита. После момента t_1 в промежутке поддерживается некоторый усредненный ток разряда на уровне около 3 А. Далее в момент $t = 380$ мкс на осциллограмме тока наблюдается выброс амплитудой 20 А, который сопровождается некоторым спадом напряжения и импульсом сигнала ФЭУ. Фотография промежутка, сделанная с экспозицией примерно 250 мкс в этот момент времени, захватывает стадию резкого выброса тока разряда и выброса интенсивности свечения. Видно (рис. 3, б), что свечение, т.е. фактически плазма разряда, присутствует в большом количестве микрополостях. Можно говорить о том, что характерный размер плазмы составляет около 2 мм. Наиболее яркое свечение наблюдается в области кончика активного электрода и вблизи тройной точки изолятор – электрод – жидкость.

Образование представленной картины свечения промежутка разряда можно на качественном уровне пояснить следующим образом. К моменту t_1 активный электрод покрывается облаком микропузырьков и напряжение оказывается приложенным к слою газа. Когда в сформированных на поверхности активного электрода микрополостях зажигается разряд, потенциал активного электрода вытесняется на границу плазменных областей в направлении противоположного электрода. Ток с активного электрода начинает протекать через газоразрядную плазму и объем электролита. Впереди границы плазмы образуются новые газовые полости, и в них также возникает плазма. Иными словами, мы наблюдаем распространение фронта микропузырьков и фронта плазмы в глубь промежутка. Наиболее отчетливо данный процесс можно проиллюстрировать при более высоком приложенном к промежутку напряжении $V_0 = 2500$ В (рис. 3, в и г). Видно, что к моменту времени 400 мкс фронт плазмы и газовых полостей распространился примерно на 5 мм по направлению к обратному электроду. Это позволяет оценить среднюю скорость распространения этого своеобразного фронта ионизации как 10^3 см/с.

В общем случае, именно описанный процесс приводит к полному перекрытию промежутка высокопроводящим плазменным каналом. Тогда мы говорим о завершенном пробое промежутка. Однако для обсуждаемых условий начального напряжения $V_0 \leq 2500$ В и используемой емкости C_0 полного перекрытия промежутка плазмой не происходит, т.е. имеет место случай незавершенного пробоя.

Обращает на себя внимание, что с ростом приложенного к промежутку напряжения длительность стадии t_1-t_2 возрастает. Напомним, что данную стадию мы идентифицировали как стадию практически полной экранировки активного электрода газовыми полостями, возникшими на временном интервале t_0-t_1 . В стадии происходит деградация полостей, а к моменту t_3 сопротивление промежутка становится равным начальному. Рост длительности стадии с ростом приложенного напряжения можно объяснить на качественном уровне. С ростом приложенного напряжения, к моменту времени t_1 количество газовых полостей в окрестности активного электрода возрастает, что в дальнейшем потребует увеличения времени для их гибели.

Вопрос о типе возникающих в промежутке разрядов является непростым и требует дополнительных исследований. В области невысоких напряжений (рис. 2, 3, а и б) можно говорить о тлеющих и незавершенных искровых разрядах. При высоких напряжениях возникает разряд, характеризующийся токами сотни ампер и диффузным видом свечением (рис. 3, в и г). По-видимому, здесь можно говорить о специфической форме разряда – сильноточном диффузном разряде [6, 20], переход которого к искровому затруднен вследствие наличия жидкого катода [20].

На рис. 4 представлены осциллограммы напряжения, токов разряда и фотоэлектронного умножителя, а также фотография промежутка для случая заверщенного пробоя ($V_0 = 4000$ В). В интервале времени от t_0 до t_1 сопротивление промежутка падает с 16 до 3.5 Ом. Фронт плазмы и газовых полостей не перекрывает межэлектродный зазор. На данном этапе можно говорить о незавершенном пробое. Анализ осциллограмм позволяет сделать вывод, что одна из особенностей предпробойной стадии в электролите состоит в способности промежутка пропускать высокие токи и рассеивать большую энергию. Действительно, сделанные для представленного на рис. 4 случая оценки показывают, что к моменту времени t_1 в среде рассеялось более 70 % энергии, запасенной в конденсаторе, а ток достиг величины 800 А. В момент t_1 плазма переключает промежуток (рис. 4, б)

и происходит завершённый пробой. Ток начинает необратимо нарастать, а сопротивление уменьшается к моменту t_2 до величины 0.35 Ом. Возникает сильнооточный разряд по типу дугового (отчётливо видно катодное пятно на обратном электроде).

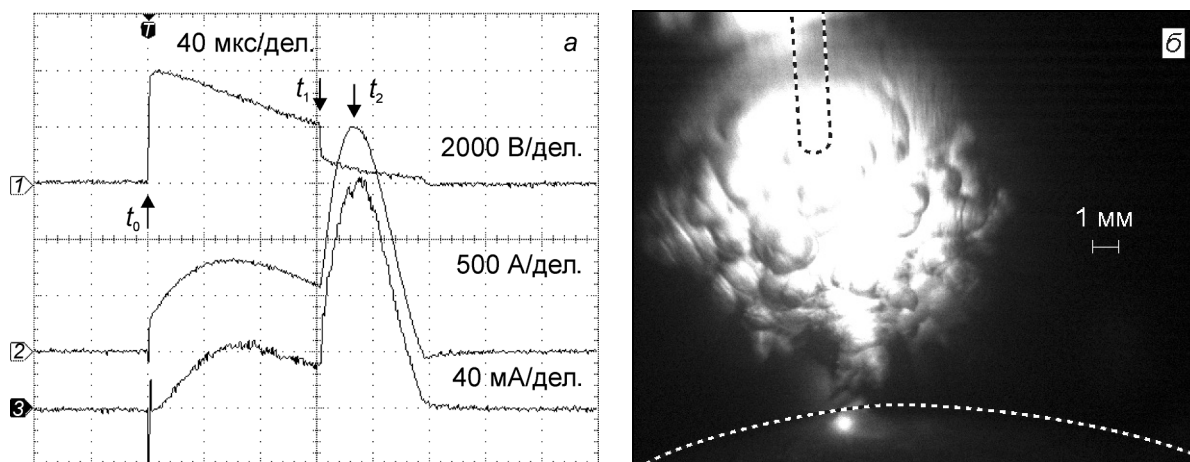


Рис. 4. Осциллограммы напряжения (кр. 1), тока (кр. 2) и сигнала с ФЭУ (кр. 3), совместно с фотографией свечения промежутка; $V_0 = 4000$ В. Снимок сделан в момент времени t_1 с экспозицией около 1 мкс

Заключение

В настоящей работе представлены данные о развитии разряда в водно-солевом растворе при приложении к промежутку импульсных напряжений, равных или превышающих пороговое значение. Под пороговым напряжением при этом подразумевается минимальное напряжение, при котором в отдельных газовых микрополостях возникает газоразрядная плазма.

При напряжении, равном пороговому, которое в условиях эксперимента было около 750 В, уже на начальном этапе электрод оказывается практически полностью покрыт газовыми микрополостями, что привело к его экранировке и ограничению тока. В этом случае приложенное к промежутку напряжение прикладывается к газовому слою, а в некоторых микрополостях становится возможным формирование газоразрядной плазмы. Разряд поддерживается в форме слабых импульсов тока короткой длительности и может быть идентифицирован как тлеющий или незавершённый искровой.

При превышении напряжения над пороговым количество микрополостей с плазмой увеличивается. Ток в промежутке замыкается с активного электрода на противоположный электрод через плазму и объем электролита. На границе плазмы происходит образование новых газовых полостей, в которых также загорается разряд. Таким образом происходит распространение фронта плазмы в направлении противоположного электрода. Типичная скорость распространения составляет 10^3 см/с. Тем не менее, если напряжение на промежутке незначительно превышает пороговое, то полного перекрытия промежутка плазмой не происходит (случай незавершённого пробоя). Перекрытие и переход к сильнооточному разряду (завершённый пробой) наблюдается, начиная с напряжений на уровне 2.5 кВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stalder K.R., McMillen D.F., and Graham W.G. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – V. 38. – P. 1728.
2. Schaper L., Stalder K.R., and Graham W.G. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2011. – V. 20. – P. 034004.
3. Schaper L., Graham W.G., and Stalder K.R. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2011. – V. 20. – P. 034003.
4. Stalder K.R. and Woloszko J. // Contrib. Plasma Phys. – 2007. – V. 47. – P. 64.
5. Korolev Y.D., Shemyakin I.A., Ivashov R.V., et al. // J. Phys.: Conf. Ser. – 2014. – V. 552. – P. 012005.
6. Bruggeman P. and Leys C. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2009. – V. 42. – P. 053001.
7. Акишев Ю.С., Грушин М.Е., Каральник и др. // Физика плазмы. – 2006. – Т. 32. – С. 1142.
8. Ahmed M.W., Choi S., Lyakhov K., et al. // Plasma Phys. Rep. – 2017. – V. 43. – P. 381.
9. Hong Y.C., Park H.J., Lee B.J., et al. // Phys. Plasmas. – 2010. – V. 17. – P. 053502.

10. Oshita D., Hosseini S.H.R., Mawatari K., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2014. – V. 42. – P. 3209.
11. Akhmetov M.N., Akhmetov N.D., Gimadeev M.M., and Krivosheev V.A. // Plasma Phys. Rep. – 2017. – V. 43. – P. 393.
12. Sun Y.H., Zhou Y.X., Jin M.J., et al. // J. Electrostat. – 2005. – V. 63. – P. 969.
13. Nikiforov A.Y., Leys C., Li L., et al. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2011. – V. 20. – P. 034008.
14. Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде. – М.: Наука, 1971. – 155 с.
15. Ивашов Р.В., Гейман В.Г., Королев Ю.Д., Шемякин И.А. // Изв. вузов. Физика. – 2007. – Т. 50. – № 9. Приложение. – С. 368–371.
16. Королев Ю.Д., Шемякин И.А., Касьянов В.С. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 11/3. – С. 12–16.
17. Королев Ю.Д., Болотов А.В., Касьянов В.С. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 9/2. – С. 78–81.
18. Королев Ю.Д., Шемякин И.А., Касьянов В.С. и др. // Физика плазмы. – 2018. – Т. 44. – № 6. – С. 507–513.
19. Королев Ю.Д., Касьянов В.С., Шемякин И.А. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2018. – Т. 61. – № 8/2. – С. 3–7.
20. Korolev Y.D. and Mesyats G.A. Physics of Pulsed Breakdown in Gases. – Ekaterinburg: Ural Division of RAS, 1998. – 275 p.

Поступила в редакцию 13.09.19.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

² Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия

Шемякин Илья Александрович, д.ф.-м.н., профессор, ст. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, профессор НИ ТГУ, e-mail: shemyakin@lnp.hcei.tsc.ru;

Касьянов Владимир Сергеевич, инженер-исследователь ИСЭ СО РАН, e-mail: kasyanov@lnp.hcei.tsc.ru;

Королев Юрий Дмитриевич, д.ф.-м.н., профессор, гл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, профессор НИ ТГУ, e-mail: korolev@lnp.hcei.tsc.ru;

Ландль Николай Владимирович, к.ф.-м.н., зав. лабораторией ИСЭ СО РАН, e-mail: landl@lnp.hcei.tsc.ru;

Болотов Александр Владимирович, ведущ. электроник ИСЭ СО РАН, e-mail: bav@lnp.hcei.tsc.ru.

УДК 537.525

DOI: 10.17223/00213411/62/11/26

П.А. БОХАН¹, П.П. ГУГИН¹, Д.Э. ЗАКРЕВСКИЙ^{1,2}, М.А. ЛАВРУХИН¹

МЕХАНИЗМ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ВЫСОКОВОЛЬТНОМ РАЗРЯДЕ В ГЕЛИИ И ЕГО СМЕСЯХ С КИСЛОРОДОМ И АЗОТОМ*

Представлены результаты исследования вольт-амперных характеристик (ВАХ) и эффективности генерации электронных пучков в непрерывных разрядах в гелии, его смесях с кислородом и азотом, а также в чистых кислороде и азоте. Отмечены особенности ВАХ, объяснённые с точки зрения изменения роли основных механизмов эмиссии электронов по мере роста напряжения. Показано, что высокая величина эффективности генерации электронного пучка выше 80 % может быть получена в тлеющих разрядах в гелии, кислороде и азоте. В гелии она обеспечивается преобладанием фотоэмиссии, в кислороде и азоте или их смесях с гелием в основном кинетической эмиссией под действием быстрых тяжелых частиц.

Ключевые слова: высоковольтный разряд, электронный пучок, гелий, кислород, азот.

Введение

Высоковольтные тлеющие разряды в гелии, азоте, кислороде и смесях этих газов в течение длительного времени успешно используются для генерации электронных пучков (ЭП) в разрядах низкого (менее 1 Торр) [1, 2] и среднего (до 30 Торр) давления [3–5]. Тем не менее идентификация физических процессов, приводящих к высокоэффективной генерации ЭП, остается дискуссионной темой. Так, полярными являются выводы разных авторов о роли фотоэмиссии в высоковольтных разрядах: от полного отрицания её какой-либо измеримой доли по сравнению с кинетической эмиссией под действием быстрых атомов и ионов [6–8] до преобладания фотоэмиссии в ряде типов разрядов, генерирующих ЭП [3, 4, 9, 10]. Противоречивыми являются и данные по коэффициентам кинетической эмиссии под действием быстрых атомов γ_f в диапазоне энергий $w = 100$ – 2000 эВ, характерных для высоковольтных разрядов. Так, величина γ_f в современных работах при $w = 1$ кэВ принята равной $\gamma_f = 0.02$ [11] по сравнению с $\gamma_f = 0.2$ в более ранних работах [12, 13] и с $\gamma_f = 1.2$, взятой из [14] и используемой в работах [6–8] и многих других.

Перечисленные противоречия, перечень которых в реальности значительно шире, безусловно, сдерживает прогресс в применении электронных пучков кэВ-диапазона энергий, генерируемых в газовом разряде. На наш взгляд, эти противоречия вызваны в основном двумя причинами: несоответствием величин γ_i и γ_f из работы [14] реальным условиям в разряде в гелии, в том числе с молекулярными примесями (γ_i – коэффициент эмиссии под действием ионов); неконтролируемыми условиями по составу рабочей среды и состоянием поверхности катодов. Определенный вклад в противоречивость выводов также вносит и использование заниженной величины коэффициента фотоэмиссии $\gamma_{ph} \approx 0.03$ – 0.05 под действием резонансных фотонов гелия [15, 16], полученных в вакуумных условиях, по сравнению с $\gamma_{ph} \approx 0.2$ – 0.3 в реальном гелиевом разряде [13, 17–18].

В рамках настоящей работы ставится следующая цель – исследовать основные характеристики высоковольтных разрядов в гелии, кислороде, азоте и их смесях. Главное внимание уделяется изучению эмиссионных свойств холодных катодов, ВАХ разряда и эффективности генерации ЭП.

Экспериментальная установка и результаты исследования

Исследования проведены в тщательно обезгаженных и оттренированных ячейках с гелием высокой чистоты, в котором не детектируются полосы молекулярных газов. Использовались ячейки с катодом из титана с диаметром рабочей части 12 мм. На расстоянии 21 мм от катода устанавливался анод – коллектор электронов. Измерение мощности ЭП с точностью не хуже 1 % проводилось с помощью калиброванных термодатчиков, установленных на боковой стенке ячейки и коллекторе электронов. В прикатодной области устанавливались зонды, позволяющие определить величину и протяженность катодного падения потенциала.

* Работа поддержана грантом Российского научного фонда, проект № 19-19-00069.

В чистом гелии по мере повышения давления наблюдаются ВАХ трёх типов (рис. 1). При $p_{\text{He}} < 4$ Торр они имеют вид плавно возрастающих кривых (зависимость 1). При $p_{\text{He}} \approx 10$ Торр существует диапазон напряжений $\Delta U = 400\text{--}1500$ В, когда ток не зависит от напряжения (зависимость 2). При $p_{\text{He}} > 12$ Торр в широком диапазоне U может реализоваться падающая ВАХ (зависимость 3). При $U > 2$ кВ реализуется быстро возрастающая ВАХ, подчиняющаяся закону $j \sim U^x$ (j – плотность тока) с показателем до $x \approx 10$ в непрерывном режиме и до $x \approx 15$ в квазинепрерывном при длительности прямоугольного импульса 1.5 мс. Введение молекулярных примесей уже в небольших количествах резко увеличивает ток и устраняет нерегулярности в ВАХ. При содержании кислорода $\text{O}_2 \sim 1.5\%$ в гелии при $p_{\text{He}} = 4$ Торр и $U = 1.5$ кВ ток возрастает более чем в 200 раз (зависимость 4). В чистых молекулярных газах зависимости $j(U)$ имеют плавно возрастающий характер, но ток намного меньше, чем в смесях с гелием при таком же парциальном давлении (зависимость 5), а уменьшение давления для одного и того же значения тока характеризуется значительным возрастанием напряжения (зависимость 6).

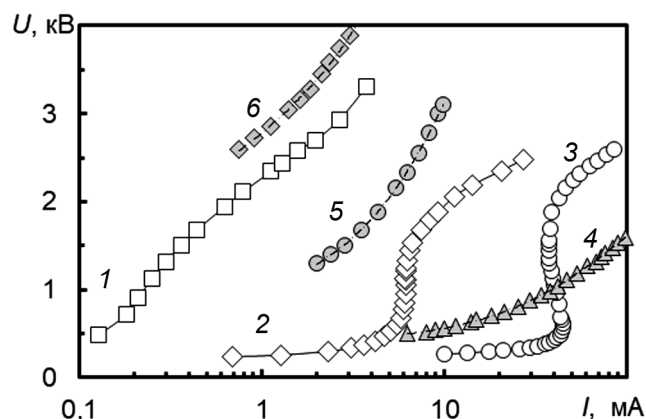


Рис. 1. ВАХ непрерывного разряда: He (1–3); He–O₂ (4) и O₂ (5, 6): $p_{\text{He}} = 4$ (1, 4), 10 (2) и 28 Торр (3); $p_{\text{O}_2} = 65$ (4), 73 (5) и 190 мТорр (6)

Характер изменения эффективности генерации ЭП, под которой понимается величина $\eta_w = (P_{\text{ст}} + P_{\text{КЭ}})/(I \times U)$, где $P_{\text{ст}}$ и $P_{\text{КЭ}}$ соответственно мощности, рассеиваемые на стенке трубки дрейфа и коллекторе электронов (КЭ); $I \times U$ – мощность, вкладываемая в ячейку; I – ток разряда, существенным образом зависит от условий эксперимента. В чистом гелии при $p_{\text{He}} \approx 1$ Торр η_w невелика, но возрастает по мере повышения давления, достигая величины $\eta_w \approx 0.85$ при $p_{\text{He}} \approx 12.5$ Торр и $U = 3.5$ кВ (рис. 2, зависимость 1) и $\eta_w \approx 0.74$ при $p_{\text{He}} \approx 10$ Торр и $U = 2.5$ кВ (зависимость 2). В присутствии азота или кислорода, наоборот, наиболее высокая эффективность достигается при пони-

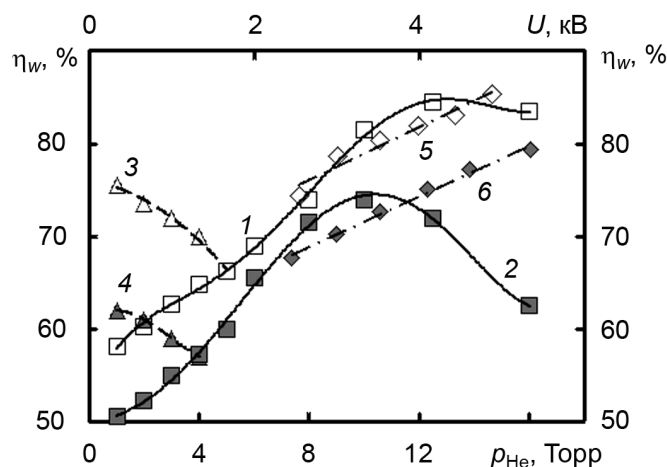


Рис. 2. Зависимости от давления гелия p_{He} (1–4) и напряжения U (5, 6) эффективности генерации ЭП η_w в He (1, 2); He–O₂ $p_{\text{O}_2} = 15$ мТорр (3, 4); O₂ $p_{\text{O}_2} = 110$ мТорр (5) и N₂ $p_{\text{N}_2} = 73$ мТорр (6): $U = 3.5$ кВ (1–4)

женном p_{He} (зависимости 3 и 4). В чистых газах – кислороде и азоте – эффективность возрастает до давления ~ 150 мТорр, а затем постепенно уменьшается. Во всех случаях с ростом U происходит монотонное возрастание η_w . При $U = 5.5$ кВ она достигает величины $\eta_w \approx 0.86$ для кислорода и $\eta_w \approx 0.8$ для азота (зависимости 5 и 6 нанесены на шкалу рис. 2 с U до 6 кВ)

Обсуждение результатов

Полученные результаты позволяют обосновать новый подход к интерпретации эмиссионных явлений с холодных катодов в разрядах в гелии и молекулярных газах и формированию ЭП. Исходя из характера ВАХ в чистом гелии при разных давлениях и принимая во внимание результаты изучения «открытого» разряда из работы [19], заключаем, что при повышенных давлениях гелия $p_{\text{He}} > 10$ Торр и $U < 400$ В эмиссия электронов осуществляется за счет фотоэмиссии под действием резонансных вакуумных ультрафиолетовых (ВУФ) фотонов и потенциальной эмиссии под действием ионов и метастабильных атомов и слабо зависит от величины E/N до $E/N \approx 10^{-14}$ В·см² [20, 21] (E – напряженность электрического поля, N – концентрация частиц). При $E/N > 10^{-14}$ В·см² таунсендовский коэффициент размножения электронов проходит максимум [4, 22] и в этих же условиях начинает сказываться убегание электронов из области катодного падения потенциала [6]. В результате происходит замедление темпа роста ВАХ вплоть до получения отрицательного показателя в зависимости $j \sim U^x$ до таких U , при которых большинство электронов переходит в режим убегания и формирует ЭП. Торможение ЭП в дрейфовом пространстве приводит к интенсивному ВУФ-излучению, преобладанию фотоэмиссии и быстрому росту ВАХ вплоть до показателя $x \approx 10$. Важно отметить, что такое поведение ВАХ наблюдается только при повышенных давлениях гелия $p_{\text{He}} > 5$ Торр, при котором осуществляется эффективное торможение ЭП в дрейфовом пространстве и генерация резонансных ВУФ-квантов гелия. Наличие уже следов молекулярных примесей приводит к тому, что ионы гелия перезаряжаются на молекулах примеси. Ионы примеси ускоряются до энергии порядка eU_c (U_c – катодное падение потенциала) и вызывают эффективную кинетическую эмиссию с $\gamma > 1$ [14, 23]. Исходя из полученной величины эффективности генерации ЭП, которая в случае кинетической эмиссии $\eta_w = \langle \gamma \rangle / (\langle \gamma \rangle + 1)$ ($\langle \gamma \rangle$ – суммарный коэффициент эмиссии на один ион под действием быстрых тяжелых частиц), величина $\langle \gamma \rangle$ достигает значения $\langle \gamma \rangle = 6$ в кислороде и $\langle \gamma \rangle = 3.8$ в азоте.

В гелиевом разряде величины $\langle \gamma \rangle$ намного меньше, $\langle \gamma \rangle < 1$ при $U = 4$ кВ в [12], а в [11] $\langle \gamma \rangle < 1$ при $U < 10$ кВ. Это противоречит предположениям о высоких значениях $\langle \gamma \rangle$ в других работах, вычисленных на основании данных из [13]. Особенность последней публикации [13] состоит в том, что её авторы в течение длительного времени работали с пучками азота N_2 с энергией до 1 кэВ. В [24] отмечается, что полученные в условиях [13] данные по γ соответствуют поверхностям, легированным азотом. Поэтому они неприменимы для разрядов в чистом гелии.

Таким образом, в настоящей работе показано, что высокая величина эффективности генерации электронного пучка может быть получена в тлеющих разрядах в He, O₂, N₂. В гелии она обеспечивается преобладанием фотоэмиссии, в кислороде и азоте или их смесях с гелием – в основном кинетической эмиссией под действием быстрых молекул.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Москалев Б. И. Разряд в полой катод. – М.: Энергия, 1969.
2. Rosca J.J., Meyer J.D., Farrell M.R., and Collins G.J. // J. Appl. Phys. – 1984. – V. 56. – No. 3. – P.790–797.
3. Бохан А.П., Бохан П.А., Закревский Д.Э. // Физика плазмы. – 2006. – Т. 32. – С. 599–612.
4. Бохан П.А., Закревский Д.Э. // Физика плазмы. – 2006. – Т. 32. – С. 853–863.
5. Головин А.И., Шлойдо А.И. // Успехи прикладной физики. – 2016. – Т. 4. – № 5. – С. 439–448.
6. Ульянов К.Н. // Теплофизика высоких температур. – 2005. – Т. 43. – С. 645–656.
7. Головин А.И., Егорова Е.К., Шлойдо А.И. // ЖТФ. – 2014. – Т. 84. – Вып. 10. – С.27–33.
8. Сорокин А.Р. // УФН. – 2018. – Т.188. – Вып. 12. – С.1354–1360.
9. Колбычев Г.В., Пташник И.В. // Письма ЖТФ. – 1985. – Т. 11. – С. 1106–1110.
10. Бохан П.А. // УФН. – 2018. – Т. 188. – Вып. 12. – С. 1361–1366.
11. Xu L., Khrabrov A.V., Kaganovich I.D., and Sommerer T.J. // Phys. Plasmas. – 2017. – V. 24. – P. 093511.
12. Hartmann P., Matsuo H., Ohtsuka Y., et al. // Jpn. J. Appl. Phys. – 2003. – V. 42. – P. 1. – No. 6A. – P. 3633–3640.
13. Бохан П.А., Закревский Д.Э. // ЖТФ. – 2007. – Т. 77. – Вып. 1. – С. 109–116.
14. Hayden H.C. and Utterback N.G. // Phys. Rev. – 1964. – V. 135. – P. A1575–1579.
15. Phelps A.V. // Phys. Rev. – 1960. – V. 117. – No. 3. – P. 619–632.

16. Карелин А.В., Сорокин А.Р. // Физика плазмы. – 2005. – Т. 31. – С. 567–571.
17. Jones F.L., Morgan C.G., and Davies D.K. // Proc. Phys. Soc. – 1965. – V. 85. – P. 351–354.
18. Bokhan P.A., Zakrevsky Dm.E. // Phys. Rev. E. – 2013. – V. 88. – No. 1 – P. 013105.
19. Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Дм.Э. // Письма в ЖТФ. – 2018. – Т. 44. – Вып. 23. – С. 96–103.
20. Jelenković B.M. and Phelps A.V. // Phys. Rev. E. – 2005. – V. 71. – No. 1 – P. 016410.
21. Marić D., Savić M., Sivoš J., et al. // Eur. Phys. J. D. – 2014. – V. 68. – No. 6. – P. 155
22. Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29. – Вып. 16. – С.54–62.
23. Utterback N.G. and Miller G.H. // Rev. Sci. Inst. – 1961. – V. 32. – P. 1101–1106.
24. Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Дм.Э. и др. // Физика плазмы. – 2019. – Т. 45. – № 10.

Поступила в редакцию 13.09.19.

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
г. Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный технический университет,
г. Новосибирск, Россия

Бохан Петр Артемович, д.ф.-м.н., гл. науч. сотр. ИФП СО РАН, e-mail: bokhan@isp.nsc.ru;

Гугин Павел Павлович, мл. науч. сотр. ИФП СО РАН, e-mail: gugin@isp.nsc.ru;

Закревский Дмитрий Эдуардович, д.ф.-м.н., зав. лабораторией ИФП СО РАН, профессор НГТУ, e-mail: zakrdm@isp.nsc.ru;

Лаврухин Максим Александрович, мл. науч. сотр. ИФП СО РАН, e-mail: lavrukhin@isp.nsc.ru.

УДК 537.525

DOI: 10.17223/00213411/62/11/30

М.В. ШАНДРИКОВ¹, И.Д. АРТАМОНОВ², А.В. ВИЗИРЬ¹, А.С. БУГАЕВ¹, Е.М. ОКС¹

АКСИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАСС-ЗАРЯДОВОГО СОСТАВА ПЛАЗМЫ МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА *

Проведены исследования аксиального распределения масс-зарядового состава плазмы планарного магнетрона. В качестве материала мишени использовалась медь, рабочим газом являлся аргон. Для исследования масс-зарядового состава использовался модернизированный квадрупольный масс-спектрометр. Измерения проводились вдоль оси разрядной системы на расстоянии от 15 до 45 см от мишени магнетрона. Рабочее давление изменялось в диапазоне от $1.2 \cdot 10^{-3}$ до $3 \cdot 10^{-3}$ Торр при токе разряда от 100 до 500 мА в непрерывном режиме. Было показано, что на расстоянии 15 см от магнетрона в долевым отношении преобладают ионы аргона. На максимальном расстоянии наблюдаются преимущественно ионы меди. Доля ионов аргона снижается с увеличением тока разряда и увеличением рабочего давления.

Ключевые слова: планарный магнетрон, масс-зарядовый состав, ионы, аксиальное распределение.

Введение

Магнетронное осаждение является на сегодняшний день одним из базовых методов в мире по созданию тонких пленок высокого качества [1–3]. Известно, что в процессе магнетронного осаждения параметры плазмы в области расположения подложки и соответственно потока заряженных частиц оказывают существенное влияние на характеристики осаждаемой пленки. Так, например, ионное асистирирование в процессе осаждения потока нейтральных атомов материала мишени на подложку приводит к структурным и фазовым превращениям, изменению адгезии, электрических, оптических и других свойств пленок [4–7]. С увеличением расстояния от мишени магнетрона величина плотности ионного тока из плазмы на подложку снижается [8, 9]. Это связано с тем, что даже при минимальном рабочем давлении магнетронного разряда на уровне единиц милиторр расстояние до подложки в несколько раз превышает характерные длины свободного пробега частиц [10]. Очевидно, что при этом происходит трансформация и масс-зарядового состава плазмы.

Ранее для магнетронного разряда с инжекцией электронов было показано, что в непрерывном режиме на расстоянии 15 см от мишени при токе разряда менее 1 А в плазме преобладают ионы аргона [11]. При этом долевым отношение смещается в сторону ионов меди при увеличении рабочего давления и величины тока разряда. В данной работе проведены исследования масс-зарядового состава плазмы планарного магнетронного разряда в непрерывном режиме вдоль оси разрядной системы, что дает более детальное представление о параметрах плазмы при расположении подложки на различном расстоянии от магнетрона.

Описание эксперимента

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В эксперименте использовался классический планарный магнетронный разряд. Медная мишень имела диаметр 50 мм и толщину 3 мм. Магнитное поле обеспечивалось NdFeB-магнитами с величиной магнитной индукции 50 мТл на поверхности мишени в центре магнитной арки. Питание разряда обеспечивалось от стабилизированного источника питания I, имеющего функцию дугогашения. Разрядная система магнетрона была изолирована от заземленной вакуумной камеры. Напуск рабочего газа (аргона) величиной $20 \text{ см}^3/\text{мин}$ осуществлялся непосредственно к мишени магнетрона. Расход газа контролировался посредством регулятора расхода газа РРГ-3.6. Вакуумная камера была выполнена из нержавеющей стали и откачивалась турбомолекулярным насосом со скоростью откачки 500 л/мин.

Измерения масс-зарядового состава плазмы магнетронного разряда осуществлялись с использованием модернизированного квадрупольного масс-спектрометра RGA-100 [12]. В модернизированном спектрометре стандартный узел ионизатора был заменен на входную диафрагму с диаметром апертуры 1.5 мм. Квадрупольный масс-спектрометр устанавливался на противоположном от

* Работа поддержана грантом РФФИ, проект № 19-48-700003 p_a.

магнетрона торце вакуумной камеры соосно с ним. Область пространства дрейфа частиц в квадрупольном масс-спектрометре откачивалась турбомолекулярным насосом со скоростью откачки 110 л/с, обеспечивающим давление не хуже 10^{-5} Торр. Без использования дифференциальной откачки в области типичных значений рабочего давления планарного магнетрона (2–4 мТорр) заряженные частицы, по мере прохождения квадруполя, испытывали значительное рассеяние, в результате чего уровень сигнала снижался на 1–2 порядка величины. Увеличение диаметра входной диафрагмы позволяет увеличить амплитуду сигнала, но при этом значительно ухудшается разрешающая способность спектрометра. Поскольку в разряде присутствуют как ионы воды (18 а.е.м.), так и двухзарядные ионы аргона (20 а.е.м.), снижение разрешающей способности спектрометра недопустимо. Поскольку токоприемник спектрометра конструктивно находится под потенциалом корпуса («земли»), для ускорения положительных ионов в спектрометр потенциал плазмы смещался относительно заземленных стенок камеры. В предположении, что потенциал плазмы приблизительно соответствует потенциалу анода магнетронного разряда, для этой цели анод магнетрона соединялся с положительным выводом источника питания II (рис. 1). Эксперименты показали, что оптимальное значение ускоряющего потенциала составляет 40–50 В. Снижение величины ускоряющего потенциала приводит к резкому уменьшению амплитуды сигнала спектрометра. Превышение потенциала уровня 60 В снижает разрешающую способность спектрометра за счет увеличения ширины пиков на полувысоте.

На рис. 2 представлен типичный масс-зарядовый спектр плазмы магнетронного разряда. Поскольку никаких специальных мер не предпринималось, в плазме помимо ионов рабочих материалов (аргона и меди) присутствуют пики, соответствующие молекулярным ионам воды и азота (18 и 28 а.е.м. соответственно). Практически во всех рабочих режимах наблюдался стабильный пик двухзарядных ионов аргона.

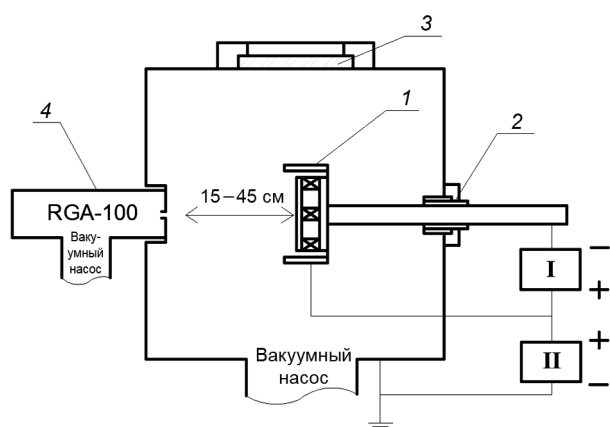


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – подвижный магнетрон; 2 – уплотнение Вильсона; 3 – смотровое окно; 4 – квадрупольный масс-спектрометр. Источники питания: I – магнетронного разряда; II – ускоряющего напряжения

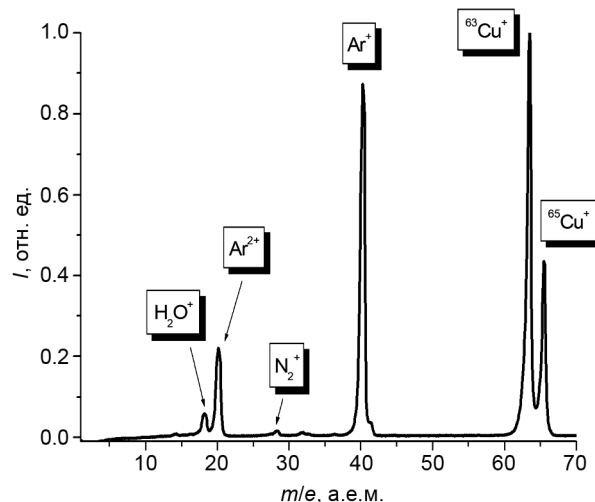


Рис. 2. Масс-зарядовый спектр плазмы магнетронного разряда с медной мишенью: $I = 300$ мА, $p = 1.5 \cdot 10^{-3}$ Торр

Результаты экспериментов

На рис. 3 представлены результаты долевого отношения ионов аргона и меди в аксиальном направлении для четырех значений разрядного тока. Результаты измерений показывают, что на расстоянии от 15 до 30 см от мишени магнетрона в плазме в долевым отношении доминируют ионы аргона. Экстраполируя полученные графики в область меньших значений расстояния, можно сделать заключение, что вблизи мишени магнетрона ионы аргона будут преобладающими независимо от тока разряда. С увеличением расстояния при фиксированном рабочем давлении и величине тока разряда процентное содержание ионов аргона снижается, при этом заметно быстрее, чем меди. С увеличением тока разряда для фиксированного расстояния и рабочего давления процентное содержание ионов меди в плазме растет. Так, при токе разряда 100 мА (рис. 3, а) на расстоянии 30 см доля ионов меди составляет порядка 30 %. Увеличение тока разряда до 500 мА (рис. 3, з)

приводит к увеличению доли ионов меди до 80 %. Аналогичные результаты по увеличению доли ионов меди с ростом тока разряда для импульсной формы было получено ранее [11]. Дальнейшее увеличение тока разряда в непрерывном режиме было ограничено теплоотводом магнетрона и интенсивным запылением входной диафрагмы спектрометра при минимальных расстояниях до спектрометра. На максимальном расстоянии, равном 45 см от входной диафрагмы спектрометра, при токе разряда 500 мА доля ионов аргона не превышает нескольких единиц процентов.

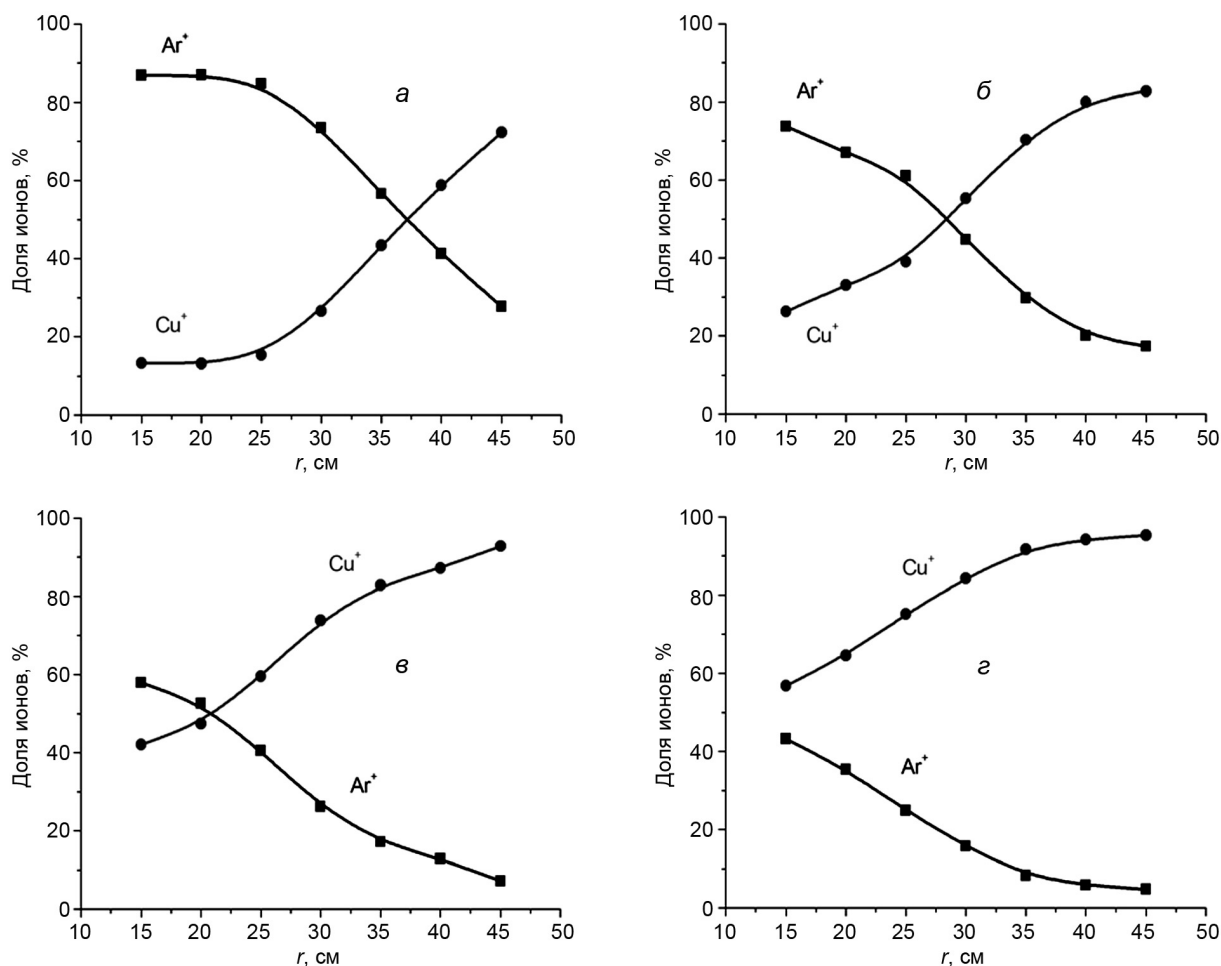


Рис. 3. Аксиальное распределение масс-зарядового состава плазмы магнетрона: а – $I_p = 100$ мА; б – $I_p = 200$ мА; в – $I_p = 300$ мА; г – $I_p = 500$ мА; $p = 1.5 \cdot 10^{-3}$ Торр

С увеличением рабочего давления помимо общего снижения уровня сигнала приблизительно на порядок величины, в результате уменьшения длины свободного пробега заряженных частиц в вакуумной камере, происходит снижение процентного содержания ионов аргона в долевом отношении частиц в плазме, обусловленное уменьшением температуры плазменных электронов и существенной разницей в уровне потенциала ионизации аргона ($E_i = 15.7$ эВ) и меди ($E_i = 7.7$ эВ) [13]. Аналогичные характерные зависимости были получены ранее для магнетронного разряда с плоской мишенью из чистого бора ($E_i = 8.3$ эВ) в атмосфере аргона [14] и криптона ($E_i = 14.1$ эВ) [15] с использованием времяпролетной диагностики плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <https://angstromengineering.com/tech/magnetron-sputtering>
2. <http://www.pvdproducts.com/sputtering-systems/magnetron-sputtering-systems>
3. <http://www.hfvacuum.com/product/26.htm>
4. Sawides N. and Window B. // J. Vac. Sci. Technol. – 1986. – V. A4. – No. 3 – P. 504–508.
5. Bugaev S.P., Podkovyrov V.G., Oskomov K.V., et al. // Thin Solid Films. – 2001. – V. 389. – P. 16–26.
6. Jyh-Jier Ho, Chin-Ying Chen, Chao-Ming Huang, et al. // Appl. Opt. – 2005. – V. 44. – No. 29. – P. 6176–6180.

7. Signore M. A., Valerini D., Rizzo A., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2010. – V. 43. – P. 225401.
8. Solov'ev A.A., Sochugov N.S., Oskomov K.V., and Rabotkin S.V. // Plasma Phys. Rep. – 2009. – V. 35. – No. 5. – P. 399–408.
9. Hecimovic A. and Ehasarian A.P. // J. Appl. Phys. – 2010. – V. 108. – No. 6. – P. 063301.
10. Cuomo J., Kaufman H.R., Rossnagel S.M., et al. // US Patent 4,588,490. – 1986.
11. Shandrikov M.V., Bugaev A.S., Oks E.M., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2018. – V. 51. – P. 415201.
12. <https://www.thinksrs.com/products/rga.html>
13. The Physics and Technology of Ion Sources. – Second Edition / ed. Ian G. Brown. – Weinheim: Wiley-Vch Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004. – P. 374.
14. Gushenets V.I., Hershcovitch A., Kulevoy T.V., et al. // Rev. Sci. Instrum. – 2010. – V. 81. – P. 02B303.
15. Vizir A.V., Gushenets V.I., Hershcovitch A., et al. // Proc. 18th Inter. Conf. on Ion Implantation Technology. – Japan, 2010. – P. 472–475.

Поступила в редакцию 13.09.19.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

² Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники, г. Томск, Россия

Шандриков Максим Валентинович, к.т.н., науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: shandrikov@opee.hcei.tsc.ru;

Артамонов Игорь Дмитриевич, студент ТУСУРа, e-mail: artamonqwert@mail.ru;

Визирь Алексей Вадимович, ведущ. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: vizir@opee.hcei.tsc.ru;

Бугаев Алексей Сергеевич, науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: bugaev@opee.hcei.tsc.ru;

Окс Ефим Михайлович, д.т.н., зав. ЛПИ ИСЭ СО РАН, e-mail: oks@opee.hcei.tsc.ru.

УДК 536.46

DOI: 10.17223/00213411/62/11/34

В.А. АРХИПОВ, В.Д. ГОЛЬДИН, Н.Н. ЗОЛОТОРЁВ, А.Г. КОРОТКИХ, В.Т. КУЗНЕЦОВ, О.В. МАТВИЕНКО

НОВЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ *

Представлен метод определения характеристик зажигания образцов конденсированных систем лазерным излучением, обеспечивающий равномерность распределения плотности теплового потока на поверхности образца в процессе его зажигания. Метод заключается в измерении времени задержки зажигания вращающегося цилиндрического образца при подаче на его торцевую поверхность непрерывного лазерного излучения. Проведена теоретическая оценка необходимой угловой скорости вращения образца, обеспечивающей осреднение с заданной погрешностью плотности потока излучения на поверхности образца, а также степени охлаждения поверхности за счет конвективного теплообмена. Представлены результаты экспериментов по зажиганию пироксилина излучением CO_2 -лазера с вращением и без вращения образца.

Ключевые слова: конденсированная система, зажигание, лазерное излучение, время задержки зажигания, конвективный теплообмен, пироксилин, угловая скорость вращения образца.

Введение

Исследование зажигания конденсированных систем (твердых горючих материалов, полимеров, порохов, взрывчатых веществ) лазерным излучением широко используется в лабораторной практике при оценке воспламеняемости и определении макрокинетических параметров процесса [1]. Распределение интенсивности излучения в выходной апертуре лазера определяется типом используемого резонатора и модовым составом возбужденных в нем колебаний. При генерации на модах высокого порядка распределение интенсивности излучения существенно неравномерно [2] (рис. 1).

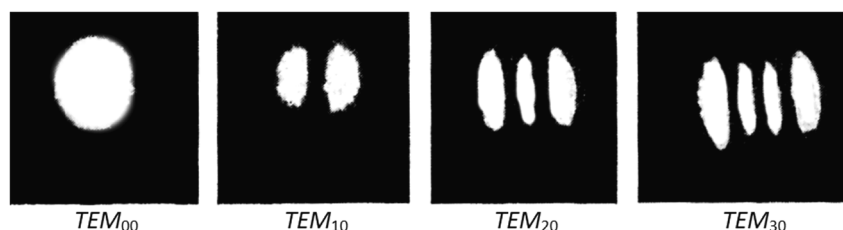


Рис. 1. Распределение энергии излучения в поперечном сечении лазерного луча для различных мод

Это приводит к появлению глубоких пор в «горячих» точках на облучаемой поверхности исследуемого образца. При этом процесс зажигания первоначально развивается в порах, где условия воспламенения существенно отличаются от условий на плоской поверхности образца. Неравномерность распределения интенсивности излучения в поперечном сечении лазерного луча может привести к изменению физики процесса зажигания конденсированных систем и к неопределенности результатов экспериментов. Это, в частности, приводит к значительным погрешностям при определении констант формальной кинетики процесса зажигания из решения соответствующей обратной задачи, сформулированной для равномерного потока излучения на поверхности образца [3].

В настоящей работе представлен новый метод исследования характеристик зажигания конденсированных систем лазерным излучением, основанный на усреднении потока излучения путем вращения цилиндрического образца вокруг его оси симметрии [4].

* Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда, проект № 19-19-00233.

Схема экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Зажигание образца 1, установленного на валу электродвигателя 2, проводилось излучением CO₂-лазера 3 при открытии электромагнитного затвора 4. В качестве источника излучения использовался лазер РЛС-200 непрерывного действия ($\lambda = 10.6$ мкм, $W = 200$ Вт). Диаметр лазерного луча был равен диаметру образца конденсированной системы ($d = 10$ мм).

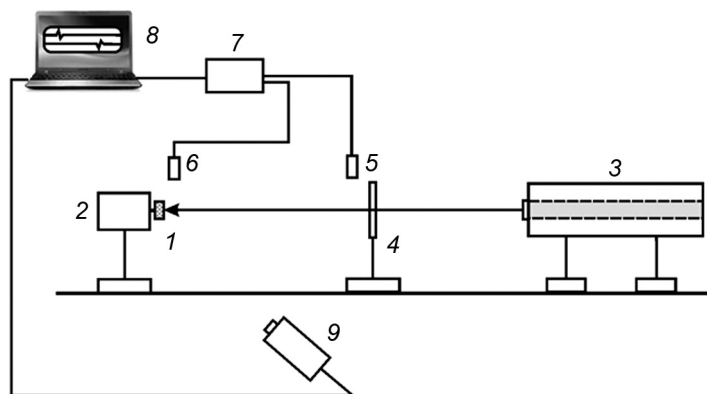


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 – исследуемый образец; 2 – электродвигатель; 3 – CO₂-лазер; 4 – электромагнитный затвор; 5, 6 – фотодиоды; 7 – аналого-цифровой преобразователь; 8 – персональный компьютер; 9 – тепловизионная камера

При проведении экспериментов устанавливалось заданное значение мощности излучения лазера, которое измерялось термоэлектрическим датчиком Ophir EL400A. После включения электродвигателя 2 открывался электромагнитный затвор 4 (время открытия ~ 5 мс) и излучение лазера 3 поступало на торцевую поверхность образца 1. Время открытия затвора 4 фиксировалось фотодиодом 5, а время появления пламени (момент зажигания) – фотодиодом 6. Сигналы с фотодиодов 5, 6 поступали на аналого-цифровой преобразователь сигналов 7 типа L-card E14-440 и записывались в персональный компьютер 8. Обработка сигналов проводилась с помощью программного приложения L-Graph 2. Процесс нагрева и зажигания образца контролировался с помощью тепловизионной камеры 9 типа Jade J530 SB.

Выбор угловой скорости вращения образца

Для определения требуемой угловой скорости вращения образца конденсированной системы рассмотрим нагрев его торцевой поверхности излучением непрерывного лазера с диаметром поперечного сечения луча равным диаметру образца. Среднее значение плотности теплового потока определяется соотношением

$$q_0 = \frac{W}{S}, \quad (1)$$

где W – мощность лазерного излучения, Вт; S – площадь торцевой поверхности образца.

При равномерном распределении энергии излучения в поперечном сечении лазерного луча плотность теплового потока на поверхности образца в процессе зажигания

$$q(t) = q_0 = \text{const}.$$

Для многомодового излучения лазера плотность потока излучения будет неравномерной по поверхности образца конденсированной системы в соответствии с рис. 1. При вращении образца на каждую точку его торцевой поверхности будет действовать переменный тепловой поток в виде гармонических колебаний

$$q(t) = q_0 [1 + \sin(\omega t)], \quad (2)$$

где ω – угловая скорость вращения образца, рад/с.

Из решения одномерного нестационарного уравнения теплопроводности с граничным условием второго рода (2), полученного методом [5, 6], следует зависимость для температуры поверхности образца

$$T_s(t) = T_{s0}(t) + \Delta T_s \sin(\omega t),$$

где $T_{s0}(t)$, ΔT_s – среднее значение и амплитуда колебаний температуры поверхности образца.

Среднее значение температуры поверхности образца определяется соотношением

$$T_{s0}(t) = T_n + 2q_0 \sqrt{\frac{t}{\pi \lambda \rho c}},$$

а амплитуда колебаний температуры – соотношением

$$\Delta T_s = \frac{q_0}{\sqrt{2\omega \lambda \rho c}}. \quad (3)$$

Здесь T_n – начальная температура образца; λ , ρ , c – коэффициент теплопроводности, плотность и удельная теплоемкость исследуемого образца.

При $\omega \rightarrow \infty$ из (3) следует, что $\Delta T_s = 0$ (пульсации температуры отсутствуют). Зададим ограничение на амплитуду колебаний (неравномерность нагрева):

$$\Delta T_s \leq \Delta T_*, \quad (4)$$

где ΔT_* – некоторое заданное малое значение (чем меньше ΔT_* , тем более равномерен поток излучения на поверхности образца).

Для заданного значения ΔT_* из (4) следует условие для угловой скорости вращения образца:

$$\omega \geq \left(\frac{q_0}{\Delta T_*} \right)^2 \frac{1}{2\lambda \rho c}. \quad (5)$$

Для многомодового режима излучения соотношение (5) с учетом (1) примет вид

$$n \geq \frac{1}{4\pi m \lambda \rho c} \left(\frac{W}{S \cdot \Delta T_*} \right)^2, \quad (6)$$

где $n = \omega/2\pi$ – угловая скорость вращения образца, об/с; m – количество мод лазерного излучения.

Оценка конвективного теплового потока

При вращении образца конденсированной системы возникает конвективный теплообмен облучаемой торцевой поверхности образца с неподвижной окружающей средой (воздухом), интенсивность которого возрастает по мере нагрева поверхности лазерным излучением. Для обеспечения контролируемых условий зажигания образца тепловым потоком CO_2 -лазера необходимо оценить конвективный теплообмен, приводящий к охлаждению поверхности образца.

Плотность конвективного теплового потока от равномерно нагретой поверхности вращающегося диска в неподвижную среду определяется соотношением

$$q_s = \frac{\lambda_g}{R} (T_s - T_g) \text{Nu}, \quad (7)$$

где T_g – температура окружающей среды; R – радиус диска; λ_g – коэффициент теплопроводности среды.

Число Нуссельта для ламинарного режима обтекания вращающегося диска определяется соотношением [7]

$$\text{Nu} = 0.329 \sqrt{2 \text{Re}_\omega \text{Pr}}, \quad (8)$$

где $\text{Re}_\omega = \rho_g \omega R^2 / \mu_g$ – вращательное число Рейнольдса; $\text{Pr} = \mu_g c_p / \lambda_g$ – число Прандтля; ρ_g , μ_g , c_p – плотность, коэффициент динамической вязкости и удельная изобарная теплоемкость окружающей среды.

Подставляя (8) в (7), получим формулу для плотности конвективного теплового потока:

$$q_s = \frac{\lambda_g}{R} (T_s - T_g) 0.329 \sqrt{2 \text{Re}_\omega \text{Pr}} = 0.465 (T_s - T_g) \sqrt{\lambda_g c_p \rho_g \omega}.$$

Результаты расчета плотности конвективного теплового потока в зависимости от температуры поверхности и угловой скорости вращения образца приведены на рис. 3. Расчеты проведены

для теплофизических характеристик воздуха [8]: $\lambda_g = 0.0244$ Вт/(м·К); $\rho_g = 1.205$ кг/м³; $c_p = 1008$ Дж/(кг·К); $T_g = 293$ К.

Из приведенных графиков следует, что величина конвективного теплового потока может достигать $q_s = 0.8\text{--}3.3$ Вт/см².

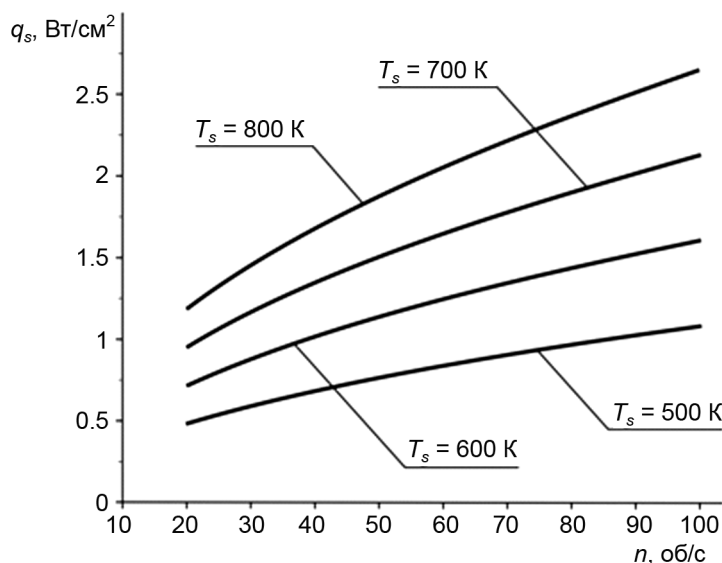


Рис. 3. Результаты расчета q_s в зависимости от T_s и n

Для исключения влияния конвективного теплообмена на характеристики зажигания исследуемый образец запрессовывался в цилиндрическую трубку высотой $h \sim 5R$. Вращение трубки совместно с образцом индуцирует вращательное движение воздуха внутри трубки. При определенном значении высоты трубки прилегающий к поверхности образца слой воздуха будет вращаться с угловой скоростью, равной угловой скорости вращения образца. В отсутствие относительной скорости поверхности образца и прилегающего к ней слоя воздуха конвективный тепловой поток практически равен нулю [7].

Результаты экспериментов

С помощью представленного метода была проведена серия экспериментов по зажиганию модельного конденсированного вещества – пироксилина. Для данного состава имеются надежные данные по теплофизическим характеристикам, а также экспериментальные данные по измерению времени задержки зажигания лучистым тепловым потоком ксеноновой лампы с равномерным распределением энергии излучения на облучаемой поверхности образца [9].

Исследовались образцы пироксилина диаметром 10 мм ($S = 0.785$ см²) и высотой 5 мм. Значение теплофизических характеристик образцов: $\rho = 1500$ кг/м³, $c = 1300$ Дж/(кг·К), $\lambda = 0.1256$ Вт/(м·К) [9]. Для выбора угловой скорости вращения использовалось соотношение (6).

Результаты расчетов угловой скорости вращения для $m = 4$ и выбранных значений неравномерности нагрева $\Delta T^* = 5$ и 10 К приведены в табл. 1.

Таблица 1

Результаты расчетов требуемой скорости вращения

q , Вт/см ²	n , об/с	
	$\Delta T^* = 5$ К	$\Delta T^* = 10$ К
2	1.3	0.3
5	8.1	2.0
10	32.5	8.1
15	73.1	18.3
20	130.0	32.5
25	203.1	50.8

Из табл. 1 следует, что с увеличением q_0 требуемая угловая скорость вращения резко возрастает. В экспериментах использовался электродвигатель с угловой скоростью вращения 2800 об/мин (46.7 об/с). Из соотношения (6) следует ограничение на плотность потока излучения. Для выбранной угловой скорости вращения образца при $\Delta T^* = 5$ К величина $q_0 \leq 12$ Вт/см², а при $\Delta T^* = 10$ К величина $q_0 \leq 24$ Вт/см². Для исследования зажигания конденсированной системы при более высоких значениях q_0 необходимо увеличение угловой скорости вращения образца.

В табл. 2 представлены осредненные по пяти дублирующим опытам результаты измерения времени задержки зажигания пироксилина излучением СО₂-лазера при значении $q_0 = 10$ Вт/см². Измерения проводили при вращении образца и без вращения. Относительная погрешность измерения времени задержки зажигания t_{ign} не превышала 7–8 % при доверительной вероятности 0.95.

Таблица 2
Результаты измерения времени задержки зажигания
пироксилина

$t_{\text{ign}}, \text{с}$	
С вращением	Без вращения
1.12 ± 0.08	0.68 ± 0.07

Из табл. 2 следует, что при зажигании вращающегося образца время задержки зажигания существенно возрастает (на 65 %), что связано с более равномерным распределением энергии излучения по поверхности образца. При этом плотность теплового потока излучения практически равна среднему значению q_0 . Это подтверждается сравнением с измеренным значением $t_{\text{ign}} = 1.2$ с при $q_0 = 9.6$ Вт/см² для равномерного потока излучения (установка «Уран-1») [9].

Снижение t_{ign} для неподвижного образца связано с локализацией нагрева участков поверхности образца тепловым потоком $q > q_0$ и очаговым зажиганием конденсированной системы, что подтверждается визуальным анализом погашенных образцов (рис. 4).

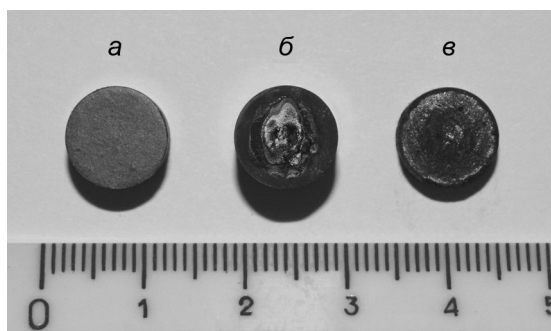


Рис. 4. Визуальный анализ погашенных образцов: *а* – исходный образец; *б* – образец без вращения; *в* – образец с вращением

Из фотографий погашенных образцов видно, что при зажигании СО₂-лазером в моноמודовом режиме (рис. 4, *б*) на поверхности образца образуются неравномерная структура (образование глубоких пор). При вращении образца (рис. 4, *в*) наблюдается сглаженная поверхность, близкая к поверхности исходного образца (рис. 4, *а*).

Заключение

1. Предложен новый метод исследования характеристик зажигания конденсированных систем лазерным излучением, обеспечивающий равномерное распределение плотности лучистого теплового потока на поверхности образца за счет его вращения в процессе зажигания.

2. Из решения нестационарного одномерного уравнения теплопроводности в нагреваемом образце получено соотношение для выбора угловой скорости вращения образца, обеспечивающей осреднение с заданной погрешностью плотности потока излучения на поверхности образца.

3. Для исключения влияния конвективного охлаждения вращающегося образца предложено размещать его в цилиндрической трубке высотой $h \sim 5R$.

4. Проведено экспериментальное исследование зажигания излучением CO_2 -лазера модельного конденсированного вещества – пироксилина с вращением и без вращения образца. Получено увеличение времени задержки зажигания при вращении образца, связанное с очаговым механизмом зажигания неподвижного образца многомодовым излучением CO_2 -лазера.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коротких А.Г., Архипов В.А., Слюсарский К.В. и др. // ФГВ. – 2018. – Т. 54. – № 3. – С. 109–115.
2. Жаботинский М.Е. Квантовая электроника. Маленькая энциклопедия. – М.: Советская энциклопедия, 1969. – 432 с.
3. Виллюнов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ. – Новосибирск: Наука, 1984. – 189 с.
4. Архипов В.А., Гольдин В.Д., Золоторёв Н.Н. и др. // Заявка № 2019131617 на патент РФ. МПК: G01N 21/39, G01N 25/50, G01N 33/22. Заявл. 10.06.2019.
5. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.
6. Лыков А.В. Тепломассообмен: справочник. – М.: Энергия, 1978. – 480 с.
7. Шевчук И.В., Халатов А.А. // Промышленная теплотехника. – 2012. – Т. 34. – № 4. – С. 5-19.
8. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: Наука, 1972. – 721 с.
9. Виллюнов В.Н., Кузнецов В.Т., Скорик А.И. // Горение и взрыв. – М.: Наука, 1977. – С. 278–281.

Поступила в редакцию 13.09.19.

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики
Томского государственного университета, г. Томск, Россия

Архипов Владимир Афанасьевич, д.ф.-м.н., профессор, зав. отделом НИИ ПММ ТГУ, e-mail: leva@niipmm.tsu.ru;
Гольдин Виктор Данилович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. НИИ ПММ ТГУ, e-mail: vdg@math.tsu.ru;
Золоторёв Николай Николаевич, к.ф.-м.н., инженер-исследователь НИИ ПММ ТГУ, e-mail: nikzolotorev@mail.ru;
Коротких Александр Геннадьевич, д.ф.-м.н., ст. науч. сотр. НИИ ПММ ТГУ, e-mail: a_korotkikh@mail.ru;
Кузнецов Валерий Тихонович, к.т.н., зав. лабораторией НИИ ПММ ТГУ, e-mail: leva@niipmm.tsu.ru;
Матвиенко Олег Викторович, д.ф.-м.н., профессор НИ ТГУ, e-mail: matvolegv@mail.ru.

УДК 537.523.9; 537.525.99

DOI: 10.17223/00213411/62/11/40

А.Г. САДЫКОВА¹, Н.М. ЗУБАРЕВ^{1,2}, Г.А. МЕСЯЦ^{1,2}, Е.А. ОСИПЕНКО³, К.А. ШАРЫПОВ¹,
В.Г. ШПАК¹, С.А. ШУНАЙЛОВ¹, М.И. ЯЛАНДИН^{1,2}

ПРОБОЙ ВОЗДУХА В ПОЛЕ БЕГУЩЕЙ ТЕМ-ВОЛНЫ, АССИСТИРОВАННЫЙ УБЕГАЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ *

Методом динамической рефлектометрии исследовался импульсный пробой воздушной коаксиальной линии бегущей волной напряжения с амплитудой порядка минус 100 кВ. Экспозиция радиального электрического поля ТЕМ-волны составляла ~ 1 нс. Усилитель поля, выполненный в виде выступающей дисковой вставки в центральный электрод линии, создавал условия для пространственной привязки пробоя. Полученные данные сравнивались с режимом искусственного короткого замыкания радиального промежутка линии в области расположения усилителя. С увеличением амплитуды напряжения и искажения поля усилителем выполнялись критерии убегания электронов. В этом случае формировался поток быстрых частиц, инициирующий пробой с повышенной скоростью коллапса напряжения, увеличенным разрядным током и пониженным сопротивлением.

Ключевые слова: убегающие электроны, предыонизация, критическое поле, пробой, ТЕМ-волна, рефлектометр.

Введение

Исследования субнаносекундных пробоев газов при высоких перенапряжениях обычно проводятся в электродных промежутках в виде разрыва центрального проводника (рис. 1, а) [1] или зазора d на конце коаксиальной передающей линии (ПЛ). Последний вариант (рис. 1, б) характерен для исследований убегающих электронов (УЭ), регистрируемых за анодом из сетки или фольги (см. [2–4] и цит. там литературу). В экспериментах с УЭ важно знать напряженность электрического поля на катоде $E(t)$ (далее – поле), поэтому следует учитывать, что субнаносекундный фронт падающего импульса напряжения U_{in} затягивается при его доставке к зазору d . На рис. 1, в представлен расчёт отражения U_r при отсутствии пробоя. Искажение фронта U_r связано с зарядкой емкости катод – анод и возвращением импульса обратно в ПЛ. Таким образом, параметры фронта U_{in} в однородной ПЛ можно использовать только как исходные данные для численного расчёта зарядки, определяющей предпробойное распределение поля в зазоре d [3, 5–7]. С развитием ионизации газа нагрузка ПЛ становится динамической, и анализировать её по отражению U_r с пикосекундным разрешением весьма сложно даже в случае, когда датчик напряжения D в ПЛ регистрирует U_r , дискриминированное с U_{in} (рис. 1, в). Это связано, в том числе, и с неопределённостью геометрии проводящей области газа в зазоре d .

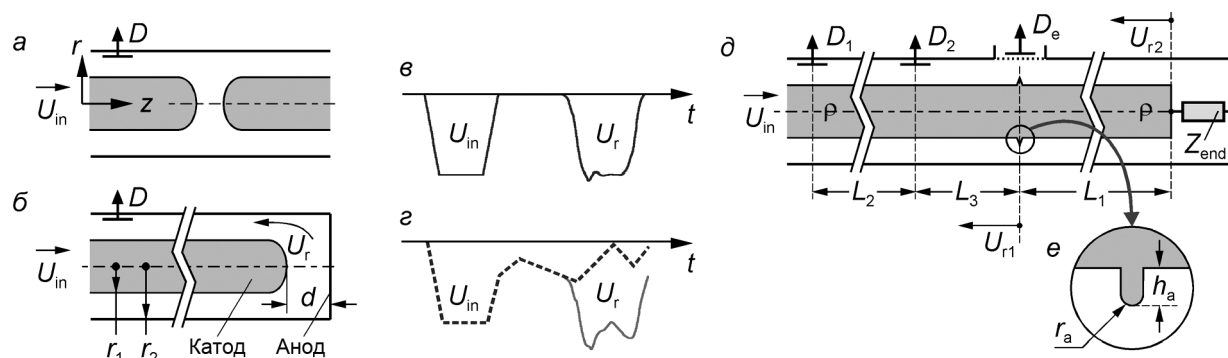


Рис. 1. Конфигурации коаксиальных электродных систем (а, б). Идеальный случай дискриминации по времени падающего и отраженного импульса в режиме холостого хода (в). Искажение отражения при наложении на фоновый сигнал после падающего импульса (з). Расчёт, код КАРАТ [8]. Конфигурации коаксиальной системы для исследования пробоя в радиальном электрическом поле бегущей волны (д). Геометрия усилителя поля (е); D_1 , D_2 – датчики напряжения; D_e – коллекторный датчик электронного тока

* Работа частично поддержана программой Президиума РАН № 10 и грантом РФФИ № 17-08-00608.

Перечисленные проблемы можно минимизировать при наблюдении пробоя, включая и режимы с участием УЭ, в радиальном зазоре ПЛ (рис. 1, *д*), когда пробой локализован дискретной неоднородностью – усилителем поля на центральном электроде (рис. 1, *е*). Для бегущей ТЕМ-волны напряжения известна зависимость $U_{in}(t)$ и распределение радиального поля $E_r(r, t)$. В настоящей работе характеристики импульсного пробоя воздуха анализируются именно в таких условиях.

Методика и техника эксперимента

Задача исследования – сделать анализ сопротивления разряда $Z_d(t)$ в радиальном зазоре ПЛ и его сопряженных характеристик: тока $I_d(t)$ и падения напряжения $U_d(t)$. Согласно известной формуле для коэффициента отражения на скачке сопротивления ПЛ $U_{r1}/U_{in} = (Z_s - \rho)/(Z_s + \rho)$, падающий импульс U_{in} и его отражение U_{r1} от зоны разряда определяют сопротивление Z_s параллельно включенных Z_d и волнового сопротивления ПЛ (ρ): $Z_s = \rho (U_{in} + U_{r1}) / (U_{in} - U_{r1})$. Тогда $Z_d = \rho Z_s / (\rho - Z_s)$. Падение напряжения можно записать как $U_d = 2U_{in} Z_d / (2Z_d + \rho)$, а ток разряда $I_d = U_d / Z_d$. Здесь и ниже зависимости величин от времени не указываются, если это не требуется в контексте.

Информативный сигнал U_{r1} в ПЛ искажается, в основном, из-за возможного возбуждения дисперсионных типов волн в коаксиальной линии [9]. Однако при регистрации любым из датчиков D_1 или D_2 искажение U_r минимально, когда импульсы $U_{in}(t)$ и $U_{r1}(t)$ дискриминированы по аналогии с рис. 1, *в*. На практике после U_{in} следует фоновый сигнал (рис. 1, *з*), с которым суммируется встречный импульс U_r . Для получения неискаженного U_r в этом случае мы используем методику динамической рефлектометрии [10, 11]. Последовательности импульсов U_{in} и U_r , регистрируемые идентичными датчиками D_1 и D_2 , совмещаются по фронту U_{in} . Их разность определяет U_r при наличии фонового сигнала. Метод применим, если между нагрузкой и датчиками $\rho = \text{const}$ и нет дискретных неоднородностей, вносящих дополнительные отражения. Интервал $\tau_2 = 2L_2/c$ (где c – скорость света) должен быть не меньше полной длительности зондирующего импульса U_{in} или его отражения U_{r1} , несущего информацию о $Z_d(t)$.

В эксперименте применялись импульсы U_{in} регулируемой амплитуды с длительностью ~ 1 нс (рис. 2, *а*), формируемые высоковольтным генератором РАДАН-303 [12] с дополнительным индуктивно-емкостным звеном компрессии энергии и выходным обостряющим азотным разрядником высокого давления. Наличие предимпульса напряжения с длительностью до 3 нс, возникающего из-за проходной ёмкости электродов разрядника, определяло выбор $\tau_2 \approx 6$ нс. Диаметры электродов ПЛ составляли 4.7 и 2.2 см, таким образом, $\rho \approx 45$ Ом. В радиальном направлении на-

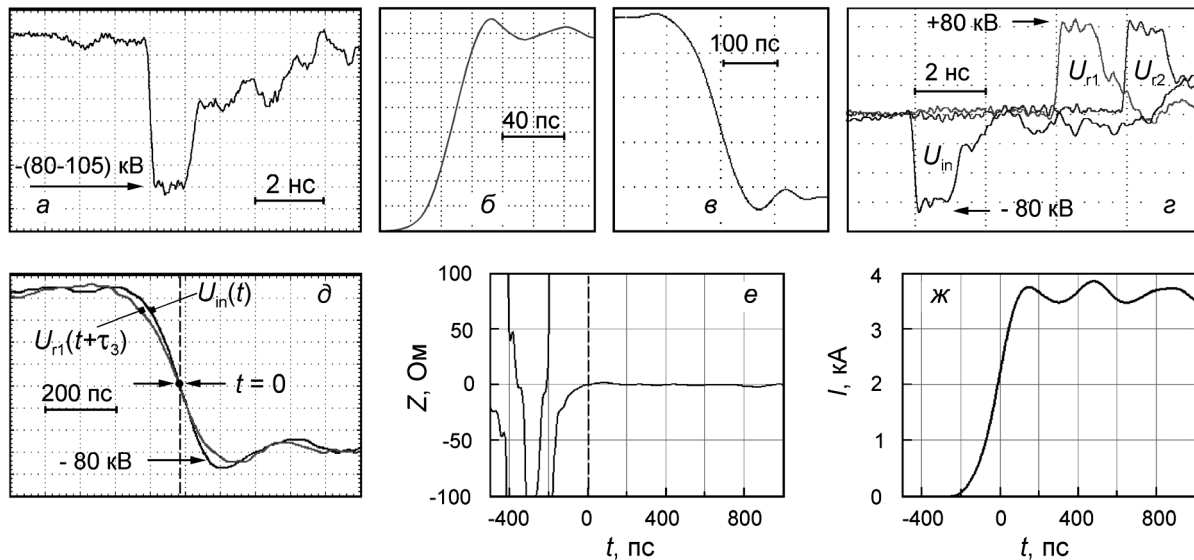


Рис. 2. Импульс высоковольтного генератора с длительностью фронта ~ 170 пс по уровням 0.1–0.9 (*а*). Фронт импульса рефлектометра Tektronix-DSA8200 и его трансформация после отражения от КЗ-нагрузки ПЛ (*б*) и (*в*) соответственно. Падающий высоковольтный импульс U_{in} , регистрируемый датчиком D_1 и его отражение от КЗ-нагрузки, установленной взамен усилителя поля (U_{r1}) или на конце участка L_1 (U_{r2}) (*з*). Синхронизация фронтов U_{in} и $-U_{r1}(t+\tau_3)$ (*д*). Восстановление сопротивления КЗ-нагрузки по данным (*д*): при $t < 0$ (*е*) (физический смысл отсутствует из-за шумов и различия длительности фронтов). Восстановленный по данным (*з*) ток короткого замыкания ПЛ (*ж*)

против усилителя поля в наружном электроде имелось окно диаметром 9 мм (рис. 1, д), за которым располагался датчик D_e тока УЭ [13]. Коллектор D_e экранирован алюминиевой фольгой, выполнявшей функцию фильтра-отсечки электронов низких энергий.

Особенности измерений

На рис. 2, б–ж представлены измерения при искусственном коротком замыкании (КЗ) линии металлическим диском. Фронт ступенчатого перепада с длительностью 31 пс (по уровням 0.1–0.9) от рефлектометра Tektronix-DSA8200 (рис. 2, б) после отражения от диска удлинился до 107 пс (рис. 2, в). Это связано с возбуждением в ПЛ волн дисперсионных типов [9, 14] и показывает нецелесообразность использования более коротких фронтов U_{in} при выбранном диаметре ПЛ. В высоковольтном эксперименте при отсутствии пробоев на однородном участке линии L_3 (рис. 1, д) импульс U_{r1} , отраженный от КЗ-нагрузки (рис. 2, з), установленной взамен усилителя поля, имеет амплитуду, равную (по модулю) амплитуде $U_{in} \approx -85$ кВ. То же наблюдается и для отражения U_{r2} , когда КЗ-нагрузка Z_{end} была установлена на конце участка L_1 .

При исходной длительности фронта $\tau_{in} = 170$ пс отраженный фронт U_{r1} удлинялся до ≈ 190 пс. Это показано на рис. 2, д, где полярность U_{r1} инвертирована, а этот импульс смещён на время $\tau_3 = 2L_3/c = 4.07$ нс. Разность фронтов в 20 пс определяет точность анализа динамики $Z_d(t)$. Мы выбирали τ_3 так, чтобы фронты импульсов $U_{in}(t)$ и $U'_{r1} = -U_{r1}(t + \tau_3)$ совмещались на уровне половины амплитуды. Эта временная точка здесь и далее обозначена как $t = 0$. О корректности выбора τ_3 говорит зависимость сопротивления КЗ-нагрузки $Z_d(t)$, которое по определению равно нулю, что и наблюдается при $t > 0$ (рис. 2, е), как раз в области интересующих нас разрядных процессов.

В моменты $t < 0$ сигнал $|U'_{r1}|$ превышает $|U_{in}(t)|$, что приводит к $Z_d(t) < 0$ и физического смысла не имеет. Хаотическое поведение $Z_d(t)$ мы видим в ещё более ранние моменты – в области, где шумы осциллографа модулируют предимпульс малой амплитуды (рис. 2, а). Из-за недостаточного соотношения сигнал/шум область перехода предимпульса в быстро нарастающий фронт также критична для анализа $Z_d(t)$, поэтому амплитуда U_{in} выбиралась так, чтобы эмиссия УЭ и пробой начинались с некоторой задержкой после окончания предимпульса.

Результаты экспериментов

Процедура смещения отражения U_{r1} на время τ_3 использовалась во всех экспериментах, где применялся усилитель поля. Это гарантировало наблюдение динамики $Z_d(t)$ применительно к области развития разряда. На рис. 3 представлены рефлектометрические данные для усилителя поля $h_a = 1$ мм; $r_a = 0.5$ мм (рис. 1, е), который при амплитуде $U_{in} \approx -85$ кВ (рис. 3, а) инициировал относительно «медленный» пробой в течение 1 нс без участия УЭ. В отличие от случая однородной ПЛ, когда при амплитудном напряжении на центральном электроде $E_{r1} \approx 100$ кВ/см (рис. 3, б), поле на усилителе составляло $E_{r2} \approx 230$ кВ/см, что значительно меньше критического поля убегания тепловых электронов в атмосферном воздухе ($E_c \approx 450$ кВ/см, [16]). В результате развития лавин тепловых электронов от катода сопротивление промежутка спадает через 1 нс до $Z_d \approx 70$ Ом (рис. 3, в). За это время ток разряда нарастает до $I_d \approx 0.8$ кА (рис. 3, з), что в 4.5 раза меньше возможного тока КЗ (~ 3.8 кА, рис. 2, ж). Таким образом, в таких условиях в интервале в 1 нс пробой является незавершенным.

Применение усилителя из фольги ($h_a = 2.5$ мм; $r_a = 0.025$ мм) приводит к существенному росту поля в прикатодной области на масштабе < 0.5 мм. В частности, при той же амплитуде $U_{in} \approx -85$ кВ (рис. 4, а) на усилителе достигается $E_r \approx 930$ кВ/см (рис. 4, б). Это с запасом удовлетворяет критериям убегания не только тепловых электронов в области усилителя (т.е. $E_r > E_c$), но и первоначально ускоренных частиц – в остальной части зазора [17, 18]. Действительно, условием убегания электронов на периферии, в области слабого поля, является превышение поля на усилителе порогового значения $E_c^* = (E_c U^* / r_a)^{1/2}$, где U^* – параметр, слабо зависящий от зазора ПЛ и имеющий размерность напряжения ($U^* \approx 3$ кВ для зазоров 5–30 мм). Для $r_a = 0.025$ мм величина $E_c^* \approx 730$ кВ/см, так что условие убегания на периферии $E_r > E_c^*$ также выполняется. В результате, ещё на фронте импульса U_{in} возникает пикосекундный (< 50 пс на полувысоте) импульс тока УЭ, который регистрируется коллектором датчика D_e за 15-микронной Al-фольгой, имеющей порог пропускания ~ 40 кэВ [19] (рис. 4, в). По данным измерений с фольговыми фильтрами разной толщины, эти частицы, проходя к аноду, набирают энергию, близкую к интегралу от $eE(r)dr$ по радиальному зазору катод – анод. Частично их энергия расходуется на ударную ионизацию газа, и

вторичные электроны служат затравкой для лавин тепловых частиц, стартующих по всему радиальному промежутку. Так как с набором энергии УЭ сечение ударной ионизации падает, то вероятность возникновения лавин в прикатодной области более высокая. В результате такой предыонизации промежутка, при $t \approx 600$ пс сопротивление разряда снижается до $Z_d \approx 20$ Ом (рис. 4, ε), а при $t \approx 900$ пс достигается ток $I_d \approx 1.8$ кА (рис. 4, δ).

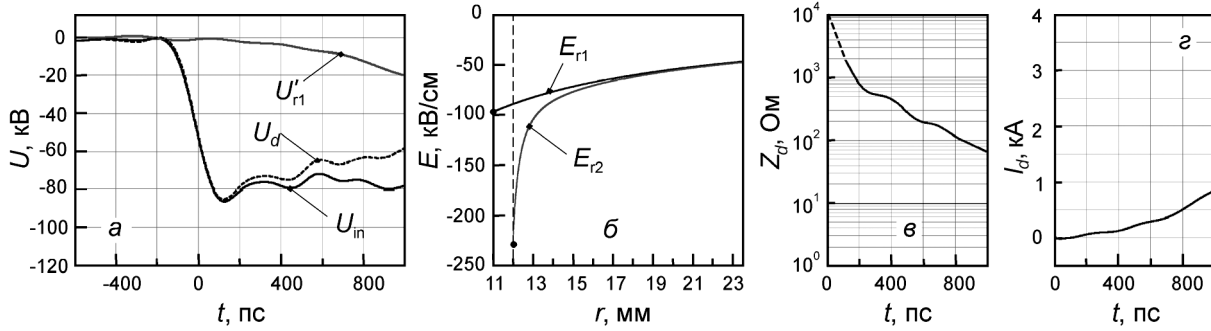


Рис. 3. Пробой радиального промежутка ПЛ при усилителе поля миллиметрового масштаба. Импульс высоковольтного генератора U_{in} , его отражение от области радиального пробоя U'_{r1} и падение напряжения на такой нагрузке U_d (а). Расчёт [15] распределения поля $E_{r1}(r)$, когда без усилителя поля при максимальном $|U_{in}|$ пробоя в радиальном зазоре нет и поле $E_{r2}(r)$ при наличии усилителя ($h_a = 1$ мм; $r_a = 0.5$ мм), достаточное для инициирования медленного пробоя (б). Динамика сопротивления разряда (в) и ток разряда (з)

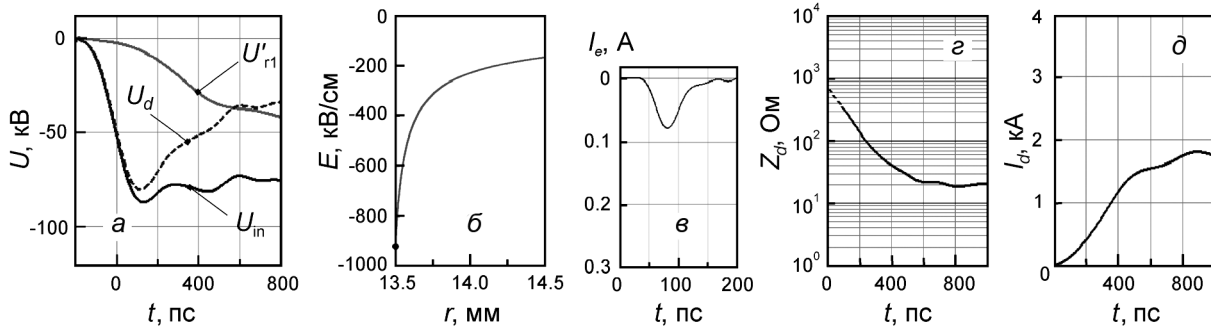


Рис. 4. Пробой радиального промежутка ПЛ, инициированный потоком убегающих электронов. Параметры усилителя поля: $h_a = 2.5$ мм; $r_a = 0.025$ мм. Импульс высоковольтного генератора U_{in} , его отражение от области радиального пробоя U'_{r1} и падение напряжения на такой нагрузке U_d (а). Распределение поля в радиальном промежутке вблизи усилителя при амплитудном значении U_{in} (б). Ток убегающих электронов на апертуре коллекторного датчика, осциллограмма не имеет временной привязки (в). Динамика сопротивления разряда (з) и ток разряда (д)

Увеличение (по модулю) амплитуды напряжения U_{in} до 105 кВ (рис. 5, а) при неизменной геометрии усилителя приводит к пропорциональному (по сравнению со случаем на рис. 4, б) увеличению поля, которое достигает на усилителе ≈ 1150 кВ/см. В таком режиме эмиссия УЭ начинается раньше на фронте импульса напряжения, а регистрируемый ток УЭ возрастает примерно в 3 раза (рис. 5, б). Датчик фиксирует за 15-мкм фольгой заряд УЭ равный $\sim 1.2 \cdot 10^{-11}$ Кл. Эмиссию УЭ в зазор ПЛ можно считать азимутально-однородной, так как при ограниченной апертуре датчика D_e пропусков тока УЭ от импульса к импульсу не отмечалось. Поэтому для оценки снизу интегрального заряда УЭ можно учесть соотношение апертуры датчика D_e и площади кольцевой области внешнего электрода ПЛ, где расположено окно. Такая оценка даёт величину заряда $0.25 \cdot 10^{-9}$ Кл. Увеличенная интенсивность ударной ионизации газа с ростом количества УЭ приводит к более быстрому спаду $Z_d(t)$ и снижению сопротивления до 10–15 Ом при $t > 500$ пс, а также к росту тока разряда до ~ 2.6 кА, как показано на рис. 5, в, з.

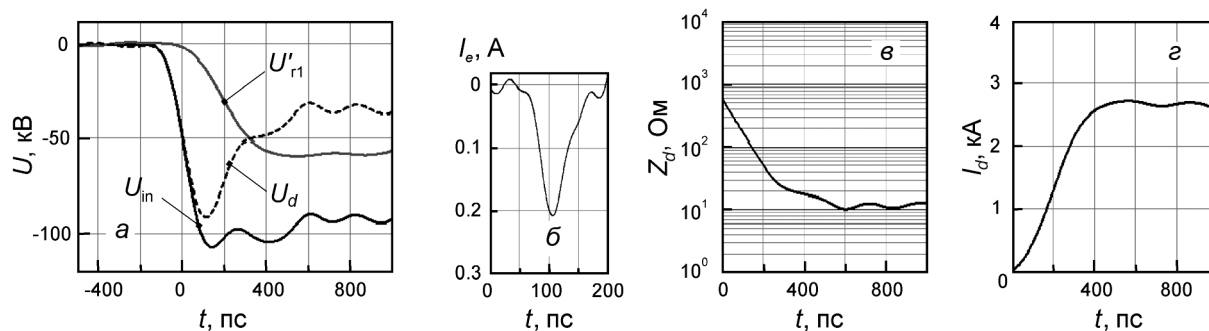


Рис. 5. Пробой радиального промежутка ПЛ, инициированный убегающими электронами с увеличенным током при повышенном напряжении питания. Параметры усилителя поля, как на рис. 4. Импульс высоковольтного генератора U_{in} , его отражение от области радиального пробоя U'_{r1} и падение напряжения на такой нагрузке U_d (а). Ток убегающих электронов на апертуре коллекторного датчика (б) (осциллограмма не имеет временной привязки к остальным). Динамика сопротивления разряда (в) и ток разряда (г)

Заключение

При отсутствии УЭ разряд не проявляется на временах, сравнимых с фронтом импульса напряжения длительностью ~ 200 пс. Это коррелирует с [20], где при напряженности поля ~ 100 кВ/см отмечалась резистивность к пробоям воздушных трактов, питающих импульсами длительностью 200–300 пс ТЕМ-антенны ударного возбуждения. В описанных выше экспериментах это подтверждается динамикой $U_d(t)$ на рис. 3, а, где максимум $U_d(t)$ равен амплитуде U_{in} . Отметим относительно невысокую скорость нарастания разрядного тока на рис. 3, г, составившую ~ 2 кА/нс при $t \approx 1$ нс.

В режиме предйонизации газа убегающими электронами максимальное (по модулю) значение U_d оказывается меньше амплитудного значения U_{in} (рис. 4, а и 5, а), что связано с появлением УЭ на фронте импульса U_{in} . Согласно расчётам [8], их время ускорения от усилителя поля до анода составляет 170–105–90 пс, в зависимости от момента эмиссии на 200-пс фронте U_{in} : на начальном участке, в области половины амплитуды напряжения или вблизи его максимума соответственно. В нашем случае критерии убегания электронов для варианта на рис. 5, а выполняются уже при напряжении $\leq 0.5U_{in}$, и поэтому по достижении амплитуды U_{in} газ уже эффективно ионизирован быстрыми электронами. В связи с сопутствующим возникновением тепловых лавин, можно считать, что достаточно большое значение $(dI_d/dt) \approx 10$ кА/нс связано с быстро нарастающей электронной проводимостью, индуцированной убегающими электронами.

В заключение отметим, что использованная методика изучения динамики пробоя воздуха в радиальном поле бегущей ТЕМ-волны напряжения в совокупности с динамической рефлектометрией может успешно применяться для дальнейшего прецизионного анализа пробивных характеристик различных газов при вариации давления и более коротких экспозициях полей высокой напряженности.

Авторы отмечают вклад в возможность проведения экспериментов кафедры электрофизики Уральского федерального университета, предоставившей для измерений осциллограф Tektronix DPO73304D.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Felsenthal P. and Proud J. M. // Phys. Rev. – 1965. – V. 139. – No. 6A. – P. A1796–A1804.
2. Тарасенко В.Ф., Шпак В.Г., Шунайлов С.А. и др. // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29. – Вып. 21. – С. 1–6.
3. Месяц Г.А., Яландин М.И., Реутова А.Г. и др. // Физика плазмы. – 2012. – Т. 38. – № 1. – С. 34–51.
4. Тарасенко В.Ф. // Физика плазмы. – 2011. – Т. 37. – № 5. – С. 444–457.
5. Mesyats G.A., Reutova A.G., Sharypov K.A., et al. // Laser and Particle Beams. – 2011. – V. 29. – P. 425–435.
6. Gurevich A.V., Mesyats G.A., Zybin K.P., et al. // Phys. Rev. Lett. – 2012. – V. 109. – P. 085002.
7. Mesyats G.A., Pedos M.S., Rukin S.N., et al. // Appl. Phys. Lett. – 2018. – V. 112. – P. 163501.
8. Tarakanov V. P. User's Manual for Code KARAT. – Springfield, VA: Berkeley Research Associates, Inc., 1992.
9. Mesyats G. A. Pulsed Power. – Boston, MA: Springer, 2005. – 568 p.

10. Sharypov K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., et al. // Rev. Sci. Instrum. – 2013. – V. 84. – P. 055110.
11. Sharypov K.A., Ul'masculov M.R., Shpak V.G., et al. // Rev. Sci. Instrum. – 2014. – V. 85. – P. 125104.
12. Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И., Дядьков А.Н. // ПТЭ. – 1993. – Вып. 1. – С. 149–155.
13. Yalandin M.I., Reutova A.G., Sharypov K.A., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2010. – V. 38. – P. 2559–2564.
14. Мовшевич Б.З., Сморгонский А.В. // Радиотехника и электроника. – 1984. – Т. 29. – Вып. 9. – С. 1696–1699.
15. Tiunov M.A., Fomel B.M., and Yakovlev V.P. SAM – an Interactive Code for Electron Gun Evaluation. – Novosibirsk: INP, 1989. – Tech. Rep. INP-89-159.
16. Korolev Yu.D. and Mesyats G.A. Physics of Pulsed Breakdown in Gases. – Yekaterinburg: UD RAS, 1998. – 274 p.
17. Зубарев Н.М., Месяц Г.А., Яландин М.И. // Письма в ЖЭТФ. – 2017. – Т. 105. – Вып. 8. – С. 515–520.
18. Zubarev N.M., Yalandin M.I., Mesyats G.A., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2018. – V. 51. – P. 284003.
19. Баранов В.Ф. Дозиметрия электронного излучения. – М.: Атомиздат, 1974. – 232 с.
20. Месяц Г.А., Яландин М.И. // УФН. – 2005. – Т. 175. – Вып. 3. – С. 225–246.

Поступила в редакцию 13.09.19.

¹ Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия

³ Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург, Россия

Садыхова Анна Геннадьевна, к.т.н., ст. науч. сотр. ИЭФ УрО РАН, e-mail: anuta@iep.uran.ru;

Зубарев Николай Михайлович, чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н., гл. науч. сотр. ИЭФ УрО РАН, ведущ. науч. сотр. ФИАН, e-mail: nick@iep.uran.ru;

Месяц Геннадий Андреевич, академик РАН, д.т.н., профессор, зав. отделом ИЭФ УрО РАН, гл. науч. сотр. ФИАН, e-mail: mesyats@pran.ru;

Осипенко Елизавета Александровна, студентка УрФУ, e-mail: radan@iep.uran.ru;

Шарыпов Константин Анатольевич, к.т.н., ст. науч. сотр. ИЭФ УрО РАН, e-mail: const@iep.uran.ru;

Шпак Валерий Григорьевич, чл.-корр. РАН, д.т.н., зав. лабораторией ИЭФ УрО РАН, e-mail: radan@iep.uran.ru;

Шунайлов Сергей Афанасьевич, к.т.н., ст. науч. сотр. ИЭФ УрО РАН, e-mail: ssh@iep.uran.ru;

Яландин Михаил Иванович, академик РАН, д.т.н., профессор, гл. науч. сотр. ИЭФ УрО РАН, гл. науч. сотр. ФИАН, e-mail: yalandin@iep.uran.ru.

УДК 537.533

DOI: 10.17223/00213411/62/11/46

В.А. БУРДОВИЦИН¹, Е.М. ОКС^{1,2}

СЛОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА ВБЛИЗИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МИШЕНИ, ОБЛУЧАЕМОЙ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ *

Показано, что потенциал изолированной металлической или диэлектрической мишени, облучаемой электронным пучком в среднем вакууме, может быть оценен путем измерения параметров пучковой плазмы и протяженности слоя пространственного заряда между мишенью и границей плазмы. В свою очередь, при одинаковых условиях эксперимента указанный потенциал позволяет сравнивать вторично-эмиссионные свойства материалов мишеней.

Ключевые слова: плазменный электронный источник, диэлектрическая мишень, потенциал мишени, слой пространственного заряда.

Введение

Ситуация взаимодействия потока электронов с изолированными металлическими либо диэлектрическими поверхностями возникает в некоторых электровакуумных приборах и устройствах, а также при транспортировке электронных пучков в металлических либо диэлектрических трубах [1]. Кроме того, детальное рассмотрение процессов взаимодействия требуется при использовании электронных пучков для поверхностной обработки диэлектрических материалов [2]. Важнейший параметр, характеризующий процесс взаимодействия, – потенциал объекта, облучаемого электронным пучком. Измерение плавающего потенциала изолированного проводника не представляет сложностей, в то время как для диэлектрического объекта отсутствуют универсальные методы. В высоком вакууме хорошие результаты дает метод «зеркала», учитывающий изменение траекторий сканирующего электронного луча [3], а также метод, основанный на измерении энергии вторичных электронов [4]. Для импульсных пучков может быть использована регистрация тока смещения [5]. Для непрерывных пучков в среднем вакууме, т.е. при давлениях в единицы и десятки паскаль, эти методы не годятся из-за искажений, вносимых потоками заряженных частиц из плазмы, создаваемой как электронным пучком, так и электронами, появившимися за счет вторично-эмиссионных процессов. В связи с этим возникает задача создания методики, позволяющей производить оценки потенциала изолированной либо диэлектрической мишени в условиях наличия плазмы. Это и стало основной задачей, решаемой в настоящей работе.

Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на установке, схематически изображенной на рис. 1, а. На верхнем фланце вакуумной камеры 1 размещен форвакуумный плазменный электронный источник 2 на основе разряда с полым катодом [6]. Электрическое питание электронного источника осуществлялось постоянным стабилизированным напряжением, приложенным к разрядному U_d и ускоряющему U_a промежуткам. В вакуумной камере расположена вращающаяся платформа 3 с закрепленными на ней металлическими и диэлектрическими мишенями 4. Облучающий мишень электронный пучок 5 фокусировался магнитной линзой 6. Для металлических мишеней предусмотрено подключение к миллиамперметру или вольтметру для измерения тока и потенциала соответственно. Параметры пучковой плазмы 7 измерялись лентгмюровским зондом 8. Зонд мог перемещаться в вертикальном направлении с помощью электромеханического устройства (на рисунке не показано). Координата зонда определялась по положению стрелки, скрепленной с зондом и расположенной перед линейкой с миллиметровыми делениями. Камера откачивалась механическим форвакуумным насосом ADVAVAC-40. Напуск газа (аргона) производился в камеру с использованием натекавателя LV10K. Вакуумная камера снабжена окном для визуального наблюдения свечения плазмы и определения координаты зонда.

* Работа поддержана грантом РФФИ № 19-08-00170.

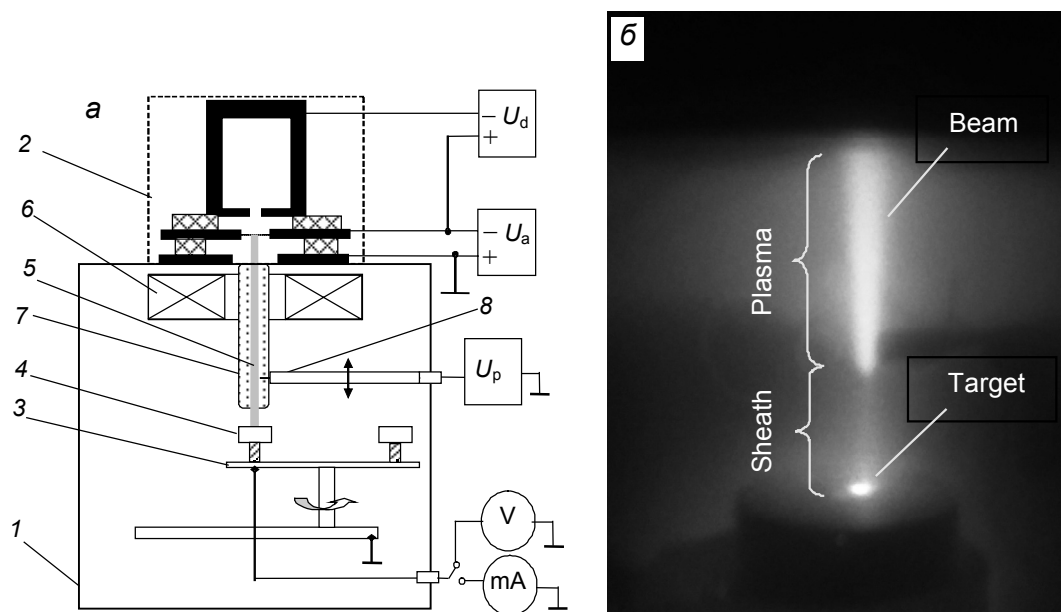


Рис. 1. Схема установки (а): 1 – вакуумная камера; 2 – плазменный электронный источник; 3 – вращающаяся платформа; 4 – мишень; 5 – электронный пучок; 6 – фокусирующая система; 7 – плазма; 8 – зонд. Вид пучковой плазмы и слоя (б)

Результаты измерений

Как показали наблюдения, при отрицательных потенциалах мишени пучковая плазма отделена от мишени слоем (рис. 1, б), протяженность которого возрастала по мере понижения потенциала. Регистрация положения границы слоя осуществлялась по местоположению отрицательно смещенного зонда, при котором ток в цепи зонда становился равным нулю. Отмеченный факт позволил использовать для определения потенциала изолированной мишени предложенный нами в [7] метод, основанный на измерении концентрации пучковой плазмы вблизи границы и протяженности приэлектродного слоя пространственного заряда.

В слое присутствуют электроны пучка, ионы и электроны пучковой плазмы, а также вторичные электроны, эмитированные мишенью вследствие вторичной электронной эмиссии. Несмотря на столь многокомпонентный состав, для оценки протяженности приэлектродного слоя с хорошим приближением его можно считать чисто ионным. В этом случае ионный ток с границы плазмы может быть приравнен току в законе Чайлда – Ленгмюра и получено выражение, связывающее протяженность слоя d , концентрацию плазмы n и падение потенциала U_s в слое плазма – мишень [8]:

$$d = (\epsilon_0/n)^{1/2} (U_s)^{3/4} / (ekT_e)^{1/4}, \quad (1)$$

где T_e – электронная температура плазмы.

Как показали измерения, потенциал плазмы по отношению к заземленным стенкам камеры не превышает нескольких вольт. Поскольку в условиях эксперимента приэлектродный слой четко различается, начиная с существенно больших напряжений $U_s \sim 100$ В, то можно считать, что потенциал ϕ мишени практически равен U_s . Разрешая (1) относительно потенциала, получаем

$$\phi = d^{4/3} (ekT_e)^{1/3} \left(\frac{n}{\epsilon_0} \right)^{2/3}. \quad (2)$$

Выражение (2) может быть использовано для оценки потенциала изолированной мишени. Для верификации предлагаемой методики оценки ϕ было проведено сопоставление потенциала изолированной металлической (титановой) мишени, измеренного непосредственно и рассчитанного по формуле (2). Показанные на рис. 2 результаты не только иллюстрируют понижение потенциала мишени с повышением ускоряющего напряжения, а следовательно, энергии электронов пучка, но и свидетельствуют о неплохом (с учетом сделанных допущений) количественном совпадении из-

меренных и расчетных величин. Указанное обстоятельство дает основание к применению методики для измерения потенциала диэлектрических мишеней при облучении электронным пучком. Измерения по описанной методике были проведены для мишеней, изготовленных из плавленого кварца, алюмооксидной керамики и слюды. На рис. 3 приведены результаты измерения потенциала для всех использованных материалов. Эти результаты позволяют проследить зависимость потенциала диэлектрической мишени от ускоряющего напряжения при разных давлениях газа и сопоставить потенциалы для разных материалов. Как и для металлических [9] мишеней, потенциалы всех испытанных диэлектриков понижаются по мере увеличения ускоряющего напряжения. Наиболее вероятная причина такого поведения состоит в снижении коэффициента σ вторичной электронно-электронной эмиссии.

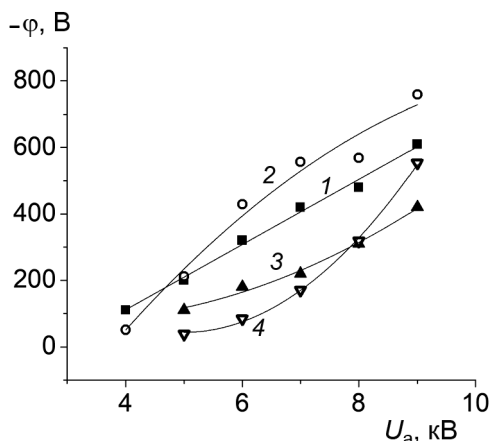


Рис. 2. Плавающий потенциал ϕ изолированной титановой мишени как функция ускоряющего напряжения U_a электронного источника: кр. 1, 3 – эксперимент, кр. 2, 4 – расчет, газ – аргон. Давление: кр. 1, 2 – 1.5 Па; кр. 3, 4 – 3 Па. Ток пучка 1 мА

Наблюдаемые различия для разных материалов также связаны с различными значениями коэффициента σ . В области ускоряющих напряжений меньших 4 кВ не удавалось обнаружить слой, что следует трактовать как отсутствие отрицательного потенциала на поверхности диэлектрической мишени. Это означает, что для малых энергий электронного пучка коэффициент $\sigma \geq 1$, что в целом характерно для диэлектриков. Для металлов подобная особенность не наблюдалась [7].

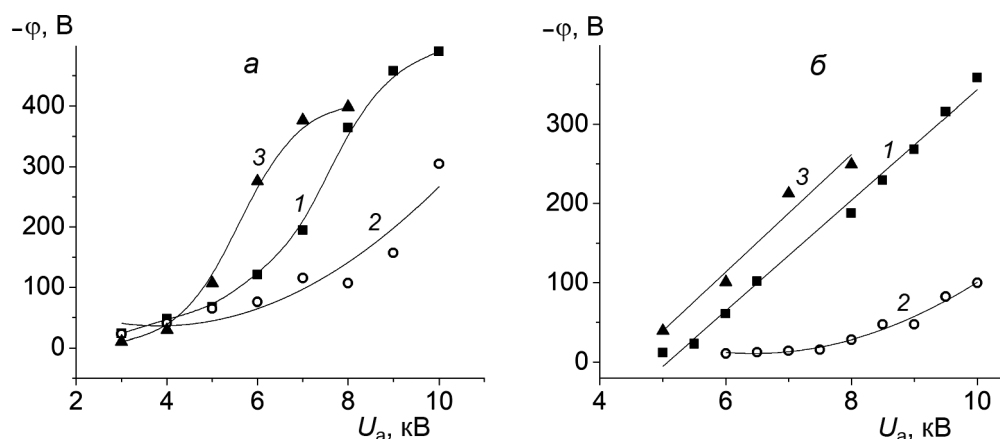


Рис. 3. Потенциал ϕ как функция ускоряющего напряжения U_a для разных диэлектрических мишеней: кр. 1 – кварц, кр. 2 – алюмооксидная керамика, кр. 3 – слюда. Давление газа (аргона): а – 1.5 Па; б – 3 Па. Ток пучка 1 мА

Заключение

Выполненные эксперименты показали, что методика, основанная на измерении концентрации пучковой плазмы и оценке протяженности слоя, отделяющего плазму от мишени, может быть применена для определения потенциала диэлектрической поверхности, облучаемой электронным пучком в среднем вакууме. Различие потенциалов для разных диэлектриков, наблюдающееся в одинаковых условиях эксперимента, может быть использовано для сопоставления вторично-эмиссионных свойств различных диэлектриков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sheehan J.P. and Hershkowitz N. // J. Vacuum Sci. Technol. – 2012. – V. A30. – P. 031302.
2. Бурдовицин В.А., Золотухин Д.Б., Окс Е.М. и др. // Доклады ТУСУРа. – 2017. – Т. 20. – № 3. – С. 65–70.
3. Chen H., Gong H., and Ong C.K. // J. Appl. Phys. – 1994. – V. 76. – No. 2. – P. 806–809.
4. Belhaj M., Jbara O., Odof S., et al. // Scanning. – 2000. – V. 22. – P. 352–356.
5. Бурдовицин В.А., Медовник А.В., Окс Е.М. и др. // ЖТФ. – 2012. – Т. 82. – Вып. 10. – С. 103–108.
6. Burdovitsin V.A. and Oks E.M. // Laser and Particle Beams. – 2008. – V. 26. – No. 04. – P. 619–635.
7. Burdovitsin V.A., Zolotukhin D.B., Oks E.M., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2019. – V. 52. – P. 285204.
8. Lieberman M.A. // Handbook of Plasma Immersion Ion Implantation and Deposition / ed. A. Anders. – Willey and Sons, 2000. – Chapter 2.
9. Burdovitsin V.A., Oks E.M., and Zolotukhin D.B. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2018. – V. 51. – P. 304006.

Поступила в редакцию 13.09.19.

¹ Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники, г. Томск, Россия

² Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Бурдовицин Виктор Алексеевич, д.т.н., профессор каф. физики ТУСУРа, e-mail: burdov@fet.tusur.ru;

Окс Ефим Михайлович, д.т.н., профессор, зав. каф. физики ТУСУРа, зав. лабораторией ИСЭ СО РАН, e-mail: oks@fet.tusur.ru.

УДК 537.525

DOI: 10.17223/00213411/62/11/50

А.А. САЙФУТДИНОВА, Б.А. ТИМЕРКАЕВ, А.И. САЙФУТДИНОВ

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ *

Сформулирована расширенная гидродинамическая модель, описывающая поверхностный диэлектрический разряд в воздухе. Проведены предварительные численные расчеты, демонстрирующие формирование стримерной структуры разряда в случае приложения положительного потенциала к рабочему электроду. Представлена динамика электронной плотности и электрического потенциала для стримерной формы разряда.

Ключевые слова: *поверхностный барьерный разряд, электрод, стример, воздух, атмосферное давление.*

Введение

В настоящее время известно, что на практике можно реализовать две формы развития барьерного разряда: объемную и поверхностную. В объемном барьерном разряде слой газа, в котором развивается разряд, находится между покрытыми диэлектриком электродами, а в поверхностном, когда два электрода разной ширины разделены диэлектриком, – прилегает непосредственно к поверхности диэлектрика. Меньший по ширине электрод, к которому прикладывается напряжение и у кромки которого развивается разряд, будем называть высоковольтным или рабочим электродом. Потенциал противоположного электрода будем считать нулевым.

Интенсивное исследование поверхностного барьерного разряда началось сравнительно недавно в связи с перспективой его использования для управления ламинарно-турбулентным переходом и положением зон отрыва воздушных течений вблизи твердых поверхностей путем изменения параметров пограничного слоя [1–5]. Согласно экспериментальным данным, если высоковольтный электрод имеет отрицательную полярность, то свечение разряда у кромки электрода имеет диффузный характер. При положительной полярности электрода разряд имеет четко выраженную стримерную структуру. Длина стримерной зоны разряда больше, чем диффузной, растет с увеличением приложенного напряжения и для атмосферного воздуха в пороге развития разряда составляет величину около 5 мм. Этот набор данных авторы работы [6] берут за качественный критерий при отборе предлагаемых моделей развития поверхностного барьерного разряда с точки зрения адекватности описания рассматриваемого явления. Другими словами, модель должна описывать как диффузную, так и стримерную фазу развития разряда в зависимости от знака потенциала высоковольтного электрода, а характерная длина стримера в поверхностном барьерном разряде атмосферного воздуха должна быть несколько миллиметров.

В последние годы появились различные модели и численные эксперименты на их основе, которые позволяют прогнозировать параметры поверхностного барьерного разряда в зависимости от внешних условий [7–13]. Следует также отметить, что исследователи ищут способы управления параметрами барьерных разрядов, в том числе и в случае поверхностных барьерных разрядов [6, 12, 13]. Существующие модели и их численные реализации находятся в стадии разработки, поскольку, с одной стороны, являются трудоемкими даже для современных вычислительных компьютеров, а с другой – до сих пор модели дополняются все новыми механизмами, протекающими в разряде, для максимально адекватного описания параметров поверхностных барьерных разрядов.

В связи с этим целью представленной работы было моделирование простейшего варианта реализации поверхностного барьерного разряда в воздухе при атмосферном давлении в случае положительной полярности приложенного напряжения.

* Работа поддержана грантом Российского научного фонда, проект № 18-31-00098.

Описание модели и результатов численных экспериментов

Воздух – это многокомпонентный молекулярный газ, характеризующийся широким набором элементарных процессов, происходящих в различных пространственных и временных масштабах. Выбор плазмохимической модели зависит от постановки задачи.

В этой работе воздух рассматривался как смесь азота и кислорода (77 % N_2 , 23 % O_2). Здесь мы применили максимально редуцированный набор плазмохимических реакций, разработанный в работе [14], в которой рассматривались только положительные и отрицательные молекулярные ионы O_2^+ и O_2^- воздуха и шесть реакций, содержащих эти ионы (таблица).

Исключение азота из набора ионов, представленного для поверхностного барьерного разряда, стало возможным благодаря как большим скоростям перезарядки, так и превращению ионов N_2^+ и N_4^+ в ионы O_2^+ [6]. В цепочке реакций превращения и перезарядки ($N_2^+ + N_2 \rightarrow N_2(O_2)^+ \rightarrow N_4^+ + N_2(O_2)$, $N_4^+ + O_2 \rightarrow 2N_2 + O_2^+$ и $N_2^+ + O_2 \rightarrow N_2 + O_2^+$) ионы N_2^+ и N_4^+ образуют ионы O_2^+ . При атмосферном давлении это происходит в масштабе времени порядка 1 нс, что значительно меньше времени, необходимого для установления поверхностного барьерного разряда (оно составило порядка 150 нс).

Редуцированный набор плазмохимических реакций в воздухе

Элементарный процесс	Константа скорости, k_j
$e + O_2 \rightarrow 2e + O_2^+$	Из решения кинетического уравнения
$e + 2O_2 \rightarrow O_2 + O_2^-$	$1.4 \cdot 10^{-29} (300/T_e) \exp(-600/T_g) \exp(700(T_e - T_g)/(T_e T_g))$, $см^6 \cdot с^{-1}$
$e + O_2 + N_2 \rightarrow N_2 + O_2^-$	$1.07 \cdot 10^{-31} (300/T_e)^2 \exp(-70/T_g) \exp(1500(T_e - T_g)/(T_e T_g))$, $см^6 \cdot с^{-1}$
$e + O_2^+ \rightarrow O_2$	$2.7 \cdot 10^{-7} (300/T_g)^{1/2}$, $см^3 \cdot с^{-1}$
$O_2 + O_2^- \rightarrow e + 2O_2$	$8.6 \cdot 10^{-10} \exp(1 - 6030/T_g) (1 - \exp(-1570/T_g))$, $см^3 \cdot с^{-1}$
$O_2^+ + O_2^- \rightarrow 2O_2$	$2.7 \cdot 10^{-7} (300/T_g)^{1/2} (1 + 10^{-18} N (300/T_g)^2)$, $см^3 \cdot с^{-1}$

Для численного моделирования была сформулирована расширенная гидродинамическая модель электрического разряда [12]. Она включает k уравнений баланса концентраций для всех сортов рассматриваемых частиц (нейтральных, возбужденных частиц, электронов и ионов) n_k и уравнение баланса плотности энергии электронов n_e , уравнение Пуассона для электрического потенциала ϕ :

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_k + (\mathbf{u} \cdot \nabla) n_k = S_k; \quad (1)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{Q}_e + (\mathbf{u} \cdot \nabla) n_e = Q_{rh} - Q_{el} - Q_{in} - Q_{eV}; \quad (2)$$

$$\Delta \phi = -\frac{q_e}{\epsilon_0} \left(\sum_{k=1}^N z_k n_k - n_e \right), \quad \mathbf{E} = -\nabla \phi. \quad (3)$$

Здесь правая часть уравнения (1) описывает изменение числа частиц сорта i вследствие реакции j вида $\sum_{i=1}^{N_s} a_{ij}^L [A]_i \rightarrow \sum_{i=1}^{N_s} a_{ij}^R [A]_i$, где a_{ij}^L и a_{ij}^R – стехиометрические коэффициенты, и определяется через константу реакции k_j следующим образом: $S_i = \sum_{j=1}^{N_r} (a_{ij}^R - a_{ij}^L) k_j \prod_{i=1}^{N_s} n_i^{v_{ij}^L}$, где суммирование проводится по всем реакциям j , протекающим в разряде, а произведение – по всем сортам частиц,

участвующим в реакции; E – напряженность электрического поля, распределение которого определяется из связи с потенциалом ϕ , определяемым из уравнения Пуассона (3); q_e – заряд электрона; ε_0 – диэлектрическая постоянная; z_k – заряд частицы сорта k . Плотность энергии электронов определяется как $n_\varepsilon = n_e \bar{\varepsilon}$, где n_e – концентрация электронов, $\bar{\varepsilon}$ – средняя энергия всего ансамбля электронов. Под температурой электронов $T_e = 2/3 \bar{\varepsilon}$ понимается как $2/3$ средней энергии всего ансамбля $\bar{\varepsilon}$. Потоки концентраций частиц Γ_k в уравнении (1), а именно потоки заряженных частиц Γ_i , нейтральных и возбужденных частиц Γ_n , а также поток плотности энергии электронов Q в уравнении (2) соответственно записаны в диффузионно-дрейфовом приближении

$$\Gamma_k = -D_k \nabla n_k + z_k \mu_k E n_k, \quad \Gamma_n = -D_n \nabla n_n; \quad (4)$$

$$Q = -D_\varepsilon \nabla n_\varepsilon - \mu_\varepsilon E n_\varepsilon. \quad (5)$$

Здесь D_k – коэффициенты диффузии электронов и ионов; D_n – коэффициенты диффузии возбужденных и нейтральных частиц плазмы; μ_k – подвижность заряженных частиц в электрическом поле; $\mu_\varepsilon = 5/3 \mu_e$ и $D_\varepsilon = 2/3 \mu_\varepsilon T_e$, где μ_e – подвижность электронов. Слагаемое в (2)

$Q_{el} = \frac{3}{2} \delta k_B (T_e - T) v_{el}$ описывает энергообмен при упругих соударениях электронов с нейтральными частицами газа, где $\delta = 2m_e/M_a$ – удвоенное отношение массы электрона m_e к массе тяжелой частицы плазмы M_a (массе атома), v_{el} – частота электрон-атомных столкновений. Третье слагаемое в правой части (2) описывает изменение энергии вследствие неупругих столкновений электронов и тяжелых частиц плазмы и определяется следующим образом: $Q_{in} = \sum_j \Delta \varepsilon_j R_j$, где $\Delta \varepsilon_j$ –

энергия, теряемая (или приобретаемая, если $\Delta \varepsilon_j < 0$) электроном в данной реакции и R_j – скорость реакции, которая определяется константой соответствующего неупругого процесса с участием электрона $R_j = k_j(T_e) n_e n_n$, где n_n – сорт нейтральной частицы.

Коэффициенты подвижности и диффузии для электронов, а также некоторые константы неупругих процессов с их участием вычисляются путем свертки функции распределения электронов с сечением соответствующего процесса. В данной работе функция распределения электронов предполагается максвелловской.

Моделирование проводилось в случае прикладывания положительного потенциала к рабочему электроду величиной $V = 3.5$ кВ, который имеет форму ступеньки (рис. 1). Передний фронт длится в течение $t = 1$ нс. Толщина диэлектрика была установлена равной $d = 55$ мкм, а его ди-

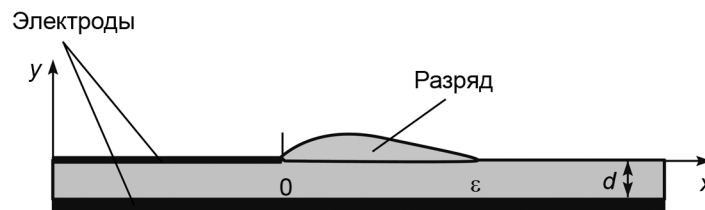
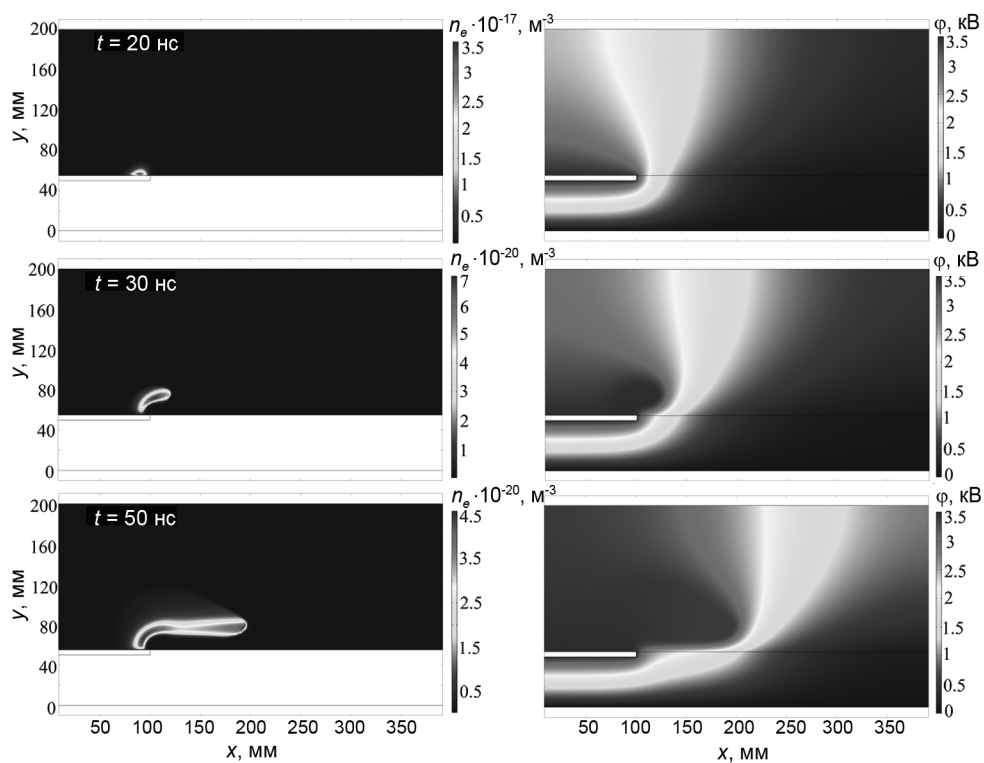
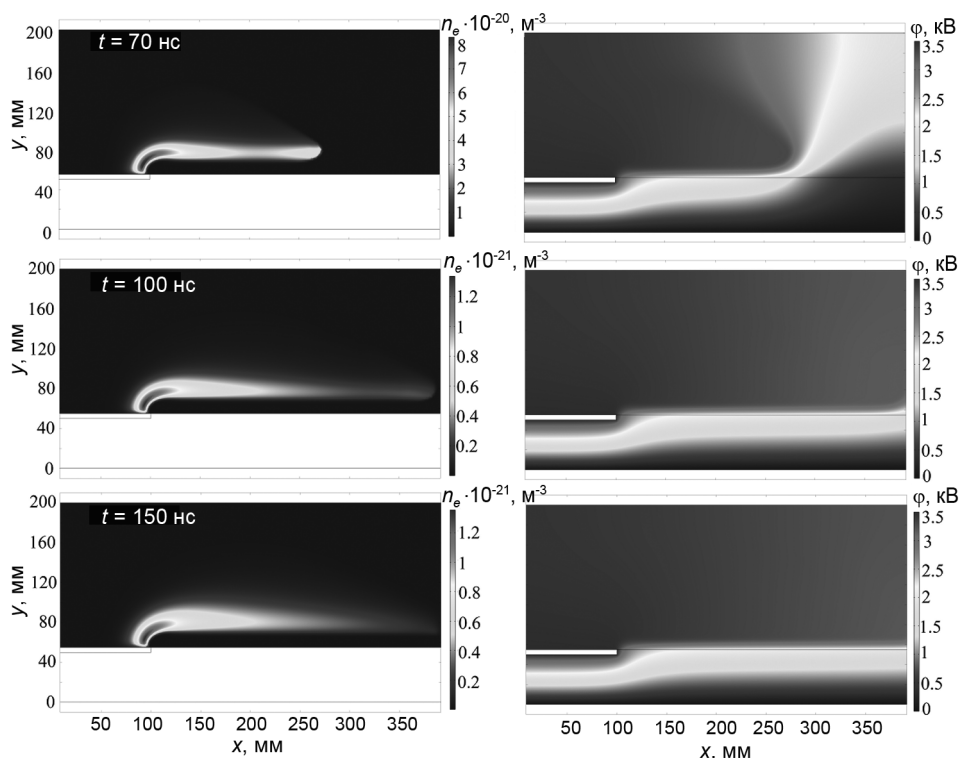


Рис. 1. Схематическая конфигурация электродов в разряде

электрическая проницаемость была $\varepsilon = 5$. Как видно из полученных результатов (рис. 2), стример генерируется вблизи края нагруженного электрода и распространяется по поверхности диэлектрика на некотором расстоянии от него. Процесс распространения длится около 110 нс, после чего занимающий весь регион стример начинает слегка затухать. Максимальная концентрация электронов в плазме разряда достигает порядка 10^{21} м^{-3} .



а



б

Рис. 2. Распределение электронной плотности (слева) и потенциала (справа) в моменты времени: а) 20–50 нс и б) 70–150 нс

Заключение

Таким образом, сформулирована модель, описывающая поверхностный диэлектрический разряд в воздухе. Были проведены предварительные численные расчеты, демонстрирующие формирование стримерной структуры разряда в случае приложения положительного потенциала к рабо-

чему электроду. Представлена динамика электронной плотности и электрического потенциала для стримерной формы разряда. Безусловно, разработанная модель и полученные первые численные результаты являются лишь начальным этапом в исследовании поверхностно-диэлектрического барьерного разряда. Следующим шагом в этом направлении будет серьезный анализ элементарных процессов в воздухе, учет фотоионизации и полномасштабные численные эксперименты.

Разработанная модель и проведенные численные эксперименты являются важнейшим этапом в понимании физики сфокусированных микроволновых разрядов; результаты будут использованы для моделирования взаимодействия разряда со сверхзвуковыми потоками газа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Saifutdinov A.I., Kustova E.V., Karpenko A.G., and Lashkov V.A. // Plasma Phys. Rep. – 2019. – V. 45. – No. 6. – P. 602–609.
2. Artana G., D’Adamo J., Leger L., et al. // AIAA Paper. – 2001. – No. 2001–0351.
3. Leonov S., Gromov V., Kuriachy A., and Yarantsev D. // AIAA Paper. – 2005. – No. 2005–0780.
4. Corke T.C. and Post M.L. // AIAA Paper. – 2005. – No. 2005–0563.
5. Hall K.D., Jumper E.J., Corke T.C., and McLaughlin T.E. // AIAA Paper. – 2005. – No. 2005–0783.
6. Solov’ev V.R., Konchakov A.M., Krivtsov V.M., and Aleksandrov N.L. // Plasma Phys. Rep. – 2008. – V. 34. – No. 7. – P. 594–608.
7. Самойлович В.Г., Гибалов В.И., Козлов К.В. Физическая химия барьерного разряда. – М.: Изд-во МГУ, 1989. – 176 с.
8. Курячий А.П., Русьянов Д.А., Скворцов В.В., Чернышев С.Л. // Известия РАН. Механика жидкости и газа. – 2011. – № 5. – С. 108–119.
9. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. – 592 с.
10. Андреев В.В., Васильева Л.А. // Прикладная физика. – 2012. – № 6. – С. 116–122.
11. Boeuf J.P., Lagmich Y., Callegary Th., and Pichford L.C. // AIAA Paper. – 2007. – No. 183.
12. Saifutdinov A.I., Saifutdinova A.A., and Timerkaev B.A. // Plasma Phys. Rep. – 2018. – V. 44. – No. 3. – P. 351–360.
13. Saifutdinova A.A. // J. Phys.: Conf. Series. – 2018. – V. 1058. – No. 012076. – P. 1–5.
14. Likhanskii A.V., Shneider M.N., Macheret S.O., and Miles R.B. // Phys. Plasmas. – 2007. – V. 14. – No. 073501.

Поступила в редакцию 13.09.19.

Казанский национальный исследовательский технический университет
им. А.Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия

Сайфутдинова Алия Анисовна, аспирантка КНИТУ – КАИ, e-mail: aliya_2007@list.ru;

Тимеркаев Борис Ахунович, д.ф.-м.н., профессор, зав. каф. общей физики КНИТУ – КАИ, e-mail: btimerkaev@gmail.com;

Сайфутдинов Алмаз Ильгизович, к.ф.-м.н., доцент каф. общей физики КНИТУ – КАИ, e-mail: as.uav@bk.ru.

УДК 537.525.99; 533.9.07

DOI: 10.17223/00213411/62/11/55

А.В. КОЗЫРЕВ, В.Ю. КОЖЕВНИКОВ, А.О. КОКОВИН, В.А. ПАНАРИН, Н.С. СЕМЕНЮК, А.Г. СИТНИКОВ

ЭЛЕКТРОПОЛЕВОЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ТОНКОЙ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ В ОТКРЫТОМ АТМОСФЕРНОМ РАЗРЯДЕ *

Проведены экспериментальные и теоретические исследования новой формы горения импульсно-периодического разряда в форме тонкой плазменной струи – апокампа. Показано, что для устойчивого формирования апокампа необходимо присутствие небольшого внешнего электрического поля, которое усиливается вблизи головки растущего стримера за счет хорошей проводимости плазменного следа. Экспериментально показано, что формирование апокампа инициируется внешним электрическим полем напряженностью ~ 1 кВ/см.

Ключевые слова: апокамп, импульсный высоковольтный разряд, стример, плазменная струя.

Введение

Впервые апокампиский разряд наблюдался в 2016 г. [1, 2]. Он представляет собой узкую светящуюся струю, отходящую от места изгиба плазменного канала высоковольтного частотно-импульсного разряда. Название происходит от греческого *από* «от» и *καμπή* «изгиб». Конвекция воздуха оказывала лишь слабое влияние на форму плазменной струи.

Дальнейшее изучение этого явления показало, что апокамп представляет собой не непрерывно горящую струю плазмы, а является частотно-импульсным наложением быстро движущихся «плазменных пульс». Поэтому было выдвинуто предположение о стримерной природе апокампа [3, 4] как последовательности коротких стримерных разрядов, распространяющихся вдоль протяженной области ионизованного газа, сохраняющейся от импульса к импульсу. В процессе специальных исследований были найдены необходимые условия существования такого вида разряда.

Во-первых, требовалось обязательное подключение одного из электродов к земле через емкостную нагрузку, то есть нахождение его под плавающим потенциалом. На второй электрод при этом подается импульсное напряжение положительной полярности с амплитудой 8–13 кВ, частота следования импульсов 16–96 кГц. Если второй электрод был накоротко заземлен, то явление апокампа не наблюдается.

Вторым обязательным условием роста апокампа является изгиб плазменного канала между электродами. Это достигается либо исходным расположением электродов под некоторым углом друг к другу (обычно это 120–140°), либо внесением искусственной диэлектрической преграды в уже сформировавшийся разрядный канал.

В-третьих, заметное влияние на образование апокампа оказывал химический состав газовой среды. Так, в атомарных газах апокамп практически не появляется, а если его зачатки и имели место, то они были обусловлены небольшими примесями молекулярных компонент. А вот присутствие электроотрицательных примесей (кислорода, галогеноносителей) обеспечивало устойчивое формирование апокампа.

Надо отметить, что, как и любое трехмерное явление, апокамп очень сложно моделировать на теоретическом уровне [4]. Для получения тонкой струи приходилось вводить в теоретическую модель или инициирующую плазменную структуру, и/или неоднородный профиль разреженности газа. И только введение в модель сравнительно слабого среднего электрического поля позволило получить ярко выраженную самосогласованную расчетную картину явления апокампа. Необходимость присутствия электрического поля было подтверждено прямым экспериментом. Описание эксперимента излагается в этой работе.

Экспериментальные исследования

Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Между двумя острийными электродами из нержавеющей стали радиусом 2 мм с углом при вершине 150° и радиусом скруг-

* Работа поддержана грантом РФФИ, проект № 19-08-00286.

ления 70 мкм, ориентированными под углом 140° друг к другу, и зазором $d = 6.3$ мм зажигался высоковольтный импульсный разряд в воздухе. Для этого на один из электродов подавались импульсы напряжения положительной полярности амплитудой от 6 до 8 кВ с частотой 54.6 кГц. Над электродами помещался подвижный заземленный электрод в форме диска диаметром 3 или 10 см.

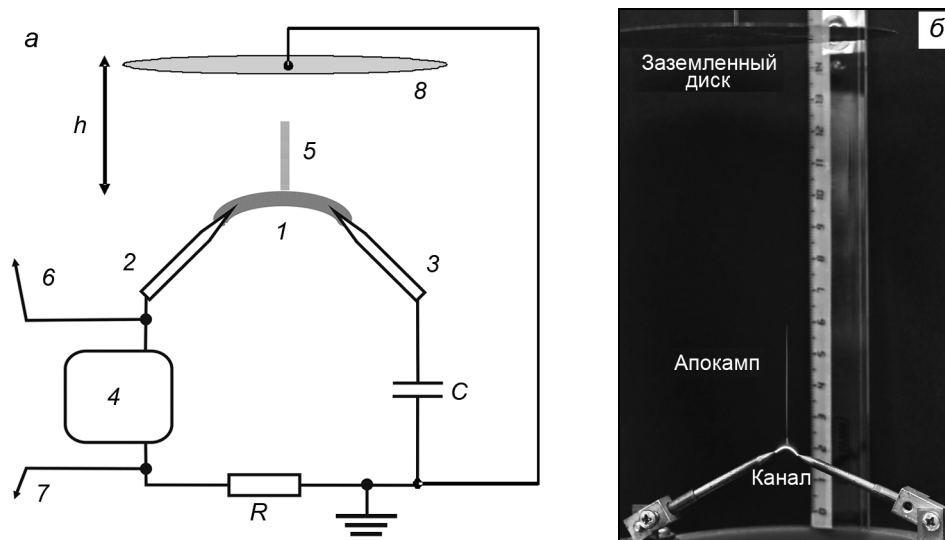


Рис. 1. Блок-схема эксперимента (а) и фотография апокампического разряда (б): 1 – изогнутый канал разряда; 2, 3 – острые электроды; 4 – высоковольтный источник напряжения; 5 – апокамп; 6 – вывод сигнала напряжения; 7 – вывод токового сигнала с шунта; 8 – перемещающийся заземленный дисковый электрод, $C = 3.3$ пФ, $R = 1$ Ом

Для регистрации свечения использовался фотоаппарат Canon PowerShot SX60 HS в режиме серийной покадровой съемки с частотой 6 кадр/с либо фотоаппарат Nikon D610 с объективом F50 мм, 1:1.4 для статической съемки. Как видно на рис. 1, б, заземленный дисковый электрод находится на значительном удалении от плазменного канала и электродов.

Была проведена серия измерений с целью определить максимальное расстояние h от заземленного электрода до острых электродов, при котором еще образуется ярко выраженный апокамп. Результаты измерений приведены на рис. 2. Погрешность измерения расстояния была не хуже 2 мм, а амплитуды напряжения не хуже 300 В. Разброс экспериментальных точек на рис. 2

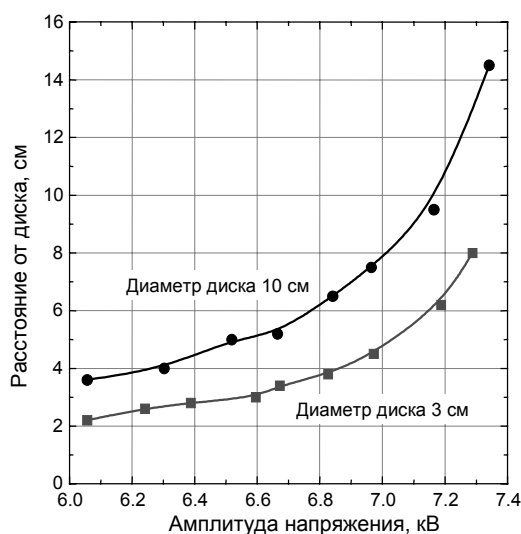


Рис. 2. Зависимость максимального расстояния между диском и каналом разряда, при котором формируется и поддерживается устойчивое горение апокампа, от амплитуды импульсного напряжения на высоковольтном электроде

обусловлен также внутренней неустойчивостью самого явления зажигания апокампа вблизи пороговых условий.

При амплитуде напряжения ниже 6 кВ апокамп не образуется ни при каком приближении диска, а при амплитуде выше 8 кВ апокамп появляется даже в отсутствие заземленного диска. В последнем случае роль заземленного электрода играют, по-видимому, более удаленные предметы или потенциал открытого пространства.

Видно, что влияние диска зависит не только от расстояния h , но и от поперечного размера заземленного электрода. Это указывает на то, что для инициации апокампа важна не только абсолютная величина аксиального электрического поля, но и его интегральное пространственное распределение.

В нашем эксперименте минимальная величина средней напряженности поля, при которой удалось инициировать апокамп, была на уровне ~ 500 В/см (7300 В/14.5 см). Пороговая напряженность оказалась почти на два порядка ниже статического пробивного напряжения воздуха (~ 32 кВ/см). Можно ожидать, что при «самостоятельном» зажигании апокампа (амплитуда напряжения выше 8 кВ) в условиях естественного окружения напряженность внешнего поля будет иметь близкое к этому значение.

Максимальная величина пороговой напряженности ~ 1700 В/см (6200 В/3.6 см) наблюдается при минимальной (пороговой) амплитуде напряжения ~ 6500 В, что тоже более чем на порядок ниже статической пробивной напряженности.

Такая же геометрия разрядного промежутка была смоделирована теоретически применительно к двумерной (плоской) задаче, что позволило нам получить подробную информацию о механизме формирования апокампа.

Теоретическое моделирование

Построение модели апокампического разряда, включающей все этапы формирования отростка, основано на двухмоментной нестационарной дрейфово-диффузионной модели плазмы. Она была реализована на базе модуля Plasma в вычислительной среде COMSOL Multiphysics 5.2a [5, 6]. Рабочим газом был выбран кислород атмосферного давления, учитывались реакции ударной ионизации и диссоциации молекулы, электронного прилипания и ион-ионной рекомбинации. Все сечения столкновений и скорости реакции взяты из [7]. Моделировалась двумерная геометрия, в которой круглые электроды были замещены электродами в виде тонких протяженных лезвий с параллельными кромками на расстоянии 8 мм. На один из электродов подавался трапециевидный импульс напряжения амплитудой 15 кВ и длительностью по основанию 2.5 мкс. Второй электрод был подключен через емкость 3.3 пФ к «земле». В плоской геометрии коэффициент усиления поля вблизи острых кромок заметно ниже, чем в трехмерной геометрии, поэтому амплитуда импульсов напряжения для расчета была взята в 2 раза больше, чем в экспериментах.

В целом, теоретическое моделирование полностью подтвердило наблюдаемые в экспериментах закономерности. Так, в отсутствие удаленного заземленного электрода апокамп в расчете не формируется при любой продолжительности времени горения канала разряда. Однако внесение в модель нулевого потенциала на границе расчетной области, который обеспечил появление направленного вверх электрического поля с напряженностью ~ 2.5 кВ/см, привел к быстрому росту апокампа.

Расчет показывает, что электрическое поле внутри струи апокампа из-за высокой электропроводности плазмы близко к нулю, поэтому процесс формирования апокампа связан с вынесением высокого потенциала на вершину растущего стримера. При наличии внешнего сравнительно слабого внешнего поля и хорошо проводящего плазменного узкого лезвия на вершине поле достигает напряженности ~ 20 кВ/см. Такой напряженности вполне достаточно для интенсивной ударной ионизации газа свободными электронами и быстрого продвижения стримера. На рис. 3 показаны пространственные распределения модуля напряженности поля, ионов и свободных электронов в один и тот же момент времени развития стримера.

За счет быстрого прилипания свободных электронов к молекулам кислорода их концентрация велика только там, где они рождаются, то есть на вершине стримера (рис. 3, в). Фактически так образуется «плазменная пуля», наблюдаемая при скоростной съемке [3]. Расчетная скорость движения головки стримера 25 км/с обеспечивает рост длины апокампа 4 см за время 1.6 мкс.

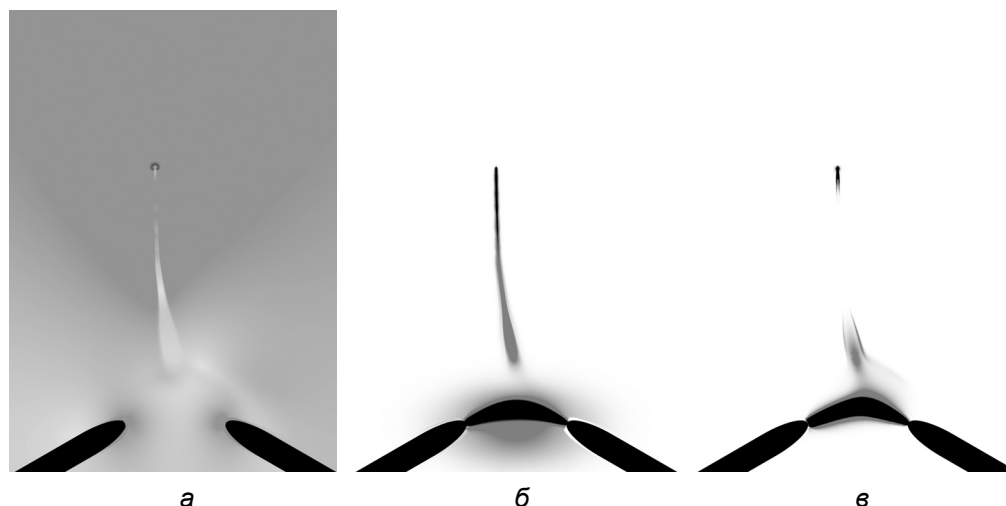


Рис. 3. Расчетные распределения модуля напряженности электрического поля (а), концентрации ионов (б) и свободных электронов (в) в момент времени 1.2 мкс (темнее тон – выше величина)

Заключение

В результате проведенных экспериментальных и теоретических исследований было показано, что одну из ключевых ролей в механизме формирования апокампа играет внешнее электрическое макроскопическое поле. Оно многократно усиливается на вершине хорошо проводящего плазменного следа бегущего стримера, обеспечивает быструю ионизацию газа и продвижение стримера на большую длину. Наложение этой картины в частотно-импульсном режиме горения разряда и образует струю апокампа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соснин Э.А., Скакун В.С., Панарин В.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. – 2016. – Т. 103. – Вып. 12. – С. 857–860.
2. Скакун В.С., Панарин В.А., Печеницин Д.С. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 5. – С. 92–95.
3. Sosnin E.A., Panarin V.A., Skakun V.S., et al. // Eur. Phys. J. D. – 2017. – V. 71. – No. 2. – P. 25.
4. Соснин Э.А., Найдис Г.В., Тарасенко В.Ф. и др. // ЖЭТФ. – 2017. – Т. 125. – Вып. 5(11). – С. 1081–1087.
5. Кожевников В.Ю., Козырев А.В. // Изв. вузов. Физика. – 2007. – Т. 50. – № 8. – С. 37–41.
6. Kozurev A.V., Kozhevnikov V.Y., Semeniuk N.S., and Zyulkova L.A. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2015. – V. 43. – No. 8. – P. 2294–2298.
7. He J. and Zhang Y.T. // Plasma Processes and Polymers. – 2012. – V. 9. – No. 9.

Поступила в редакцию 13.09.19.

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Козырев Андрей Владимирович, д.ф.-м.н., профессор, зав. лабораторией ИСЭ СО РАН, e-mail: kozyrev@to.hcei.tsc.ru;
Кожевников Василий Юрьевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: vasily.y.kozhevnikov@ieee.org;
Коковин Александр Олегович, инженер, магистрант ИСЭ СО РАН, e-mail: alexander.kokovin.desch@gmail.com;
Панарин Виктор Александрович, к.ф.-м.н., инженер ИСЭ СО РАН, e-mail: panarin@yandex.ru;
Семенюк Наталья Степановна, мл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: viliiskoezero@yandex.ru;
Ситников Алексей Геннадьевич, к.ф.-м.н., науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: alex@to.hcei.tsc.ru.

УДК 537.525

DOI: 10.17223/00213411/62/11/59

*Н.В. ЛАНДЛЬ, Ю.Д. КОРОЛЕВ, В.Г. ГЕЙМАН, О.Б. ФРАНЦ, И.А. ШЕМЯКИН,
В.С. КАСЬЯНОВ, И.В. ЛОПАТИН, С.С. КОВАЛЬСКИЙ*

РЕЖИМЫ ПОДДЕРЖАНИЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА С ПОЛЫМ КАТОДОМ И НИТЬЮ НАКАЛА ВНУТРИ ПОЛОСТИ *

Представлены результаты исследования тлеющего разряда низкого давления с полым катодом и нитью накала (термокатодом) внутри полости. Получены вольт-амперные характеристики (ВАХ) разряда и зависимости тока на термокатод и тока на полый катод от напряжения горения разряда при различных давлениях газа и токах накала. Показано, что основная доля тока переносится в цепи термокатада. Для интерпретации ВАХ была применена модель, в которой вместо обычно применяемого коэффициента вторичной эмиссии введен обобщенный коэффициент, учитывающий не только бомбардировку катода ионами, но и ток эмиссии за счет внешнего источника. Проведены оценки параметров разряда. Показано, что модель хорошо согласуется с экспериментом.

Ключевые слова: тлеющий разряд, полый катод, нить накала, термокатод.

Введение

В настоящее время тлеющие разряды низкого давления с полым катодом широко используются для различных применений. В частности, такие разряды применяются в установках для генерации пучков заряженных частиц [1–4], для генерации жесткого ультрафиолетового излучения [5–7], в сильноточных коммутирующих приборах [8–20], для генерации плазмы большого объема и модификации свойств поверхности различных материалов [8, 21–28] и т.д. Под термином «разряды низкого давления» имеется в виду, что условия инициирования и поддержания разряда соответствуют левой ветви кривой Пашена, а длина свободного пробега электрона для реакции ионизации сравнима или превышает характерный размер разрядного промежутка. В этих условиях инициирование и поддержание разряда не может обеспечиваться развитием электронных лавин из иницирующих электронов, стартовавших с катода [8, 12, 29].

Часто используемый подход к объяснению механизма поддержания тлеющего разряда низкого давления с полым катодом основан на том, что ток разряда на поверхности катода переносится ионами и электронами, эмитированными с катода за счет ионной бомбардировки [30, 31]. При этом для построения модели поддержания разряда используется классический коэффициент вторичной эмиссии на катоде, показывающий количество вторичных электронов, приходящееся на один ион, падающий на поверхность катода.

Коэффициент γ иногда называют обобщенным коэффициентом вторичной электронной эмиссии, подразумевая, что он учитывает и фотоэффект. Однако использовать коэффициент γ для описания тока эмиссии за счет ионной бомбардировки и за счет фотоэффекта можно лишь в том случае, если обе составляющие эмиссионного тока одинаково зависят от тока ионов. Для большинства условий такая ситуация представляет собой скорее исключение, чем правило. Тогда возникает необходимость вводить понятие источника внешней эмиссии, который необходимо рассматривать отдельно.

Данный подход был предложен в [8, 16, 32, 33]. В этих работах было введено понятие внешнего тока эмиссии, в который входят ток за счет фотоэмиссии с катода и ток за счет автоэлектронной эмиссии с микронеоднородностей на поверхности катода. Также был введен обобщенный коэффициент вторичной электронной эмиссии, который зависит от внешнего тока эмиссии и включает в себя классический коэффициент. На основе данного подхода было дано объяснение особенностям поддержания сильноточного импульсного тлеющего разряда в основном промежутке и слабоботочного стационарного тлеющего разряда в узле запуска тиратрона с холодным катодом.

Вместе с тем имеются другие виды разряда, в которых предлагаемый подход к описанию механизмов переноса тока и поддержания разряда является перспективным. Это относится к разрядам в установках для модификации свойств поверхности материалов и для генерации плазмы

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-08-00326.

большого объема [23–28]. В таких установках зажигается разряд низкого давления с полым катодом, в которых ток внешней эмиссии задается и меняется принудительно. В частности, речь идет о разряде с полым катодом и нитью накала внутри полости. Данный тип разряда поддерживается в установках для создания плазмы большого объема с использованием генератора плазмы ПИНК [24–26]. Несмотря на то, что разряд в такой системе часто называют несамостоятельным дуговым разрядом, ниже будет показано, что такой тип разряда можно классифицировать как тлеющий разряд с полым катодом и внешней инъекцией электронов.

В настоящей работе приведены результаты исследования разряда с полым катодом и нитью накала внутри полости. Получены ВАХ разряда при различных токах накала. Дана интерпретация ВАХ и режимов поддержания разряда.

Экспериментальная установка и методики измерений

Схематическое изображение экспериментальной установки и схема измерения ВАХ приведены на рис. 1. Электродная система плазменного генератора ПИНК включает в себя цилиндрический полый катод из нержавеющей стали C внутренним диаметром $D = 80$ мм и длиной 350 мм и термокатод TC , изготовленный из вольфрамовой проволоки диаметром 2 мм и длиной 180 мм. Термокатод размещен на двух изолированных стойках, установленных на дне катодной полости. Расстояние от нити накала до выходного отверстия катодной полости $h = 230$ мм. Катодная сборка помещена в постоянное магнитное поле 0.1–1 мТл, создаваемое магнитной катушкой. Заземленный анод A выполнен в виде камеры с внутренними размерами 600×600×6000 мм. Генератор ПИНК монтируется на корпусе камеры A через разделительный диэлектрический фланец.

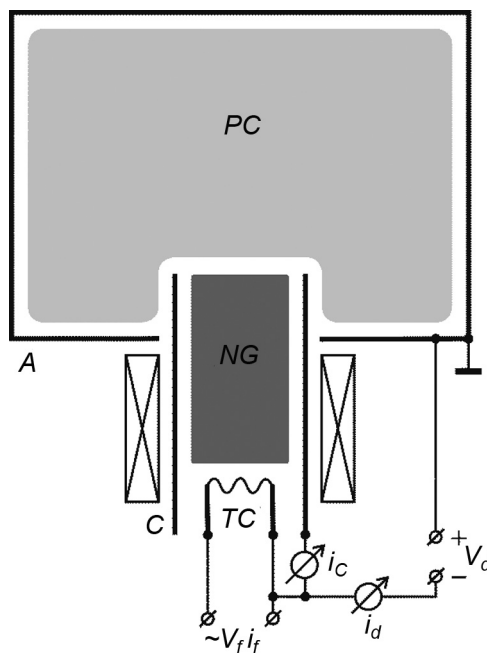


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной установки и электрическая цепь для получения ВАХ: A – анод; C – полый катод; TC – нить накала (термокатод); i_d – полный ток разряда; i_c – ток на полый катод C ; V_f – источник питания накала термокатада; V_d – источник питания разряда

Питание термокатада осуществляется от накаливающего трансформатора с управлением от лабораторного трансформатора. Ток накала i_f переменный с частотой 50 Гц, среднеквадратичной величиной до 170 А при среднеквадратичном напряжении V_f до 12 В. Источник питания разряда представляет собой источник стабилизированного постоянного тока с выходными параметрами 5–120 А, при рабочем напряжении V_d до 70 В. Давление рабочего газа (азот) в камере может меняться в области $p = (0.75\text{--}7.5) \cdot 10^{-3}$ Торр.

В экспериментах мы устанавливали ток разряда i_d и измеряли напряжение горения разряда V_d и ток в цепи полого катада i_c при различных токах накала i_f и давлениях газа. Фиксированная ве-

личина тока накала терموкатода определялась в отсутствие разряда. Ток в цепи термокатода определялся как разность между полным током разряда и током в цепи полого катода, $i_T = i_d - i_C$. Типичные осциллограммы полного тока разряда, тока в цепи полого катода и напряжения накала термокатода приведены на рис. 2. Видно, что в условиях рисунка полный ток разряда i_d стабилизирован на уровне 100 А, а ток в цепи полого катода i_C и напряжение накала термокатода V_f имеют колебательный характер и могут иметь как положительные, так и отрицательные значения. В текущих экспериментах для построения ВАХ измерялись мгновенные значения тока i_C в момент времени, когда напряжение накала равно нулю (обозначен на рисунке стрелкой). В этот момент времени полый катод C и термокатод TC находятся под одним потенциалом V_d и ток в цепи полого катода положителен.

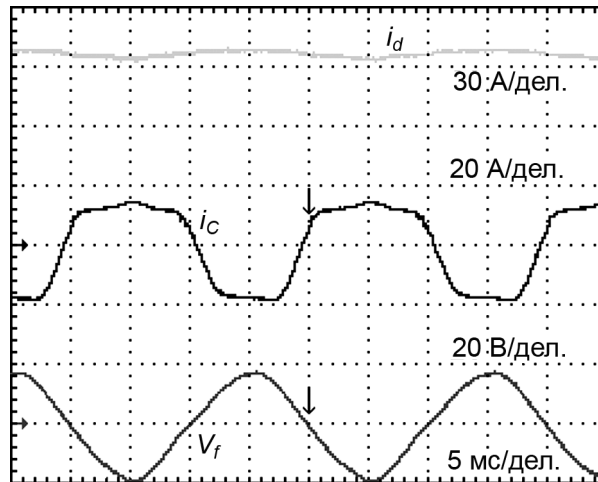


Рис. 2. Осциллограммы полного тока разряда i_d , тока в цепи полого катода i_C и напряжения накала термокатода V_f , иллюстрирующие методику получения ВАХ разряда; $p = 7.5 \cdot 10^{-3}$ Торр, ток накала $i_f = 130$ А

Результаты и их обсуждение

На рис. 3 приведены ВАХ разряда совместно с зависимостями тока в цепи полого катода i_C и тока в цепи термокатода i_T от напряжения горения разряда V_d . Видно, что при фиксированной величине полного тока разряда i_d с увеличением давления газа напряжение горения разряда V_d и величина тока в цепи полого катода i_C снижаются. С увеличением тока накала термокатода при фиксированной величине полного тока разряда напряжение горения разряда снижается.

Примечательно, что большая доля тока разряд протекает в цепи термокатода. В результате, помимо тока накала i_f на нагрев термокатода влияет и ток разряда i_T , протекающий через термокатод. Соответственно в данном случае нельзя говорить о некоторой фиксированной величине тока термоэмиссии при заданной величине тока i_f . Эмиссия электронов с термокатода с ростом тока i_T также будет увеличиваться. Отметим, что существенное влияние тока разряда на накал термокатода имеет место в области высоких токов разряда i_d .

Как отмечалось во введении, рассматриваемый тип разряда часто характеризуют как несамостоятельный дуговой разряд с полым катодом. Термин «дуговой» применяется к данному разряду из-за низкого напряжения горения. Однако данный тип разряда можно классифицировать как тлеющий разряд с полым катодом и внешней инжекцией электронов. Пространство катодной полости C заполнено плазмой отрицательного свечения NG , в полой аноде A поддерживается плазма положительного столба PC . В этом случае для интерпретации механизмов переноса тока в разряде с полым катодом можно привлечь модель, предложенную в [32] и развитую в работах [8, 16, 33].

Основные особенности модели удобно пояснить, опираясь на рис. 4, на котором представлены характерные области разряда и распределения потенциалов. Для упрощения модели плоский анод A помещен непосредственно вблизи выходного отверстия катодной полости C .

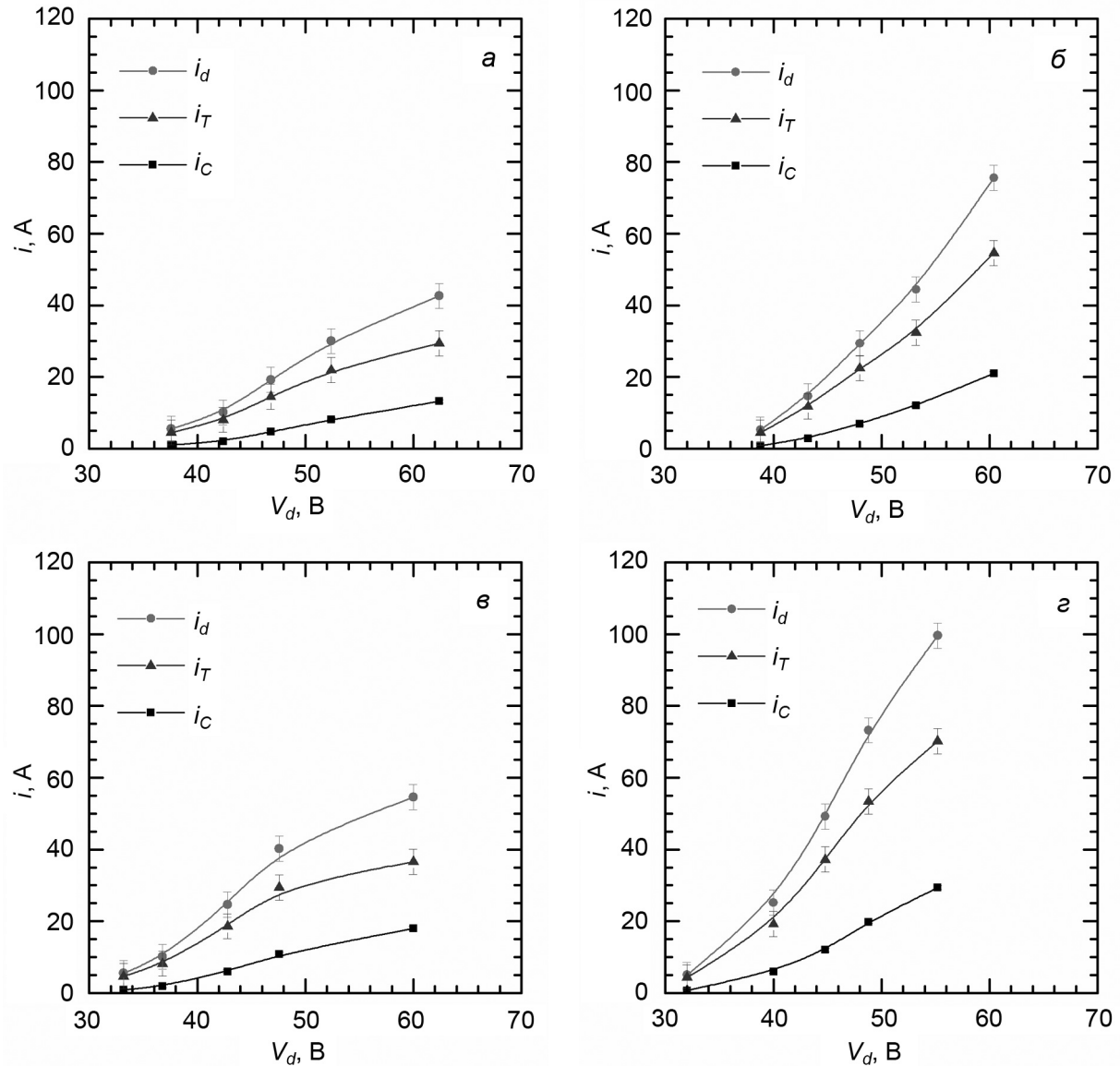


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики разряда и зависимости тока в цепи полого катода i_C и тока в цепи термокатода i_T от напряжения горения разряда V_d : а) $p = 1.9 \cdot 10^{-3}$ Торр, $i_f = 110$ А; б) $p = 1.9 \cdot 10^{-3}$ Торр, $i_f = 120$ А; в) $p = 4.5 \cdot 10^{-3}$ Торр, $i_f = 110$ А; г) $p = 4.5 \cdot 10^{-3}$ Торр, $i_f = 120$ А

Пространство катодной полости C заполнено плазмой отрицательного свечения NG . Эта плазма поддерживается благодаря ионизации газа быстрыми электронами, которые эмитируются с катода и ускоряются в катодном слое I_C под действием разности потенциалов $V_C \approx V_d$. Полный ток разряда на поверхности катода i складывается из тока эмиссии i_{em} и тока ионов i_i на катод. Ионы движутся на катод в бесстолкновительном режиме под действием разности потенциалов $kT_e/2e$, которая прикладывается к так называемому предслою [12]. Длина предслоя приблизительно составляет $D/2$.

Характерной особенностью разрядов низкого давления газа является наличие отрицательного потенциального барьера вблизи анода. Часть плазменных электронов, появившихся в плазме за счет ионизации газа быстрыми электронами с катода, может уходить из плазмы на анод, обеспечивая ток разряда на аноде. Это относится к тем электронам, энергия которых достаточна, чтобы преодолеть барьер отрицательного падения потенциала вблизи анода ΔV .

Отметим, что, помещая плоский анод непосредственно на выходе из катодной полости, мы, с одной стороны, исключаем из рассмотрения область плазмы положительного столба. С другой стороны, такое упрощение означает, что мы пренебрегаем током ионов из положительного столба

в направлении отрицательного свечения. Поскольку мы имеем дело с разрядом с полым анодом большого объема, такое упрощение вполне правомерно.

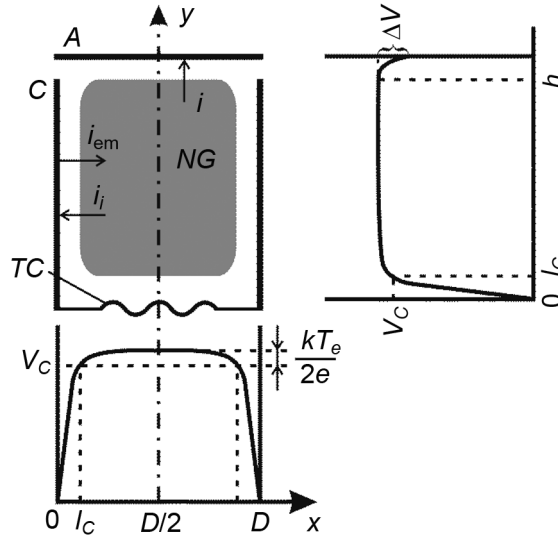


Рис. 4. Схематическое изображение областей разряда и распределений потенциала применительно к модели поддержания тока в разряде с полым катодом

В используемом подходе разряд рассматривается как самоорганизующаяся система, параметры которой самосогласованно подстраиваются так, чтобы пропустить ток, запрашиваемый внешней электрической цепью. Другими словами, параметры разряда подстраиваются так, чтобы обеспечить ток ионов на катод, необходимый для воспроизводства электронов за счет вторичных процессов. Эмитированные электроны, в свою очередь, обеспечивают требуемую концентрацию электронов и ионов в плазме, необходимую для прохождения электронного тока на анод и тока ионов на катод.

В модели ток эмиссии с поверхности катода i_{em} включает в себя не только ток электронов за счет бомбардировки ионами поверхности катода γi_i , но также и ток внешней эмиссии i_{ext} за счет фотоэффекта и ток за счет автоэлектронной эмиссии с микронеоднородностей на поверхности катода. Кроме того, в рассматриваемом случае в ток внешней эмиссии также входит ток термоэлектронов с поверхности термокатада. Тогда ток эмиссии можно записать в виде

$$i_{em} = i_{ext} + \gamma i_i = i_i \left(\gamma + \frac{i_{ext}}{i_i} \right). \quad (1)$$

Чтобы характеризовать компоненты тока эмиссии, удобно ввести параметр δ как долю тока внешней эмиссии в токе, возникающем на катоде за счет ионной бомбардировки:

$$\delta = \frac{i_{ext}}{\gamma i_i}. \quad (2)$$

С учетом двух последних выражений можно ввести обобщенный коэффициент вторичных процессов Γ , который зависит от внешнего тока эмиссии и включает в себя классический коэффициент γ :

$$\Gamma = \gamma + \frac{i_{ext}}{i_i} = \gamma \left(1 + \frac{i_{ext}}{\gamma i_i} \right) = \gamma (1 + \delta). \quad (3)$$

Тогда полный ток разряда можно записать следующим образом:

$$i = i_{em} + i_i = (1 + \Gamma) i_i = \frac{1 + \Gamma}{\Gamma} i_{em}. \quad (4)$$

Из баланса мощности в плазме можно записать условие самоподдержания разряда. В рассматриваемом случае плазма отрицательного свечения помещена в магнитное поле, создаваемое

магнитной катушкой. В результате происходит увеличение траектории электронов за счет закручивающего действия силы Лоренца. Поэтому будем считать, что все электроны, стартовавшие с поверхности катода и термо катода, тратят свою энергию на ионизацию и возбуждение молекул газа, а ток разряда на аноде переносится только плазменными электронами, энергия которых достаточна для преодоления отрицательного потенциального барьера вблизи анода. Также будем считать, что рекомбинационные потери малы и ими можно пренебречь. Тогда баланс мощности в плазме запишется следующим образом:

$$i_{\text{em}} V_C = i_i \left(V^* + \frac{kT_e}{2e} \right) + i \left(\frac{3kT_e}{2e} + \Delta V \right). \quad (5)$$

Левая часть (5) представляет собой мощность, вводимую в плазму электронами, эмитированными с катода и ускоренными в области катодного падения потенциала. В правой части стоят потери мощности за счет ухода ионов на катод и ухода плазменных электронов на анод. Величина V^* , входящая в последнее выражение, представляет собой среднюю энергию, которую затрачивают быстрые электроны на один акт ионизации с учетом потерь на возбуждение и упругие соударения, T_e – температура электронов в плазме, ΔV – величина отрицательного потенциального барьера вблизи анода.

Тогда условие самоподдержания разряда запишется в виде

$$\Gamma \frac{V_C}{V_2} = 1, \quad (6)$$

где величина

$$V_2 = V^* + \frac{2kT_e}{e} + \Delta V + \Gamma \left(\frac{3kT_e}{2e} + \Delta V \right) \quad (7)$$

есть полная энергия, затрачиваемая на один акт ионизации, в которой учитываются также потери на поддержание некоторой электронной температуры в плазме и потери, связанные с уходом электронов на анод.

Данный подход позволяет вычислить ток разряда как

$$i = i_{\text{ext}} \left(1 + \frac{1+\gamma}{\gamma\delta} \right) = i_{\text{ext}} \left(1 + \frac{1+\gamma}{\Gamma-\gamma} \right) = i_{\text{ext}} K, \quad (8)$$

где K – коэффициент усиления тока внешней эмиссии.

На основе данного подхода можно оценить параметры разряда для условий ВАХ, приведенных на рис. 3. Из эксперимента известны ток разряда и величина катодного падения потенциала, которая фактически равна напряжению горения разряда. Тогда из условия (6) мы можем вычислить обобщенный коэффициент вторичной эмиссии Γ . При вычислениях будем использовать следующие численные значения характерных параметров плазмы полого катода: $eV^* = 70$ эВ, $kT_e = 5$ эВ, $\Delta V = 6$ В. Результаты оценок представлены в таблице.

Прежде всего обращают на себя внимание чрезвычайно высокие значения обобщенного коэффициента вторичной электронной эмиссии. Это означает, что ток внешней эмиссии существенно превышает ток эмиссии с катодной поверхности за счет ионной бомбардировки.

Видно, что с увеличением тока разряда i_d коэффициент Γ уменьшается. Также уменьшается коэффициент δ , а коэффициент усиления тока K увеличивается. Это означает, что с ростом i_d вклад тока внешней эмиссии в ток разряда уменьшается. На наш взгляд, это связано с тем, что с увеличением тока i_d напряжение горения разряда также увеличивается. В результате электроны, стартовавшие с катода, набирают больше энергии в катодном слое и эффект полого катода усиливается. Кроме того, учитывая, что максимум сечения ионизации для азота лежит в области 100 эВ, увеличение падения напряжения на катодном слое, для рассматриваемых условий, приводит к более эффективной ионизации газа в катодной полости. Как следствие, ток ионов на катодную поверхность увеличивается.

В рамках данного подхода можно объяснить чрезвычайно низкое напряжение горения разряда. Для разрядов с полым катодом, в которых ток внешней эмиссии с катода обеспечивается за счет фотоэффекта и автоэлектронной эмиссии с микронеоднотодностей на катодной поверхности,

напряжение горения разряда составляет несколько сотен вольт [8, 16]. В этих условиях величина коэффициента Γ оказывается существенно меньше единицы, а необходимая для прохождения тока концентрация плазмы определяется, главным образом, мощностью, вводимой в плазму электронами, появившимися на поверхности катода вследствие ионной бомбардировки. Поскольку ток внешней эмиссии мал, то требуемая мощность достигается за счет высокого напряжения горения разряда (выражение (6)).

Результаты оценок для характерных условий поддержания разряда

p , Торр	$1.9 \cdot 10^{-3}$						$4.5 \cdot 10^{-3}$					
i_f , А	110			120			110			120		
$i = i_d$, А	10.8	30	42.6	10.8	30	42.6	10.8	30	42.6	10.8	30	42.6
i_C , А	2.04	8.1	13.2	2.1	7	11	2	7.7	12.3	2.2	7.3	10.3
i_T , А	8.76	21.9	29.4	8.7	23	31.6	8.8	22.3	30.3	8.6	22.7	32.3
$V_C \approx V_d$, В	42	52	62	41	48	52	37	44	50	34	40	43
Γ	2.8	2.1	1.68	2.9	2.33	2.1	3.36	2.63	2.21	3.82	3	2.71
γ	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15
i_i , А	2.84	9.66	15.9	2.77	9	13.7	2.48	8.3	13.3	2.2	7.5	11.5
γi_i , А	0.43	1.45	2.38	0.42	1.35	2.1	0.37	1.3	2	0.33	1.13	1.7
i_{ext} , А	7.53	18.9	24.3	7.61	19.6	26.8	7.95	20.4	27.3	8.25	21.4	29.4
$\delta = i_{ext}/\gamma i_i$	17.7	13	10.2	18.3	14.6	13	21.4	16.5	19.7	24.5	19	17.1
$K = i/i_{ext}$	1.43	1.59	1.75	1.42	1.53	1.59	1.36	1.47	1.56	1.31	1.4	1.45

В случае настоящих экспериментов ток внешней эмиссии с термокатада оказывается чрезвычайно высок. Поэтому требуемые для прохождения тока параметры разряда обеспечиваются при напряжениях в несколько десятков вольт.

Из таблицы следует, что с увеличением тока накала термокатада i_f величина тока внешней эмиссии увеличивается, а токи i_i и γi_i снижаются. Это можно объяснить следующим образом. Как отмечалось выше, в используемом подходе параметры разряда самосогласованно подстраиваются так, чтобы обеспечить ток ионов на катод, необходимый для воспроизводства электронов за счет вторичных процессов. Эмитированные электроны, в свою очередь, обеспечивают требуемую концентрацию электронов и ионов в плазме отрицательного свечения, необходимую для прохождения электронного тока на анод и тока ионов на катод.

При увеличении тока накала термокатада ток термоэмиссии увеличивается. В рамках рассматриваемого подхода это означает, что увеличивается ток внешней эмиссии i_{ext} . Тогда для обеспечения того же тока разряда i_d требуется меньший ток эмиссии с катода γi_i . Соответственно параметры разряда подстраиваются так, что ток ионов на катод снижается.

Из таблицы также видно, что величина тока внешней эмиссии оказывается меньше тока i_T . Это означает, что ток на поверхности термокатада переносится не только термоэлектронами, но также и ионами из плазмы отрицательного свечения. Предположим, для определенности, что ток внешней эмиссии с поверхности катода C чрезвычайно мал и им можно пренебречь. Тогда ток ионов на термокатод можно вычислить из следующего соотношения:

$$i_{iT} = \frac{(i_T - i_{ext})}{1 + \gamma}, \quad (9)$$

а ток ионов на катод C $i_{iC} = i_i - i_{iT}$. В условиях рис. 3, а при токе разряда $i_d = 30$ А получим $i_{iT} = 2.63$ А и $i_{iC} = 7$ А. Таким образом основным компонентом тока разряда на поверхности термокатада является ток внешней эмиссии, а ток на поверхности полости C переносится в основном ионами, что характерно для тлеющего разряда низкого давления с полым катодом [8, 12, 16]. Оценки для других точек ВАХ показывают, что доля тока ионов на термокатод может составлять до 20 % от полного тока в цепи термокатада.

Заключение

Проведены исследования разряда с полым катодом и нитью накала (термокатодом) внутри полости. Получены вольт-амперные характеристики для различных токов накала и давлений газа. Показано, что доля тока разряда в цепи термокатада составляет до 70 % от полного тока разряда.

При фиксированной величине полного тока разряда с увеличением давления газа напряжение горения разряда и величина тока в цепи полого катода снижаются. С увеличением тока накала термокатода при фиксированной величине полного тока разряда напряжение горения разряда снижается.

Дана интерпретация вольт-амперных характеристик на основе модели разряда с полым катодом, которая учитывает вклад термоэмиссии в ток эмиссии с катода как ток внешней эмиссии. Показано, что для рассматриваемого типа разряда обобщенный коэффициент вторичной электронной эмиссии оказывается значительно больше единицы. Это означает, что ток внешней эмиссии существенно превышает ток эмиссии с катодной поверхности за счет ионной бомбардировки. Тем не менее оценки параметров разряда показали, что ток на поверхности термокатода переносится как термоэлектронами, так и ионами из плазмы отрицательного свечения. Доля тока ионов на термокатод может составлять до 20 % от полного тока на термокатод. При этом ток на поверхности катодной полости переносится главным образом ионами. Поэтому данный тип разряда можно характеризовать как тлеющий разряд с полым катодом и внешней инжекцией электронов.

Дано объяснение чрезвычайно низкой величине напряжения горения разряда. Оно обусловлено высокой величиной тока внешней эмиссии с поверхности термокатода. В результате величина мощности, необходимая для поддержания требуемой для прохождения тока концентрации плазмы, достигается при низкой величине катодного падения потенциала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Akishev Y.S., Karal'nik V.B., Petryakov A.V., et al. // *Plasma Phys. Rep.* – 2016. – V. 42. – No. 1. – P. 14.
2. Gavrilov N.V. and Kamenetskikh A.S. // *Rev. Sci. Instrum.* – 2004. – V. 75. – P. 1875.
3. Dewald E., Frank K., Hoffman D.H.H., et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 1997. – V. 25. – P. 272.
4. Yushkov G.Y. // *Rev. Sci. Instrum.* – 2004. – V. 75. – P. 1582.
5. Bergmann K., Vieker J., and Wezyk A. // *J. Appl. Phys.* – 2016. – V. 120. – No. 14. – P. 143302.
6. Borisov V.M., Eltsov A.V., Ivanov A.S., et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2004. – V. 37. – P. 3254.
7. Rosier O., Apetz R., Bergmann K., et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2004. – V. 32. – P. 240.
8. Korolev Y.D. and Koval N.N. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2018. – V. 51. – No. 32. – P. 323001.
9. Lamba R.P., Pathania V., Meena B.L., et al. // *Rev. Sci. Instrum.* – 2015. – V. 86. – No. 10. – P. 103508.
10. Yan J.Q., Shen S.K., Wang Y.A., et al. // *Rev. Sci. Instrum.* – 2018. – V. 89. – No. 6. – P. 065102.
11. Frank K. and Christiansen J. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 1989. – V. 17. – No. 5. – P. 748–753.
12. Korolev Y.D. and Frank K. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 1999. – V. 27. – P. 1525.
13. Lin M., Liao H., Liu M., et al. // *J. Instrum.* – 2018. – V. 13. – P. 04004.
14. Kumar N., Pal D.K., Jadon A.S., et al. // *Rev. Sci. Instrum.* – 2016. – V. 87. – No. 3. – P. 033503.
15. Zhang J. and Liu X. // *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* – 2017. – V. 24. – No. 4. – P. 2050–2055.
16. Korolev Y.D., Landl N.V., Geyman V.G., et al. // *Phys. Plasmas.* – 2018. – V. 25. – No. 11. – P. 113510.
17. Ландль Н.В., Королев Ю.Д., Гейман В.Г., Франц О.Б. // *Изв. вузов. Физика.* – 2017. – Т. 60. – № 8. – С. 13–20.
18. Ландль Н.В., Королев Ю.Д., Гейман В.Г. и др. // *Изв. вузов. Физика.* – 2017. – Т. 60. – № 8. – С. 5–12.
19. Korolev Y.D., Landl N.V., Geyman V.G., et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2015. – V. 43. – No. 8. – P. 2349–2353.
20. Korolev Y.D., Landl N.V., Geyman V.G., et al. // *Plasma Phys. Rep.* – 2018. – V. 44. – No. 1. – P. 110–117.
21. Kondrat'eva N.P., Koval N.N., Korolev Y.D., and Schanin P.M. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1999. – V. 32. – P. 699.
22. Воробьев М.С., Девятков В.Н., Коваль Н.Н., Сулакшин С.А. // *Изв. вузов. Физика.* – 2017. – Т. 60. – № 8. – С. 109–114.
23. Denisov V.V., Akhmadeev Y.H., Lopatin I.V., et al. // *Book Series: IOP Conf. Series. – Materials Science and Engineering.* – 2015. – V. 81. – P. 012067.
24. Lopatin I.V., Akhmadeev Y.H., and Koval N.N. // *Rev. Sci. Instrum.* – 2015. – V. 86. – P. 103301.
25. Koval N.N., Ivanov Y.F., Lopatin I.V., et al. // *Russ. J. General Chem.* – 2015. – V. 85. – P. 1326.
26. Koval N.N., Ryabchikov A.I., Sivin D.O., et al. // *Surf. Coat. Technol.* – 2018. – V. 340. – P. 152.
27. Akhmadeev Y.H., Denisov V.V., Koval N.N., et al. // *Plasma Phys. Rep.* – 2017. – V. 43. – No. 1. – P. 67.
28. Девятков В.Н., Коваль Н.Н. // *Изв. вузов. Физика.* – 2017. – Т. 60. – № 9. – С. 44–48.

29. Kozyrev A.V., Korolev Y.D., Rabotkin V.G., and Shemyakin I.A. // J. Appl. Phys. – 1993. – V. 74. – No. 9. – P. 5366–5371.
30. Ul'yanov K.N. // High Temp. – 1999. – V. 37. – P. 337.
31. Pitchford L.C., Ouadoudi N., Boeuf J.P., et al. // J. Appl. Phys. – 1995. – V. 78. – P. 77.
32. Korolev Y.D., Frants O.B., Landl N.V., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2013. – V. 41. – No. 8. – P. 2087.
33. Korolev Y.D., Landl N.V., Geyman V.G., et al. // Plasma Phys. Rep. – 2016. – V. 42. – No. 8. – P. 799–807.

Поступила в редакцию 13.09.19.

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Ландль Николай Владимирович, к.ф.-м.н., науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: landl@lnp.hcei.tsc.ru;

Королёв Юрий Дмитриевич, д.ф.-м.н., профессор, гл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: korolev@lnp.hcei.tsc.ru;

Гейман Владимир Гарьевич, науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: geyman@lnp.hcei.tsc.ru;

Франц Олег Борисович, науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: frants@lnp.hcei.tsc.ru;

Шемякин Илья Александрович, ст. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: shemyakin@lnp.hcei.tsc.ru;

Касьянов Владимир Сергеевич, аспирант ИСЭ СО РАН, e-mail: kasianov_vs@bk.ru;

Лопатин Илья Викторович, к.т.н., ст. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: lopatin@opee.hcei.tsc.ru;

Ковальский Сергей Сергеевич, мл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: skov@sibmail.com.

УДК 537.525

DOI: 10.17223/00213411/62/11/68

Д.В. ДУХОПЕЛЬНИКОВ, Д.В. КИРИЛЛОВ

ИСПАРЕНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЙ-АЛЮМИНИЕВОГО КАТОДА В ВАКУУМНО-ДУГОВОМ РАЗРЯДЕ

Проведено описание экспериментальных работ по испарению кремния в вакуумно-дуговом разряде в непрерывном режиме при наложении внешнего аorchного магнитного поля. Приведены вольт-амперные характеристики разряда и скорости движения катодных пятен по поверхности катода при различных значениях индукции внешнего магнитного поля. Показано, что скорость эрозии кремниевого катода зависит от величины индукции магнитного поля. В образцах покрытий кремния, напылённых в непрерывном режиме, получены данные по размерам капель в диапазоне диаметров от 30 нм до 5 мкм оптическим и зондовым микроскопами. Показано, что при увеличении индукции магнитного поля происходит снижение плотности потока капель и массовой доли капель в покрытиях.

Ключевые слова: вакуумная дуга, кремний, капли, скорость движения, катодное пятно, аorchное поле, эрозия, покрытие.

Введение

Тонкие плёнки из чистого кремния и кремнийсодержащие плёнки находят применение во многих отраслях промышленности. Плёнки кремния, имеющие аморфную или нанокристаллическую структуру, применяются при производстве солнечных батарей, а также в медицине в качестве антимикробных покрытий для инструмента и для имплантов [1]. Плёнки оксидов и нитридов кремния используются в микроэлектронике и при производстве светодиодов. Перспективно применение покрытий из кремния в анодах литий-ионных аккумуляторов для повышения их ёмкости и увеличения количества циклов заряд – разряд [2]. Оксид кремния широко применяется в оптике. Керамики, содержащие кремний, такие, как Ti–Cr–Si–N, Ti–Al–Si–N, Al–Cr–Si–N, применяются в качестве износостойких покрытий на металлорежущий инструмент [3].

Наиболее распространёнными методами получения плёнок кремния и его соединений являются CVD-методы, такие, как жидкофазная эпитаксия, золь-гель-метод, плазмохимическое осаждение из газовой фазы. Плёнки кремния также осаждаются магнетронным распылением в вакууме и ионно-лучевым распылением [4, 5]. Эти методы позволяют получать плотные плёнки кремния высокой чистоты с хорошей адгезией к подложке. Существенным недостатком этих методов является низкая скорость роста покрытий. Альтернативным методом нанесения кремниевых и кремнийсодержащих покрытий является вакуумно-дуговое испарение [6–9]. В этом случае вакуумно-дуговой разряд горит на поверхности холодного катода из кремния. Испаряемый материал катода формирует покрытие на деталях как в чистом виде, так и в виде его соединений с реактивным газом. Этот метод обеспечивает высокую плотность материала покрытия, хорошую адгезию к поверхности, высокую производительность и стабильность. Эта технология применяется для нанесения защитных, декоративных, износостойких, в том числе алмазоподобных, покрытий [10, 11].

Как правило, исследования дуговых разрядов в вакууме с кремниевым катодом относятся к импульсным [12] или периодическим [13] разрядам, которые недостаточно эффективны для применения в промышленности. При непрерывном испарении в вакуумно-дуговом разряде происходит термодинамическое разрушение кремниевого катода вследствие неравномерного распределения подводимой мощности малоподвижным катодным пятном. Избежать этого возможно при организации принудительного движения катодных пятен по поверхности катода [7, 8] или работой в периодическом режиме [13]. В работе [6] проводилось испарение кремния в вакуумно-дуговом разряде с внешним аorchным магнитным полем в непрерывном режиме в течение длительного времени. В этом случае катодные пятна двигались по замкнутой траектории, определяемой конфигурацией магнитной системы, со скоростью, пропорциональной касательной составляющей индукции магнитного поля, что обеспечивало равномерный подвод мощности к рабочей поверхности катода. Применение такой схемы для испарения чистого кремния, его сплавов или совместно с

другими материалами (титаном, алюминием, хромом) позволяет проводить технологические процессы нанесения плотных кремниевых или кремнийсодержащих покрытий без термодформационного разрушения катода с сохранением высокой производительности и при одновременном снижении капельной фазы в продуктах эрозии.

В работе [6] была показана возможность получения гладких однородных покрытий кремния с удовлетворительной адгезией методом вакуумно-дугового испарения. Одной из важных характеристик подобных покрытий является массовая доля капель и их размер в покрытии. Было показано, что капли кремния в покрытиях имеют размеры от 30 нм до 5 мкм. Форма капель – плоская и имеет форму тора («катола»). Отношение высоты капли к диаметру у большей части капель составляет от 0.02 до 0.08. Плоская форма капель говорит о том, что капли на поверхность подложки приходят в жидком состоянии вне зависимости от их размера.

При этом в литературе практически отсутствуют данные о характеристиках вакуумно-дугового разряда на кремнии, в том числе в присутствии арочного магнитного поля. Недостаточно изучены продукты эрозии кремния, в частности капельная фаза, осаждающаяся на подложке и приводящая к дефектам покрытия. Рассмотрению этих вопросов посвящена данная статья.

Эксперимент

Работа проводилась на торцевом вакуумно-дуговом испарителе с диаметром катода 150 мм [6]. Материалом катода являлся поликристаллический сплав кремния (90 %) и алюминия (10 %) в виде пластины толщиной 8 мм, припаянной к медному основанию. Ток разряда составлял от 40 до 120 А при напряжении 19–26 В. При помощи электромагнитной системы создавалось арочное магнитное поле. Это обеспечивало движение катодных пятен с увеличенной скоростью по окружности, радиус которой определялся соотношением токов в катушках магнитной системы испарителя. В центре арки магнитного поля в зоне движения катодных пятен величина индукции лежала в диапазоне от 2.5 до 11 мТл. Работа дугового испарителя при меньших индукциях магнитного поля не рассматривалась, так как при низкой скорости движения катодных пятен могло произойти термодформационное разрушение катода из-за его локального перегрева. В качестве источника питания применялся сварочный инвертор EWM Tetrix 230 AC/DC. Инициация дуги обеспечивалась инжекцией плазмы в межэлектродный зазор.

Скорость движения катодных пятен определялась фоторегистрацией трека. Скоростная видеокамера VS-FAST NG (ООО «Видеоскан», Россия) располагалась напротив торцевой части дугового испарителя перпендикулярно поверхности катода дугового испарителя. Значения скорости вычислялись из измеренной длины трека и известного времени выдержки.

Скорость эрозии определялась путём прямого взвешивания катода после 5 мин непрерывной работы при токе 100 А и при магнитных полях от 2.5 до 12.5 мТл. Взвешивание проводилось на аналитических весах Sartorius Cubius MSE с дискретностью отсчёта 1 мг.

Исследование дисперсного состава капельной фазы проводилось непосредственно на осаждённых покрытиях. Покрытия осаждались на подложки из флот-стекла М1 размером 30×40×3 мм. Расстояние до катода составляло 240 мм, подложки располагались перпендикулярно потоку материала. Время осаждения составило 15 с и выбиралось исходя из следующих критериев: 1) на подложке должно быть достаточное количество капель для анализа; 2) не должно быть наложения капель друг на друга; 3) не должно быть полного замуравывания капель в растущей плёнке. Толщина покрытия при этом составляла от 20 до 35 нм. Данные о размерах капель были получены путём прямого измерения среднего диаметра капель на микрофотографиях подложек, сделанных при различных увеличениях на атомно-силовом микроскопе Bruker MultiMode 8 (капли размером от 0.01 до 1.00 мкм) и лазерном конфокальном микроскопе Carl Zeiss LSM700 (капли размером от 1 до 10 мкм). Для охвата всего диапазона размеров капель был получен ряд микрофотографий с различными разрешениями: 0.340, 0.170, 0.066, 0.078, 0.019 и 0.002 мкм/точку соответственно (рис. 1). Микрофотографии и микропрофилограммы покрытия, полученные с помощью атомно-силового микроскопа, показали, что покрытия сплошные и не имеют островковой структуры.

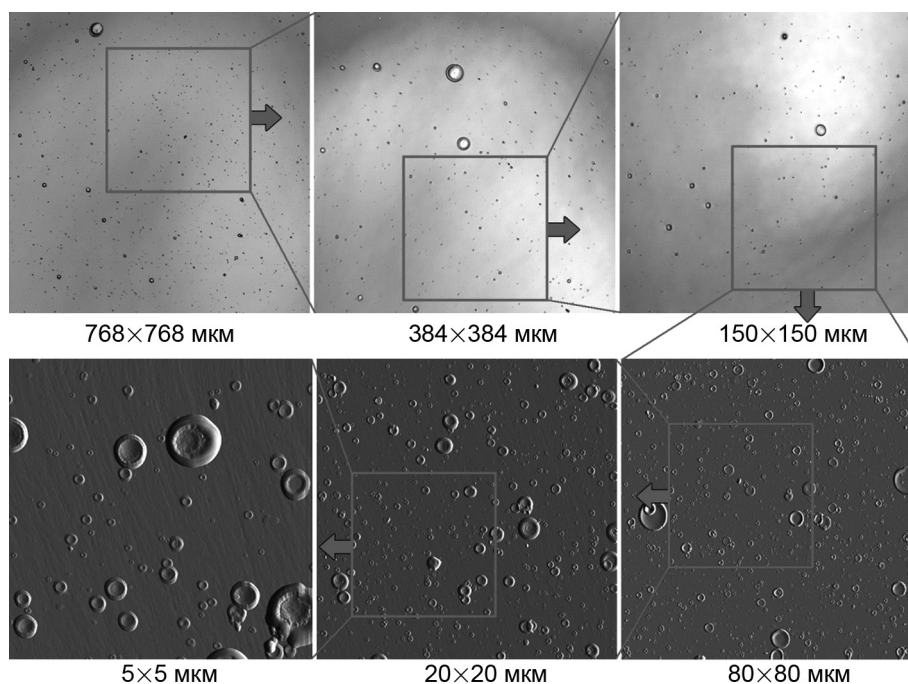


Рис. 1. Примеры кремниевых покрытий с различным увеличением. Увеличиваемые области показаны условно. Время осаждения кремния – 15 с

Результаты

В плазме вакуумно-дугового разряда степень ионизации составляет практически 100 %, и даже слабые магнитные поля (порядка 0.2 мТл) могут оказывать заметное влияние на вольт-амперные характеристики (ВАХ) дугового разряда. Также повышение напряжения разряда увеличивает температуру электронов и может способствовать дополнительному нагреву плазмы. Полученные ВАХ дугового разряда на кремнии аналогичны характеристикам разряда на металлическом катоде: характер ВАХ разряда на кремнии – растущий. Увеличение индукции магнитного поля с 2 до 13 мТл приводит к увеличению напряжения разряда с 19 до 25 В (рис. 2). Увеличение напряжения разряда обусловлено увеличением падения напряжения в прикатодной области, что, в свою очередь, является следствием снижения проводимости плазмы поперёк силовых линий арочного магнитного поля.

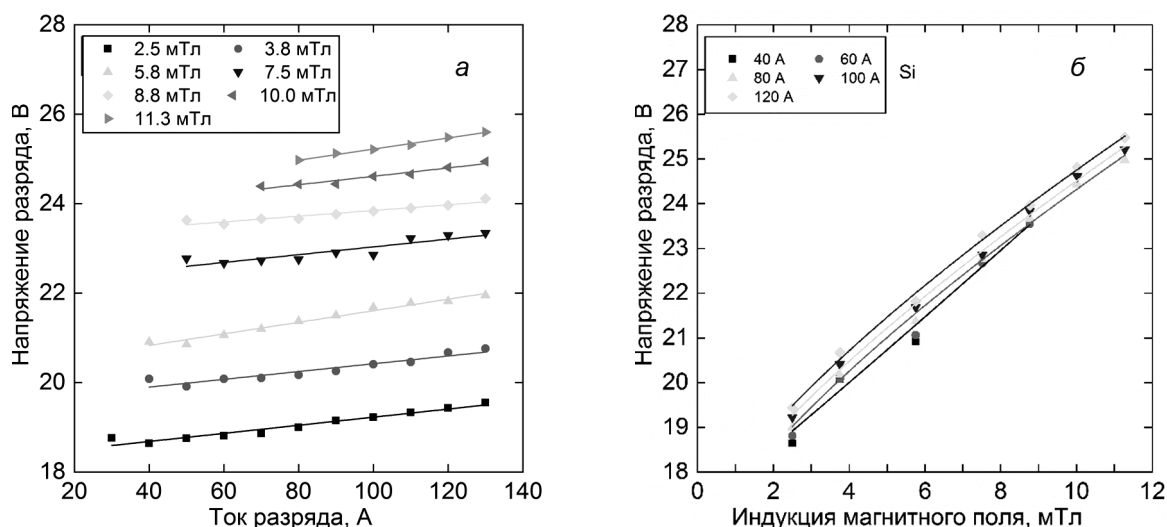


Рис. 2. Влияние индукции магнитного поля на ВАХ вакуумно-дугового разряда на кремнии

Увеличение индукции магнитного поля с 2 до 12 мТл также приводит к увеличению скорости движения катодных пятен по поверхности катода с 2 до 4.5 м/с (ток разряда 100 А) (рис. 3). Трек

движения катодных пятен по поверхности катода в арочном магнитном поле представляет собой ломаную кривую, проходящую по центру арки магнитного поля. С увеличением индукции магнитного поля ломаная линия спрямляется, что вызывает увеличение скорости движения катодных пятен. Пределом увеличения скорости движения катодных пятен является значение, соответствующее полностью спрямлённой кривой.

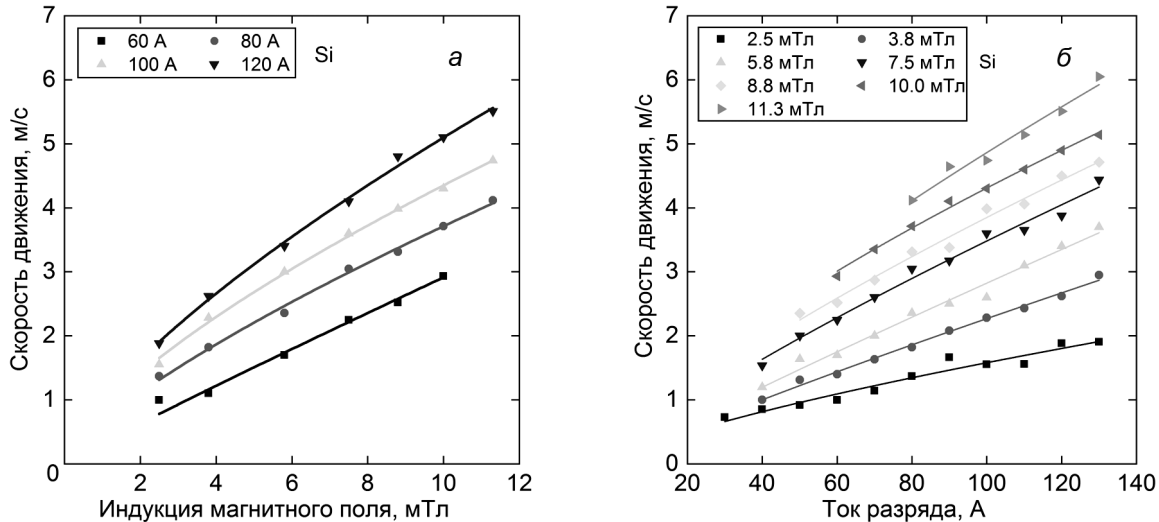


Рис. 3. Влияние индукции магнитного поля и тока разряда на скорость движения катодных пятен по поверхности катода

Скорость эрозии катода дугового испарителя рассчитывалась из разницы масс Δm до и после непрерывной работы как [14]

$$E_r = \frac{\Delta m}{I_p t}, \quad (1)$$

где Δm – убыль массы катода, кг; t – время непрерывной работы, с; I_p – ток разряда, А.

Были получены значения скорости эрозии кремниевого катода при различных индукциях магнитного поля, а также влияние магнитного поля на скорость эрозии (рис. 4). Показано, что скорость эрозии при увеличении индукции арочного магнитного поля снижается. Полученные значения скорости эрозии для кремния в 1.5 раза больше, чем для титана, и примерно соответствуют значениям E_r для алюминия. Снижение скорости эрозии может быть обусловлено снижением эмиссии ионов, капель или потока нейтральных атомов из кратера катодного пятна.

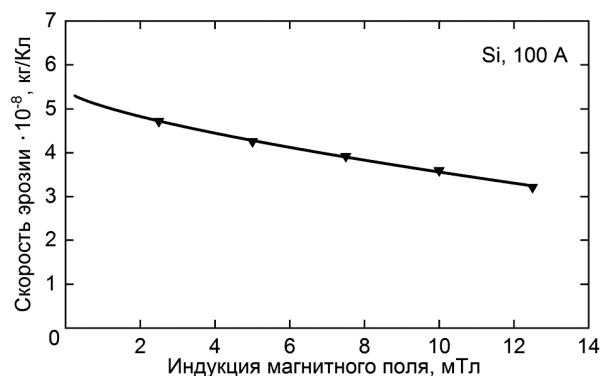


Рис. 4. Влияние индукции магнитного поля на скорость эрозии кремниевого катода

Эффект снижения скорости эрозии в арочном магнитном поле до недавнего времени не принимался в расчёт при проектировании дуговых испарителей. Однако приведённые данные показывают, что снижение E_r может быть существенно при работе с полями индукцией 4 мТл и более.

Данные о размерах капель на подложке были получены при токах разряда 100 А и при трёх значениях индукции ародного магнитного поля: 2.5, 6.25 и 12.5 мТл. Для каждого режима было проведено измерение среднего размера 2–3 тысяч капель в указанном диапазоне размеров. Гистограммы плотности потока капель на подложку (рис. 5) были получены как

$$\dot{n} = \frac{n_a}{S \cdot t}, \quad (2)$$

где n_a – общее количество капель, измеренное на площади образца S , осаждённое за время t .

Из рис. 5, где приведены раздельно данные для диапазонов размеров до 1 мкм (а) и от 1 до 5 мкм (б) ввиду большой разницы в значениях плотности потока капель на подложку, следует, что при наложении магнитного поля количество капель на подложке снижается в 1.5–2 раза, что подтверждает данные, полученные в [15].

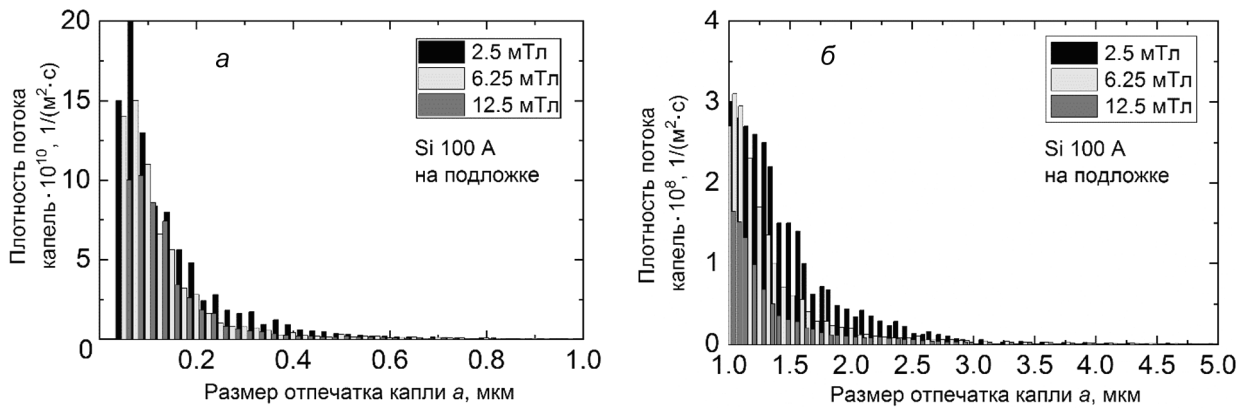


Рис. 5. Гистограммы плотности потока капель на подложку

Согласно данным [6], капли проходят на подложку в жидком виде и деформируются после соударения. Размер отпечатка капли на подложке в 2.5–3.5 раза больше, чем диаметр капли до соударения. Последующие расчёты функции распределения капель по диаметрам и распределения массы капель по фракциям выполнены для капель до соударения с подложкой. При этом размер капель соответствующим образом пересчитан.

Размер капель, которые переносят большую часть массы потока капель, был определён из функции распределения массы капель между фракциями капель $f_m(a)$ (рис. 6):

$$f_m(a) = \frac{1}{m_\Sigma} \frac{\Delta m(a)}{\Delta a} = \frac{1}{n \int f(a) m(a) da} \frac{m(a) \Delta n(a)}{\Delta a} = \frac{m(a) f(a)}{\int f(a) m(a) da}, \quad (3)$$

где $\Delta m(a)$ – доля от общей массы капель m в потоке, имеющих размер $a \pm \Delta a$; m_Σ – общая масса капель.

Функция распределения капель по диаметрам отпечатка $f(a)$ является вероятностью обнаружения величины a в диапазоне Δa и вычисляется согласно выражению вида

$$f(a) = \frac{1}{\dot{n}} f^*(a_i) \approx \frac{1}{\dot{n}} \frac{\Delta \dot{n}_{a_i}}{\Delta a_i} \quad (4)$$

при условии, что значение Δa_i минимально. При расчётах значение Δa_i (интервал диапазона размеров отпечатков капель) было принято равным 25 нм. Значение плотности потока капель $\Delta \dot{n}_{a_i}$ в диапазоне размеров Δa_i берётся из результатов измерений. Функция $f^*(a_i)$ – ненормированная функция распределения капель по размерам.

Значение общего потока капель \dot{n} рассчитывается из условия

$$\frac{1}{\dot{n}} \int f^*(a) da = \int f(a) da = 1. \quad (5)$$

Таким образом, \dot{n} может быть найдено как

$$\dot{n} = \int f^*(a) da \quad (6)$$

и находится непосредственно из полученных экспериментальных данных.

Из функции $f_m(a)$ получено, что 70 % потока массы, переносимой капельной фазой, приходится на капли с размером в плазме от 0 до 1.1 мкм (от 0 до 2.8 мкм размер отпечатков капель на подложке). Таким образом, для снижения массовой доли капель в плазме необходимо снижать количество именно этого диапазона размеров капель.

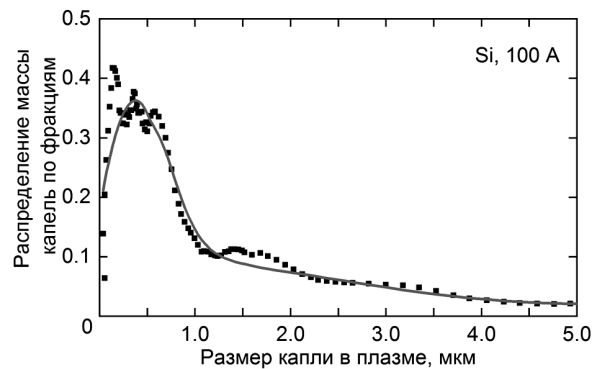


Рис. 6. Функция распределения массы капель между фракциями капель

Чтобы количественно охарактеризовать эффект снижения количества капельной фазы, была рассчитана массовая доля капельной фазы γ_m в покрытиях при различных индукциях магнитного поля:

$$\gamma_m = \frac{m_k / S}{m_k / S + m_n / S}, \quad (7)$$

где m_k / S – масса капель в покрытии площадью S ; m_n / S – масса покрытия площадью S .

Значение m_k / S было оценено на основе измерения толщины покрытия в районе, где отсутствуют капли материала. Масса капель была найдена как

$$\frac{m_k}{S} = n_k \int n(a) m(a) da = \frac{\pi}{4} n_k \rho \int f(a) a^3 A(a) da. \quad (8)$$

Расчёт массовой доли капельной фазы проводился для различных значений индукции магнитного поля при одинаковом токе разряда 100 А. Показано (рис. 7), что массовая доля капельной фазы в кремниевом покрытии составляет от 0.20 до 0.30, причём увеличение индукции приводит к снижению массовой доли капель кремния в вакуумно-дуговом разряде в 1.5 раза.

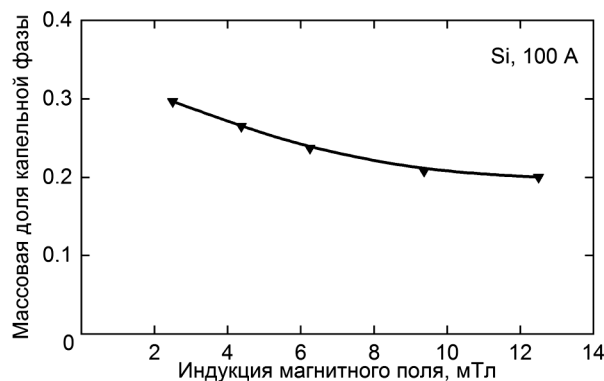


Рис. 7. Влияние индукции магнитного поля на массовую долю капельной фазы в кремниевом покрытии

Заключение

Применение арочного магнитного поля позволяет повысить скорость движение катодных пятен и организовать управление их траекторией. Это обеспечивает возможность испарения хрупких полупроводниковых материалов, в том числе кремния, и получение кремниевых покрытий со сниженной долей капельной фазы.

Показано, что арочное магнитное поле приводит к снижению плотности потока капель в 1.5–2 раза и снижению массовой доли капельной фазы в покрытиях, которая составила от 0.2 до 0.3 в зависимости от величины индукции магнитного поля.

Вольт-амперные характеристики вакуумно-дугового разряда на кремнии с арочным магнитным полем имеют возрастающий характер, и при токе разряда 100 А изменение индукции магнитного поля с 2.5 до 12 мТл приводит к увеличению напряжения разряда с 19 до 25 В.

Увеличение индукции арочного магнитного поля с 2.5 до 12 мТл приводит к снижению скорости эрозии катода с $4.7 \cdot 10^{-8}$ до $3.2 \cdot 10^{-8}$ кг/Кл.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Laranjeira M.S., Carvalho A., Pelaez-Vargas A., et al. // *Sci. Technol. Adv. Mater.* – 2014. – V. 15. – No. 2. – P. 025001. DOI:10.1088/1468-6996/15/2/025001.
2. Ge M., Fang X., and Rong J. // *Nanotechnology.* – 2013. – V. 24. – No. 42. – P. 422001. DOI:10.1088/0957-4484/24/42/422001.
3. Timchenko N.A., Zubavichus Y.V., and Krysina O.V. // *J. Surf. Investig.* – 2016. – V. 10. – Iss. 2. – P. 425–428. DOI: 10.1134/S1027451016020373.
4. Sharapov V.M., Zimin A.M., Krivitsky S.E., et al. // *J. Surf. Investig. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques.* – 2015. – V. 9. – Iss. 4. – P. 673–678. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1027451015040187>.
5. Духопельников Д.В., Булычев В.С., Воробьев Е.В. // *Вестник Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки.* – 2018. – № 1 (76). – С. 95–103.
6. Духопельников Д.В., Кириллов Д.В., Булычев В.С. // *Все материалы. Энциклопедический справочник.* – 2015. – № 12. – С. 18–24.
7. Духопельников Д.В., Жуков А.В., Кириллов Д.В. и др. // *Измерительная техника.* – 2005. – № 10. – С. 42–44.
8. Ryabchikov A.I., Sivin D.O., Ananin P.S., et al. // *J. Industrial Pollution Control.* – 2016. – V. 32. – Iss. 2. – P. 406–410.
9. Timerkaev B.A. and Andreeva A.A. // *J. Phys.: Conf. Series.* – 2018. – V. 1058. – Iss. 1. – P. 012071. DOI: 10.1088/1742-6596/1058/1/012071.
10. Mironov Y.M., Stepanov R.O., Osipkov A.S., et al. // *5th Int. Workshop on Computer Science and Engineering: Information Processing and Control Engineering, WCSE 2015-IPCE.* – Moscow: Bauman Moscow State Technical University, Russian Federation, 2015. – P. 112346.
11. Osipkov A.S., Bashkov V.M., Belyaeva A.O., et al. // *IOP Conf. Series: Mater. Sci. Eng.* – 2015. – V. 74. – Iss. 1. – P. 012013. DOI: 10.1088/1757-899X/74/1/012013.
12. Anders A. and Yushkov G.Yu. // *J. Appl. Phys.* – 2002. – V. 91. – No. 8. – P. 4824–4832. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.1459619>.
13. Tripathi R.K., Panwar O.S., and Rawal I. // *J. Taiwan Institute of Chemical Engineers.* – 2018. – V. 86. – P. 185–191. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jtice.2018.01.051>.
14. Daalder J.E. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1975. – V. 8. – No. 14. – P. 1647–1659. DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/8/14/009>.
15. Swift P.D. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1996. – V. 29. – No. 7. – P. 2025–2031. DOI: 10.1088/0022-3727/29/7/041.

Поступила в редакцию 13.09.19.

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
г. Москва, Россия

Духопельников Дмитрий Владимирович, к.т.н., доцент МГТУ им. Н.Э. Баумана, e-mail: duh@bmstu.ru;

Кириллов Даниил Вячеславович, к.т.н., доцент МГТУ им. Н.Э. Баумана, e-mail: kirillovdv@bmstu.ru.

УДК 537.529, 51-73, 51-74, 519.6:533.6

DOI: 10.17223/00213411/62/11/75

В.В. КУЗЕНОВ, С.В. РЫЖКОВ, А.В. СТАРОСТИН

СИСТЕМА ИМПУЛЬСНЫХ СТРУЙ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ *

Проведено численное моделирование взаимодействия импульсных плазменных струй, генерируемых капиллярным разрядом при атмосферном давлении. Рассмотрено взаимодействие импульсных плазменных струй и ударной волны. Моделируются режимы истечения плазменных струй, сформированных капиллярным разрядом с испаряющейся стенкой. Представлены результаты для нескольких капиллярных каналов и расчет импульсных струй капиллярного разряда с испаряющейся стенкой.

Ключевые слова: капиллярный разряд, магнитное поле, математическая модель, газодинамические процессы.

В данной работе рассматривается капиллярный разряд с испаряющейся стенкой [1–3]. Этот разряд представляет собой мощный импульсный плазмодинамический разряд, плазма которого создается в диэлектрическом цилиндрическом канале, заполненном для облегчения электрического пробоя металлизированным порошком. При этом импульсный электрический ток протекает через цилиндрический канал и формирует в нем плотную горячую плазму, которая истекает через выходное сечение, имея высокую излучательную способность. Импульсный капиллярный разряд является одним из сравнительно простых способов получения плотной плазмы. Известно, что данный тип разряда характеризуется продолжительной, достаточно устойчивой в атмосфере плазменной структурой импульсной струи.

Будем считать, что n_g – это граничная безразмерная величина обобщенной степени нерасчетности n , разделяющая дозвуковой и сверхзвуковой режимы импульсного истечения плазмы. При этом предположим, что давление внутри канала капиллярного разряда слабо отличается от давления на срезе сопла, через которое происходит истечение в затопленное пространство. Тогда при $n > n_g$ реализуется сверхзвуковой режим истечения плазмы [4], при котором в плазменных струях образуются ударно-волновые структуры (бочки), характерные для стационарных газовых струй. Ударно-волновые структуры состоят из диска Маха, висячего скачка уплотнения и отраженной ударной волны, а количество бочек зависит от второго критериального числа β . При этом в сверхзвуковом режиме, если выполняется условие $n > n_g$ и $\Delta t \rightarrow \infty$, вблизи сопла плазмотрона/капиллярного разряда образуется только одна группа бочек. Дальнейшее увеличение n приводит к росту характерных размеров бочки. При низких давлениях среды или $n \rightarrow \infty$ бочка не образуется и реализуется режим импульсного истечения плазмы.

Математическая модель и численная методика приведена и описана в работах авторов [5–7]. Структура ударных волн одиночной эрозионной плазменной струи капиллярного разряда показана на рис. 1: 1 – косая ударная волна (граница струи); 2 – висячая ударная волна; 3 – отраженная ударная волна; 4 – центральная ударная волна (диск Маха).

На рис. 2–5 показаны результаты проведенных расчетов: поле температуры T и числа Маха, а также распределения магнитного поля и магнитного давления P_m (диапазон изменения $P_m = 10$ –100 атм) на разные моменты времени. Параметры для всех нижеприведенных графиков приведены в таблице. Невозможной газовой средой является воздух.

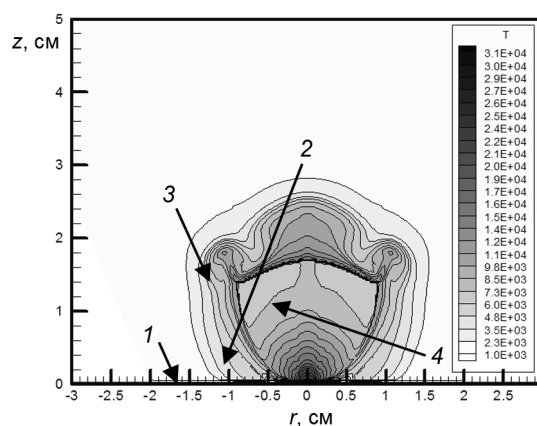


Рис. 1. Распределение температуры T , К для импульсной струи капиллярного разряда на момент времени $t = 11.3$ мкс

* Представленные результаты получены в рамках выполнения госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 13.5240.2017/8.9.

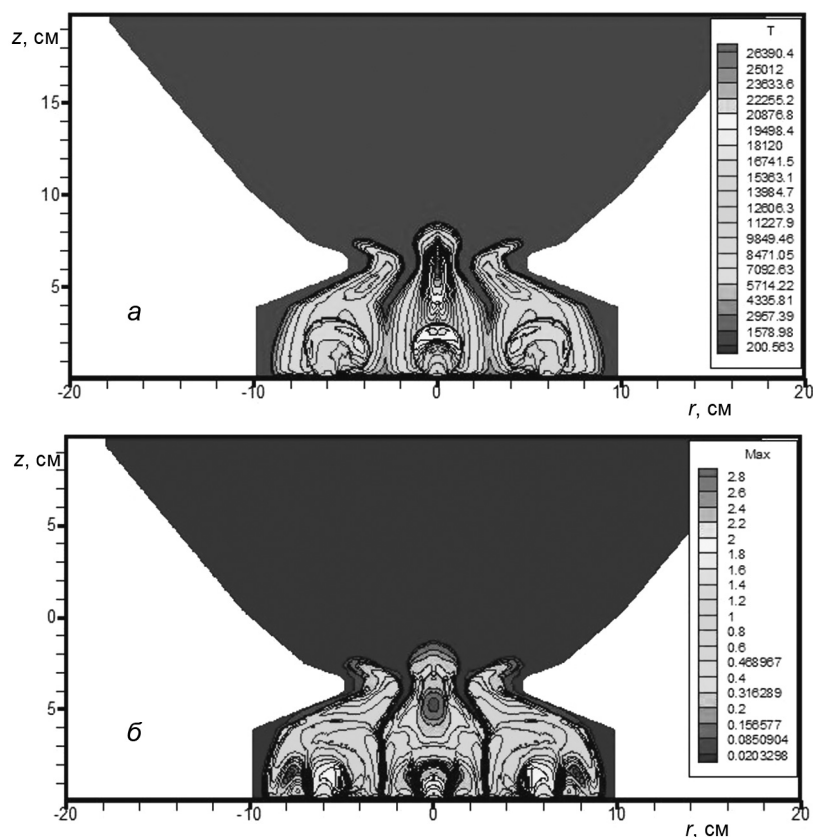


Рис. 2. Пространственные распределения температуры T , К и числа Маха при наличии внешнего магнитного поля ($P_m = 100$ атм) на момент времени $t = 11.3$ мкс. Теплофизические параметры плазмы на срезе капиллярного разряда: $W = 2.7$ кДж, $t_{\text{хар}} = 25$ мкс

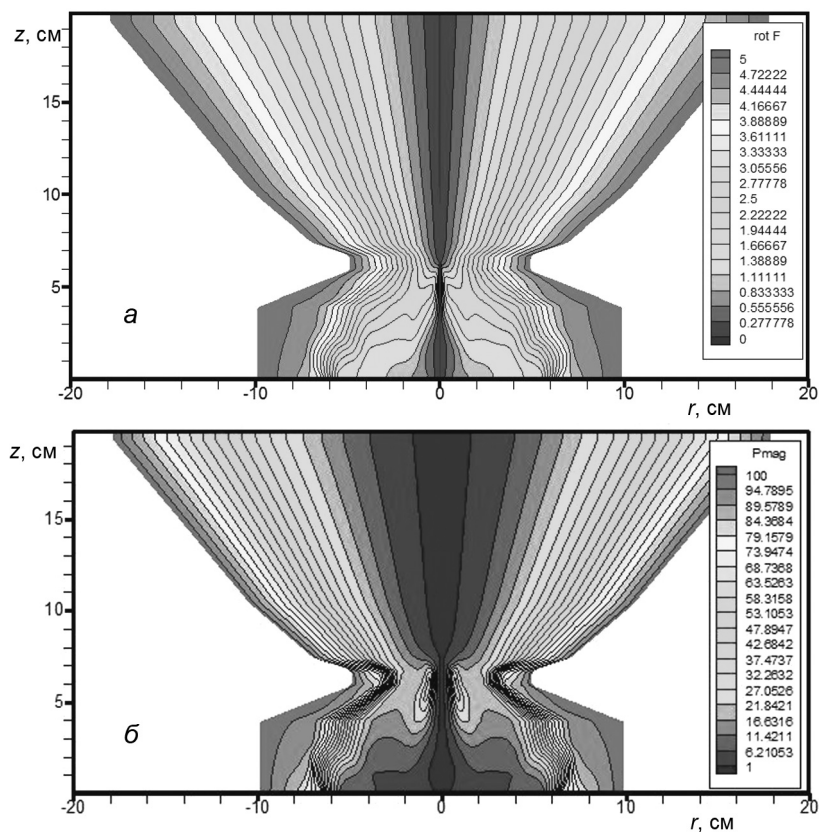


Рис. 3. Пространственные распределения магнитного поля B , Тл и магнитного давления на момент времени $t = 11.3$ мкс

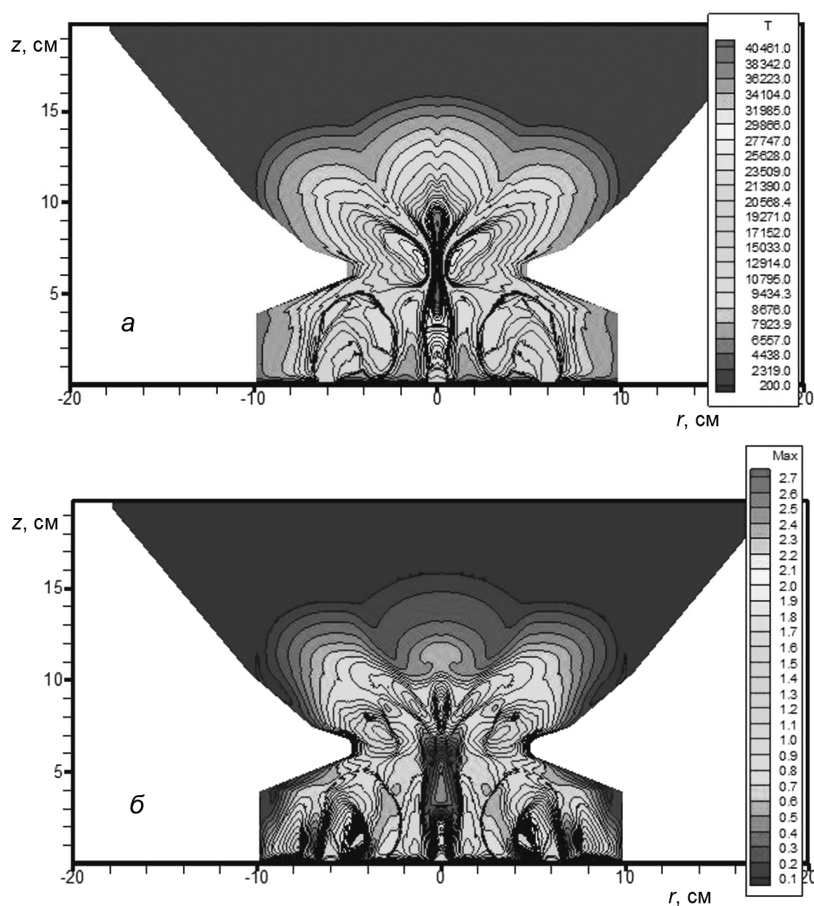


Рис. 4. Пространственные распределения температуры T , К и числа Маха при наличии внешнего магнитного поля ($P_m = 100$ атм) на момент времени $t = 20.7$ мкс

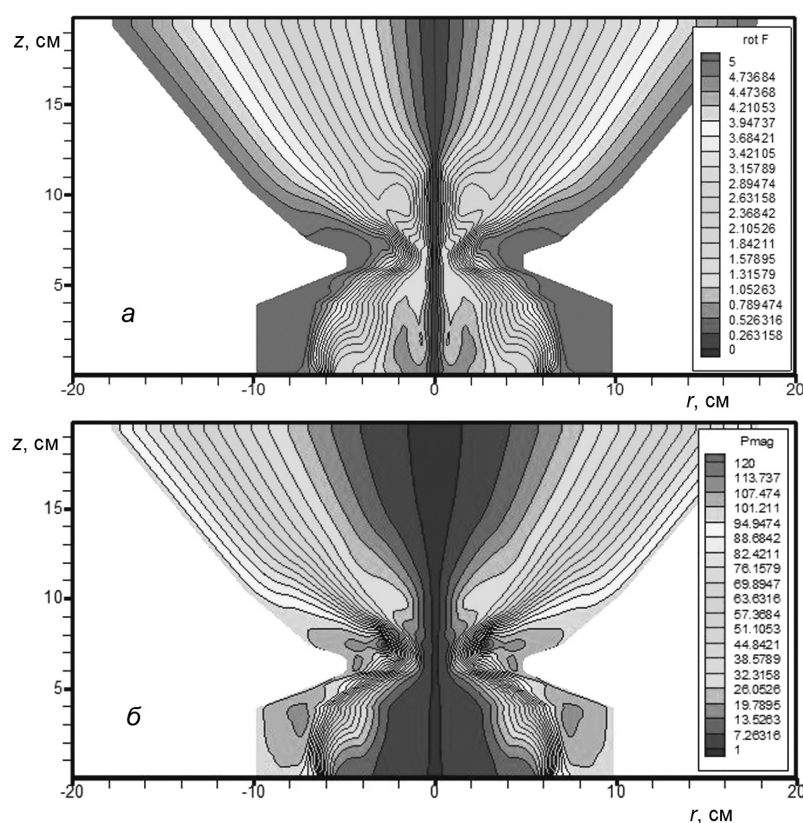


Рис. 5. Пространственные распределения внешнего магнитного поля B , Тл и магнитного давления при $t = 20.7$ мкс

Основные параметры капиллярного разряда

Параметры	Обозначение	Величина
Давление	P	1 атм
Температура	T	300 К
Запасаемая энергия в емкостном накопителе	W	2.7 кДж
Характерное время энерговклада	$t_{\text{хар}}$	25 мкс
Диаметр капилляра	d	10 мм
Длина капилляра	L	50 мм
Изменение степени нерасчетности на выходе из капилляра с течением времени	n	5–140

В заключение отметим, что в данной работе исследована динамика изменения температуры, числа Маха и магнитного давления импульсных струй для системы трех капиллярных разрядов, истекающих через магнитное сопло. Внешнее магнитное поле оказывает существенное влияние, как видно из представленных на рис. 2–5 зависимостях, на основные параметры и характер истечения, что дает повод рассматривать данные системы как один из вариантов ракетного двигателя или источника интенсивного излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bagdasarov G.A., Sasorov P.V., Gasilov V.A., et al. // Phys. Plasmas. – 2017. – V. 24. – P. 083109.
2. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V., and Frolko P.A. // J. Phys.: Conf. Ser. – 2017. – V. 830. – P. 012049.
3. Efimov A.V., Pashchina A.S., Chinnov V.F., and Kazanskiy P.N. // Plasma Phys. Rep. – 2019. – V. 45. – P. 401–405.
4. Юсупалиев У. // ЖТФ. – 2004. – Т. 74. – Вып. 7. – С. 52–61.
5. Кузенов В.В., Рыжков С.В. // Phys. Plasmas. – 2019. – V. 26. – P. 092704.
6. Ryzhkov S.V. and Kuzenov V.V. // ZAMP. – 2019. – V. 70. – P. 46.
7. Кузенов В.В., Лебо А.И., Лебо И.Г., Рыжков С.В. Физико-математические модели и методы расчета воздействия мощных лазерных и плазменных импульсов на конденсированные и газовые среды. – 2-е изд. – М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2017. – 328 с.

Поступила в редакцию 13.09.19.

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
г. Москва, Россия

Кузенов Виктор Витальевич, д.ф.-м.н., профессор МГТУ им. Н.Э. Баумана, e-mail: vik.kuzenov@gmail.com;
Рыжков Сергей Витальевич, д.ф.-м.н., профессор МГТУ им. Н.Э. Баумана, e-mail: svryzhkov@bmstu.ru;
Старостин Андрей Валентинович, магистр МГТУ им. Н.Э. Баумана, e-mail: starostinav@gmail.com.

УДК 535.247.4; 621.383.52

DOI: 10.17223/00213411/62/11/79

*С.Г. КИРЕЕВ, К.А. ТУМАШЕВИЧ, С.Г. ШАШКОВСКИЙ, А.В. АБАКУМОВ, Н.А. ОСИН***КАЛИБРОВКА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРИЕМНИКОВ ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Описан способ калибровки фотодиодного устройства для регистрации высокоинтенсивных импульсов излучения по лампам постоянного горения. Принцип методики заключается в использовании присоединяемой интегральной схемы с известной постоянной времени. На основе полученных в ходе калибровки по лампе постоянного горения значений вольтовой чувствительности и постоянной времени математически выводятся соотношения между мощностью, энергией излучения и реакцией фотодатчика. Методика апробирована на примере ксеноновой лампы с длительностью импульса на полувывсоте ≈ 60 мкс.

Ключевые слова: импульсная ксеноновая лампа, фотодиод, калибровка, излучение сплошного спектра.

Введение

В ряде прикладных задач, связанных с фотоиндуцированными процессами, преимущественными являются следующие характеристики излучения: высокая интенсивность, увеличивающая скорость фотохимических реакций и вероятность возникновения двухквантовых процессов [1]; короткая длительность воздействия, не позволяющая перегревать объекты облучения [2, 3]; легкая управляемость интегральной энергетической экспозицией за счет изменения количества импульсов; варьирование спектрального распределения импульсных ламп в зависимости от параметров разрядной цепи. Все эти свойства объединяются в импульсных источниках излучения (ИИИ). Регистрация высокоинтенсивного излучения – отдельная фотометрическая задача, накладывающая на фотоприемники следующие ограничения: время нарастания сигнала не должно превышать 0.1 значения времени нарастания сигнала импульса света, отсутствие инерционности, удовлетворяющая требованиям задачи спектральная характеристика, надежная методика калибровки с относительно небольшой погрешностью.

Для регистрации как мощности, так и энергии импульсного лазерного излучения хорошо развиты датчики на основе термоэлектрического и пироэлектрического эффектов [4, 5], относящиеся к тепловым датчикам, реакция которых пропорциональна изменению температуры фоточувствительной площадки. К недостаткам таких датчиков можно отнести повышенные требования к термической стабильности и широкий спектральный диапазон регистрации с непостоянной спектральной чувствительностью, затрудняющие интерпретирование результата измерения импульсных источников излучения сплошного спектра. Кроме того, использование таких датчиков подразумевает необходимость приобретения компьютеризированного устройства для отображения результата измерения, что значительно увеличивает стоимость системы.

В [6] для регистрации импульсного излучения сплошного спектра использовали монохроматор, которым выделяли спектральные участки определенной ширины, и пироэлектрический сенсор в качестве средства получения абсолютной энергетической освещенности. Однако пренебрежение непостоянством спектральной чувствительности пироэлектрического датчика и изменением излучательных характеристик импульсной лампы от импульса к импульсу, а также достаточно широкий спектральный диапазон на каждом шаге регистрации привели к существенному отличию полученного абсолютного спектрального распределения ИИИ от относительного спектрального распределения, зарегистрированного спектрометром.

Авторам статей [7, 8] за счет комбинирования спектрометра и фотоэлектрического датчика с известной абсолютной спектральной чувствительностью в предположении о равномерности излучения плазменного образования по всей длине межэлектродного пространства удалось получить абсолютное спектральное распределение энергии излучения, исследуемого ИИИ. Низкая погрешность, простота и регистрация энергетических параметров спектра излучения за один импульс позволяют рассматривать такую методику в качестве удобного средства измерения не только ИИИ, но и ламп постоянного горения.

Однако наиболее дешевым и распространенным средством фотометрической диагностики импульсного излучения являются фотодиодные датчики [9, 10], большое разнообразие ключевых параметров которых позволяет подобрать сенсор, подходящий для решения задач в практически любой области.

Учитывая высокую интенсивность импульсного излучения, для калибровки фотодиодных датчиков необходим эталонный высокоинтенсивный источник света. Такие эталоны редки, калибровка по ним трудозатратна и обладает относительно высокой погрешностью. Отработанные методики калибровки по низкоинтенсивным лампам постоянного горения из-за низкой чувствительности фотоприемника не смогут выдать отличимую от шума реакцию на излучение.

В большинстве прикладных задач, например фотобиологических и фотохимических [11, 12], важнейшим параметром является энергетическая облученность, создаваемая источником излучения за определенное время. Таким образом, с точки зрения прогнозирования фотоиндуцированного эффекта наиболее целесообразным является контролирование энергии единичного импульса излучения.

В данной работе описывается способ получения калибровочного коэффициента для фотодиодного приемника излучения, предназначенного для регистрации импульсного высокоинтенсивного излучения, по стандартной методике калибровки при помощи лампы постоянного горения.

Алгоритм расчета

Облучим лампой постоянного горения монохроматического характера излучения фоточувствительную площадку фотодиодного приемника с предусилителем и интегрирующей цепочкой с известной постоянной времени с такого расстояния, что неравномерностью создаваемой облученности на фотоприемной поверхности можно пренебречь. Параметры предусилителя и постоянная времени интегрирующей цепочки подобраны таким образом, чтобы датчик на выходе из интегрирующей цепи удовлетворительно различал сигнал и лампы постоянного горения, и ИИИ. Также с целью гарантированного анализа единичной вспышки лампы постоянная времени должна превышать длительность импульса излучения, но быть меньше времени периода между вспышками. В случае построения интегратора по схеме с операционным усилителем необходимо убедиться в постоянности его частотных характеристик в требуемых для решения задачи временных пределах.

С учетом известной абсолютной излучательной способности, создаваемой лампой постоянного горения на уровне фотоприемной площадки, выразим коэффициент пропорциональности для данного фотодатчика:

$$S_{\lambda} = \frac{U_I}{P_{\lambda}}, \quad (1)$$

где U_I – сигнал после интегрирующей цепочки, В; P_{λ} – создаваемая лампой на уровне фотоприемной площадки облученность на длине волны λ , Вт/м²; S_{λ} – коэффициент пропорциональности на длине волны λ между сигналом после интегрирующей цепочки U_I и значением облученности P_{λ} , В·м²/Вт.

При помощи монохроматора и эталонного источника излучения определяем спектральную чувствительность фотоприемной площадки, в соответствии с которой и полученным коэффициентом S_{λ} находим максимальную чувствительность фотоприемной площадки S_{\max} .

Сгенерируем ИИИ сплошного спектра с неизвестной спектральной характеристикой импульс с переменной во времени мощностью излучения. Реакцией фотоприемника до интегрирующей цепочки, но после предусилителя сигнала на такое облучение будет

$$U_{\text{amp}}(t) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} P(\lambda, t) S(\lambda) S_{\max} d\lambda, \quad (2)$$

где $U_{\text{amp}}(t)$ – реакция фотоприемника после предусилителя сигнала на облученность, В; $P(\lambda, t)$ – спектральная облученность, создаваемая источником излучения на уровне фоточувствительной площадки, Вт/(м²·нм); $S(\lambda)$ – нормированная на максимальное значение спектральная чувствительность фотоприемника; S_{\max} – чувствительность фотоприемника на длине волны максимума чувствительности, В·м²/Вт.

Проинтегрировав правую часть уравнения (2) и выразив облученность, получаем

$$P_s(t) = \frac{U_{\text{amp}}(t)}{S_{\text{max}}} = \frac{U_{\text{in}}(t)k}{S_{\text{max}}}, \quad (3)$$

где $P_s(t)$ – облученность на уровне фотоприемной площадки с учетом ее спектральной чувствительности, Вт/м²; $U_{\text{in}}(t)$ – реакция фотоприемника до предусилителя сигнала на облученность, В; k – коэффициент усиления сигнала, определяемый по известным схемотехническим компонентам.

Записав уравнение интегрирующей цепи

$$U_f = \frac{1}{\tau} \int_{t_1}^{t_2} U_{\text{amp}}(t) dt \quad (4)$$

и подставив в него уравнение (3), получаем

$$U_f = \frac{1}{\tau} \int_{t_1}^{t_2} P_s(t) S_{\text{max}} dt. \quad (5)$$

Интеграл от облученности по времени – не что иное, как энергетическая облученность, выражая которую из уравнения (5), получаем

$$E_s = \frac{U_f \cdot \tau}{S_{\text{max}}}, \quad (6)$$

где τ – постоянная времени интегрирующей цепочки, вычисляемая по известным схемотехническим компонентам или экспериментально по времени нарастания или снижения сигнала излучения на 90 %, с; E_s – энергетическая облученность на уровне фотоприемной площадки с учетом ее спектральной чувствительности, Дж/м².

Уравнения (3) и (6) позволяют при помощи заранее проведенной калибровки с получением абсолютной спектральной чувствительности фотоприемника и известной постоянной времени с учетом расстояния и телесного угла вычислить как энергию излучения ИИИ, так и его временной характер мощности излучения в спектральных пределах чувствительности фотодатчика.

Спектральная интерпретация результата

Полученные в результате вычислений абсолютные величины характеризуют именно поглощенное фоточувствительной площадкой излучение, что, безусловно, не является конечной целью фотометрических исследований. Для однозначной интерпретации результата необходимо соотнести его со спектральным диапазоном, включенным в чувствительность фотоприемника, энергия излучения в котором наиболее близка к полученной в результате расчетов. Для этого предлагается использовать приведенный ниже способ.

Предположим, что помимо используемого фотоприемника с переменной спектральной чувствительностью в диапазоне длин волн от λ_1 до λ_2 есть еще один – с идеальной (постоянной) спектральной чувствительностью в диапазоне длин волн от λ_3 до λ_4 , находящейся в диапазоне λ_1 до λ_2 и включающей длину волны максимума чувствительности первого фотоприемника λ_m . При этом абсолютное значение чувствительности «идеального» фотоприемника равно максимальной чувствительности первого (рис. 1), а реакции фотоприемников в ответ на облучение ИИИ сплошного спектра равны между собой.

Равенство сигналов фотоприемников свидетельствует об идентичности площадей под их спектральными чувствительностями. Разделим спектральные чувствительности на две области: до длины волны λ_m и после, что дает нам попарное равенство площадей под спектральными чувствительностями фотоприемников в этих областях. Спектральные границы идеального фотоприемника определяются как

$$\lambda_3 = \lambda_m - S_{\text{left}} / S_m; \quad (7)$$

$$\lambda_4 = \lambda_m + S_{\text{right}} / S_m, \quad (8)$$

где S_{left} и S_{right} – площади под спектральной чувствительностью используемого фотоприемника в диапазонах длин волн λ_1 – λ_m и λ_m – λ_2 соответственно, найденные математическим или графическим

интегрированием; S_m – максимум относительной спектральной чувствительности фотоприемника, всегда равный единице.

Таким образом, показанные преобразования позволяют определить спектральный диапазон, энергия излучения в котором равна полученному в результате расчетов значению.

Предлагаемый способ оценки спектрального диапазона подходит только для интерпретации результатов, полученных при регистрации импульсного излучения сплошного характера спектрально перекрывающего чувствительность фотоприемника. При измерении излучения с полихромным участком спектра, входящим в диапазон чувствительности фотоприемника, но не перекрывающим его, потребуется корректировка значений λ_1 и λ_2 в соответствии со спектральным диапазоном излучения.

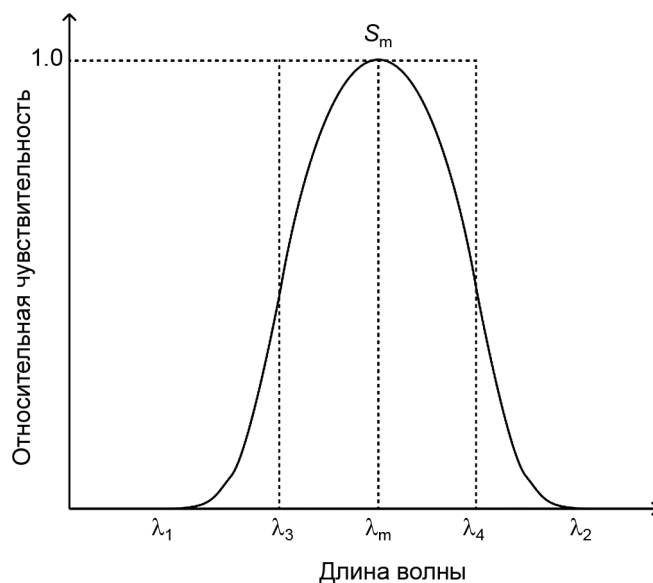


Рис. 1. Относительные спектральные чувствительности используемого и «идеального» фотоприемников

Экспериментальная проверка

Экспериментальная проверка проведена при регистрации излучения сплошного спектра от импульсной ксеноновой лампы с межэлектродным расстоянием 120 мм и внутренним диаметром 5 мм. Импульс излучения создавался за счет емкости 60 мкФ, заряжаемой до напряжения ≈ 1.4 кВ. В качестве фотоприемника использовался фотодатчик на основе фотодиода SG01S-C18, структурная схема двухполярного питания которого приведена на рис. 2. Для калибровки по монохроматическому источнику излучения к выходу фотоприемника присоединялась схема с усилителем сигнала и пассивной интегрирующей RC-цепью с постоянной времени ≈ 32 мс.

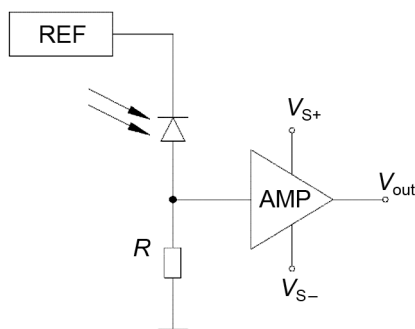


Рис. 2. Структурная схема двухполярного питания фотодиода: REF – источник опорного напряжения, AMP – усилитель сигнала

Проведенная для фотоприемника калибровка по эталонным источнику излучения и фотоприемнику позволила получить относительную спектральную чувствительность (рис. 3, а) и вольт-ваттную характеристику на длине волны максимума чувствительности $2.7 \cdot 10^{-2} \text{ В} \cdot \text{м}^2/\text{Вт}$.

По зарегистрированным фотоприемником без интегральной цепи и с ней импульсам излучения на основе соотношений (3) и (6) с учетом расстояния и телесного угла цилиндрического источника излучения были получены временной характер мощности излучения и значение энергии излучения $\approx 1.55 \text{ Дж}$ (рис. 3, б). В соответствии с приведенными рекомендациями по спектральной интерпретации получено значение эффективного спектрального диапазона 237–267 нм. Мощность излучения достигает своего максимума примерно за 39 мкс и составляет $\approx 24.6 \text{ кВт}$.

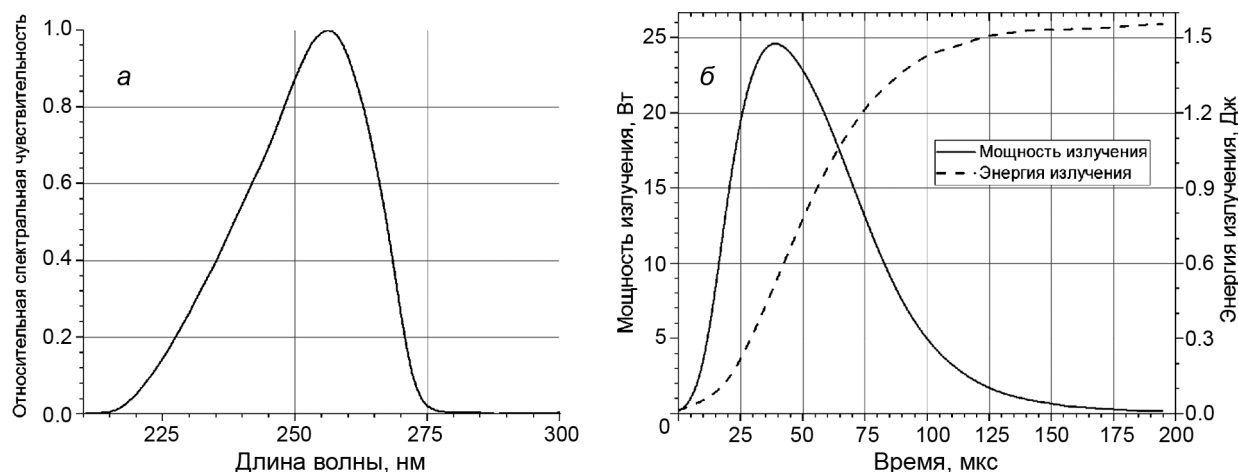


Рис. 3. Относительная спектральная чувствительность фотоприемника и импульс излучения, зарегистрированный фотоприемником без интегрирующей цепи

Дополнительно по описанной в [7] методике было зарегистрировано спектральное распределение энергетической облученности в диапазоне длин волн 200–400 нм. Рассчитанное значение энергии излучения в спектральном диапазоне 237–267 нм составило 1.68 Дж. Расхождение составило $\approx 8 \%$, что, во-первых, может быть связано с погрешностью измерений, а во-вторых, с нелинейным характером спектра излучения и наличием нескольких интенсивных линий в спектральном диапазоне чувствительности датчика.

Заключение

Описанная методика использования интегрирующей схемы с усилителем с фотоприемником для измерения импульсных источников излучения сплошного спектра позволяет проводить калибровку по лампам постоянного горения с погрешностью 5–10 % и использовать полученный коэффициент для вычисления как временного характера мощности излучения, так и для значения энергии излучения. На примере импульсной лампы в спектральном диапазоне 237–267 нм зарегистрирован импульс излучения с пиковой мощностью $\approx 24.6 \text{ кВт}$, временем достижения максимума $\approx 39 \text{ мкс}$ и энергией излучения $\approx 1.55 \text{ Дж}$. Совпадение значений энергий излучения, полученных двумя способами, можно считать экспериментальным подтверждением корректности описанной методики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nikogosyan D.N. and Gurzadyan G.G. // *Laser Chemistry*. – 1984. – V. 4. – P. 297–303.
2. Gomez-Lopez V.M., Ragaert P., Debevere J., and Devlieghere F. // *Trends in Food Sci. Technol.* – 2007. – V. 18. – P. 464–473.
3. Roszkowska A. M., Urso M., Signorino A., et al. // *EPJ Web Conf.* – 2018. – V. 167.
4. Hossain A. and Rashid M.H. // *IEEE Trans. Industry Appl.* – 1991. – V. 27. – No.5. – P. 824–829.
5. Gonçalves Dalkiranis G., Ferrando-Villalba P., Lopeandia-Fernández A., et al. // *Sensors*. – 2019. – V. 19. – No.6.
6. Wang T., MacGregor S.J., Anderson J.G., et al. // *Water Res.* – 2005. – V. 39. – P. 2921–2925.
7. Kireev S.G., Arkhipov V.P., Shashkovsky S.G., et al. // *Photonics*. – 2017. – V. 8. – No. 68. – P. 48–56.

8. Lomaev M.I. and Rybka D.V. // Instrum. Exp. Tech. – 2006. – V. 49. – No. 3. – P. 399–402.
9. Corder D.A., Evans D.R., and Tyrer J.R. // Meas. Sci. Technol. – 1997. – V. 8. – No. 9.
10. Edwards J.G. and Jefferies R. // J. Phys. E: Scientific Instruments. – 1973. – V. 6. – P. 841–853.
11. Kowalski W. Ultraviolet Germicidal Irradiation Handbook. – N.Y.: Springer, 2009.
12. Bolton J.R., Mayor-Smith I., and Linden K.G. // Photochem. Photobiol. – 2015. – V. 91. – P. 1252–1262.

Поступила в редакцию 13.09.19.

ООО «Научно-производственное предприятие «Мелитта», г. Москва, Россия

Киреев Сергей Геннадьевич, зав. лабораторией ООО «НПП «Мелитта», e-mail: kireevsg.melitta@gmail.com;
Тумашевич Константин Александрович, инженер-исследователь ООО «НПП «Мелитта», e-mail: alvaisari@gmail.com;
Шашковский Сергей Геннадьевич, к.т.н., гл. конструктор ООО «НПП «Мелитта», e-mail: melitta916@gmail.com;
Абакумов Анатолий Владимирович, инженер-электронщик ООО «НПП «Мелитта», e-mail: abav@melitta-uv.com;
Осин Никита Алексеевич, инженер ООО «НПП «Мелитта», e-mail: n-osin@mail.ru.

УДК 537.523

DOI: 10.17223/00213411/62/11/85

Ю.Д. КОРОЛЕВ, В.О. НЕХОРОШЕВ, О.Б. ФРАНЦ, А.В. БОЛОТОВ, Н.В. ЛАНДЛЬ

ИСТОЧНИК ПИТАНИЯ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ *

Приведены результаты исследования режимов работы специализированного источника питания, функционирующего в составе системы для получения низкотемпературных плазменных струй на основе слабotoчного тлеющего разряда, поддерживаемого при атмосферном давлении. Источник питания обеспечивает различные режимы работы нестационарного слабotoчного плазмотрона на основе тлеющего разряда в потоке воздуха при средних токах разряда до 0.15 А и расходах воздуха до 0.8 л/с.

Ключевые слова: генерация плазмы при атмосферном давлении, высоковольтная техника, тлеющий разряд, плазменная струя, разряд в потоке газа, плазмотрон.

Введение

В последнее время постоянно открываются новые перспективы применения плазмы и, в частности, плазменных струй как в биологии и медицине [1–3], так и в химии [4, 5], технике, машиностроении [6, 7] и т.д. Значимые результаты получены при использовании плазменных струй, например, в системах поддержания горения [8–10] или в технологических процессах для обработки или модификации поверхностей, нанесения тонких пленок, покрытий [2, 5, 11]. Это приводит к росту внимания к генераторам плазменных струй, в особенности функционирующих на основе разрядов атмосферного давления. Прежде всего, это объясняется относительной дешевизной, простотой конструкции или технологическими преимуществами при использовании атмосферного воздуха в качестве плазмообразующего газа.

Система для генерации плазменной струи на основе разряда в потоке газа, в самом общем случае, содержит специализированный источник питания, узел подачи газа и газоразрядное устройство (плазмотрон), конфигурация электродов которого подразумевает прохождение потока газа через область плазмы электрического разряда. Наиболее часто применяются: дуговой, СВЧ, барьерный и тлеющий разряды. В данной работе рассматривается система для получения плазменной струи при атмосферном давлении в нестационарном слабotoчном плазмотроне, функционирующем на основе тлеющего разряда в потоке воздуха [12–16]. Специализированный источник питания обеспечивает инициацию и поддержание горения тлеющего разряда в плазмотроне при среднем токе до 0.15 А.

В подавляющем большинстве исследований для зажигания и поддержания тлеющего разряда в потоке газа используется схема питания, представляющая собой высоковольтный источник постоянного напряжения с ограничением выходного тока балластным сопротивлением [2, 12–16]. Такая схема получила широкое распространение в лабораторных установках из-за простоты реализации и удобства интерпретации результатов, но имеет ряд недостатков, ограничивающих ее применение в составе системы питания плазмотрона. Среди них можно отметить относительно низкий коэффициент полезного действия и неудовлетворительные массогабаритные показатели устройства.

Целью работы является разработка и исследование специализированного источника питания, функционирующего в составе системы для генерации плазменных струй, получаемых в нестационарном слабotoчном плазмотроне на основе тлеющего разряда атмосферного давления. В отличие от схемы питания плазмотрона с токоограничивающим (балластным) сопротивлением, в предлагаемой схеме выходная мощность и амплитуда тока разряда ограничиваются за счёт суммарного импеданса балластных дросселей и балластных резисторов. Поскольку источник питания с газоразрядной нагрузкой образуют самосогласованную систему, режимы работы источника питания исследуются совместно с рассмотрением физических явлений в плазмотроне.

* Работа поддержана грантом РФФИ, проект № 17-08-00636.

Экспериментальная установка и методы измерений

Упрощенная схема исследуемой системы для получения плазменных струй на основе тлеющего разряда в потоке газа приведена на рис. 1. Плазматрон имеет коаксиальную конструкцию электродной системы, внутренний потенциальный электрод 1 является катодом. Анод 2 является также соплом плазматрона. Для подачи газа используется баллон с осушенным сжатым воздухом, расход газа измеряется с помощью ротаметра. Поток газа вводится в газоразрядный промежуток плазматрона с завихрением.

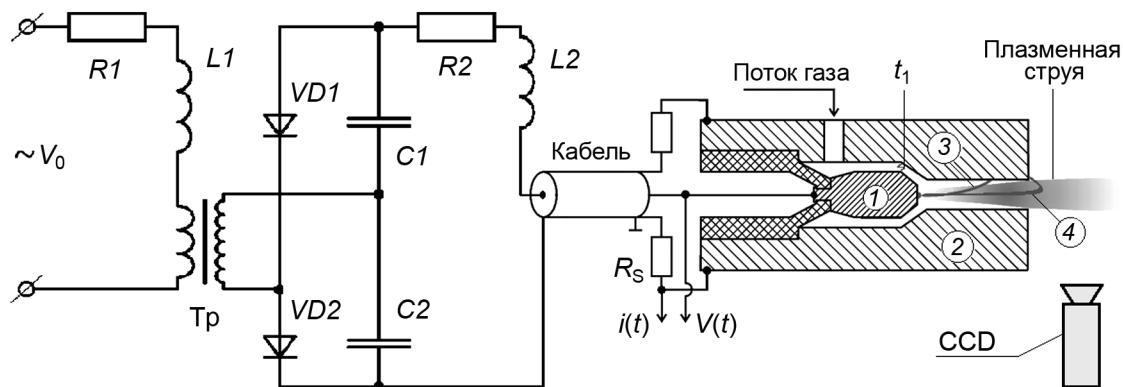


Рис. 1. Упрощенная схема системы для получения плазменных струй на основе тлеющего разряда в потоке газа: 1 – катод плазматрона (медь); 2 – анод плазматрона (нержавеющая сталь); 3 и 4 – положения положительного столба тлеющего разряда в различные моменты времени; Тр – повышающий трансформатор ($n_{tr} = 10$). Напряжение $V_0 = 0\text{--}250$ В, частота питающего напряжения 50 Гц, $r_1 = 5$ Ом, $L_1 = 135$ мГн, $C_1 = C_2 = 235$ нФ, ёмкость кабеля $C = 200$ пФ, $R_2 \leq 42$ кОм, $L_2 = 100$ мкГн. Шунт $R_s = 1$ Ом, осциллограф Tektronix TDS-1012B и высоковольтный пробник Tektronix P6015A используются для регистрации тока в разрядном контуре $i(t)$ и напряжения на электродах плазматрона $V(t)$. Быстродействующая CCD-камера Sensicam применяется для фотографирования свечения столба разряда и плазменной струи на выходе из сопла плазматрона

Схема питания плазматрона работает следующим образом. При включении источника питания в сеть переменное напряжение V_0 подается на первичную обмотку повышающего трансформатора Тр через индуктивно-резистивный балласт R_1 и L_1 . Суммарный импеданс индуктивно-резистивного балласта ограничивает максимальный ток в первичной цепи трансформатора и потребляемую от сети мощность, благодаря чему схема имеет устойчивость к короткому замыканию в нагрузке. Ток во вторичной цепи трансформатора протекает через выпрямительные диоды VD_1 и VD_2 , обеспечивая ток нагрузки и заряд емкостей фильтра C_1 и C_2 . Выходной ток выпрямителя замыкается на электроды плазматрона через высоковольтный индуктивно-резистивный балласт L_2 и R_2 и коаксиальный кабель. Индуктивно-резистивный балласт L_2 и R_2 ограничивает как ток во вторичной цепи трансформатора, так и амплитуду тока в разрядном контуре. Кроме того, индуктивность L_2 играет роль помехоподавляющего фильтра и позволяет снизить броски тока при импульсных пробоях в газоразрядном промежутке.

В отсутствие существенной нагрузки напряжение на выходе выпрямителя достигает, приблизительно, 6 кВ, чего заведомо достаточно для инициации первого пробоя в электродной системе плазматрона. Однако, в отличие от схемы с балластным сопротивлением, напряжение на выходе выпрямителя в данном случае зависит от тока нагрузки, что обусловлено возникновением дополнительного падения напряжения на индуктивно-резистивном балласте R_1 и L_1 при увеличении тока в первичной цепи трансформатора. Таким образом, при переходе в режим поддержания разряда (или же в случае короткого замыкания в нагрузке) напряжение на выходе выпрямителя становится несколько ниже, что позволяет снизить потери мощности на балластном сопротивлении R_2 .

Кроме того, при поддержании разряда постоянная времени цепи, образованной элементами C_1 , C_2 , R_2 и сопротивлением нагрузки, получается меньше периода колебания входного напряжения выпрямителя $T = 10$ мс. Таким образом, выходной ток источника питания имеет пульсирующий характер, причем коэффициент пульсаций тока зависит от суммарного электрического сопротивления нагрузки и в некоторых случаях может превышать 50 %.

Следует также отметить общую особенность, характерную для схем питания разряда, содержащих в газоразрядном контуре элемент, выполняющий роль балласта. Электрические параметры нагрузки (разряда) зависят от режима ввода энергии в разряд. С другой стороны, выходные параметры источника питания с балластом частично определяются самой нагрузкой. Таким образом, источник питания с газоразрядной нагрузкой образует самосогласованную систему. Из этого следует, что рассмотрение режимов работы источника питания необходимо проводить совместно с анализом физических процессов в газоразрядной системе. Поэтому методика исследования подразумевает интерпретацию экспериментальных данных, полученных в ходе регистрации тока в разрядном контуре $i(t)$ и напряжения на газоразрядном промежутке $V(t)$, совместно с фотографированием свечения разряда и плазменной струи на выходе из сопла плазмотрона.

Для дальнейшего рассмотрения принципа работы исследуемой схемы питания на рис. 2, а приведены осциллограммы тока разряда и напряжения на электродах плазмотрона, соответствующие моменту первого пробоя в электродной системе плазмотрона и последующему выходу схемы в режим поддержания разряда в потоке газа. На рис. 2, б приведена интегральная фотография свечения положительного столба тлеющего разряда и плазменной струи на выходе из сопла плазмотрона.

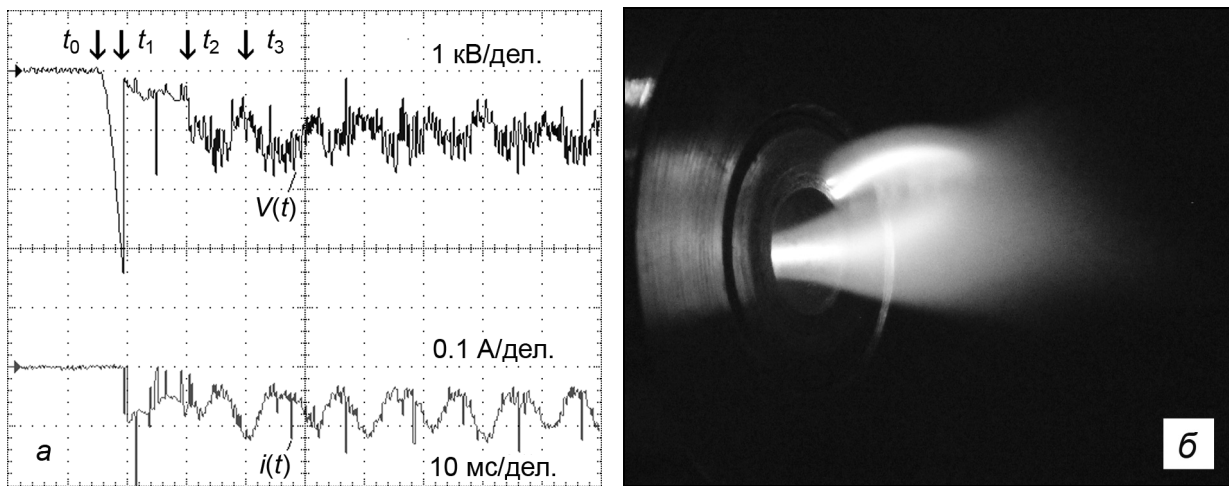


Рис. 2. Осциллограммы тока и напряжения горения разряда в плазмотроне при первом пробое (а) и фотография плазменной струи на выходе из сопла плазмотрона (б). Длина сопла плазмотрона $l = 5$ мм, диаметр выходного отверстия $D = 5.5$ мм, расход воздуха $\Phi = 0.1$ л/с. Входное напряжение V_0 подается в момент времени t_0 . Нулевые линии на осциллограмме показаны горизонтальными стрелками

В момент времени t_1 , при зарядке суммарной емкости кабеля и емкости газоразрядного промежутка до напряжения $V(t_1) = 3400$ В, происходит первый пробой промежутка по кратчайшему расстоянию $d \approx 0.7$ мм между электродами плазмотрона, сопровождающийся формированием канала искрового разряда с последующим переходом в разряд типа тлеющего. Характерно, что при постоянном токе и давлении, порядка атмосферного, положительный столб разряда поддерживается в контрагированном режиме. Напряжение горения тлеющего разряда определяется суммой падения напряжения в области прикатодного падения потенциала $V_{NG} = 300$ В $\approx \text{const}$ и падения напряжения на положительном столбе разряда $V_{PC} = E(i) l_{PC}$, где $E(i)$ – продольная напряженность электрического поля в положительном столбе разряда, l_{PC} – длина положительного столба разряда [12]. Горение разряда в потоке газа может сопровождаться различными нестационарными процессами, такими, как спонтанные переходы в режим с катодным пятном или переходы в искровой или незавершенный искровой режим [13–16].

До момента времени t_2 канал разряда перемещается под действием потока газа в узком зазоре между катодом и анодом плазмотрона. При этом положительный столб разряда имеет малую длину, вследствие чего суммарное напряжение горения $V(t)$ не превышает 500 В. В момент времени t_2 канал тлеющего разряда выносится в сопло плазмотрона, длина положительного столба резко увеличивается, что сопровождается скачком напряжения на газоразрядном промежутке. Под действием потока газа место анодной привязки столба разряда перемещается по внутренней поверхности

сопла плазмотрона, в то время как область отрицательного свечения разряда привязывается к торцевой части катода 1. Это приводит к тому, что столб разряда удлиняется, проходя положение, схематично показанное на рис. 1 как позиция 3. При этом ток в разрядном контуре падает ввиду роста суммарного сопротивления в цепи разрядного контура.

К моменту времени t_3 столб тлеющего разряда приближается к положению 4 (рис. 1), и на выходе из сопла плазмотрона формируется плазменная струя (рис. 2, б). Из осциллограммы, приведенной на рис. 2, а, видно, что длительность процесса заряда фильтрующих конденсаторов на выходе выпрямителя не превышает 5 мс, суммарное время запуска системы и время установления разряда в плазмотроне не превышает 30 мс. Далее источник питания поддерживает разряд в плазмотроне при различных режимах работы системы для получения плазменных струй.

Результаты экспериментов и их обсуждение

На рис. 3, а показан детальный вид осциллограмм тока $i(t)$ и напряжения горения разряда $V(t)$, на рис. 3, б приведена фотография свечения положительного столба тлеющего разряда. При $R_2 = 35.5$ кОм и расходе воздуха $\Phi = 0.15$ л/с ток тлеющего разряда пульсирует в диапазоне от 40 до 140 мА с характерной частотой выпрямленного сетевого напряжения 100 Гц. При относительно малой величине расхода газа завихрение струи несущественно, и поток газа способствует стабилизации положения канала разряда внутри сопла плазмотрона. На фотографиях, приведенных на рис. 2, б и 3, б, видно, что место анодной привязки разряда перемещается на торец сопла плазмотрона и, далее, положительный столб занимает устойчивое положение вблизи позиции 4, показанной на рис. 1. В течение длительности экспозиции t_{exp} наблюдаются флуктуации длины положительного столба и его положения в пространстве, приводящие к нарастанию напряжения на газоразрядном промежутке и формированию незавершенных искровых пробоев. На осциллограмме это отражается в виде пилообразных перепадов напряжения горения разряда амплитудой 500–700 В, следующих с частотой повторения до приблизительно 3 кГц. Данный режим работы характеризуется высокой частотой переходов в искровой или незавершенный искровой режимы.

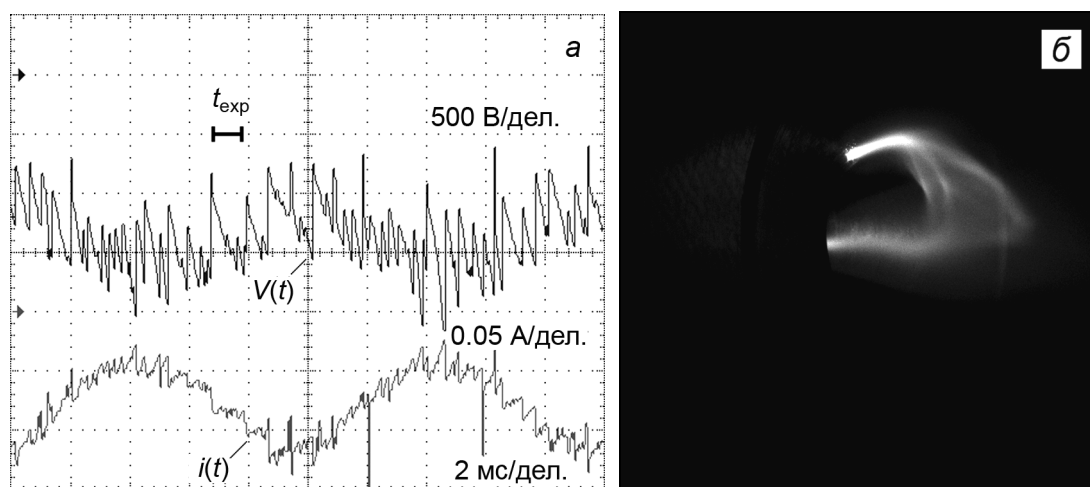


Рис. 3. Осциллограммы тока и напряжения горения разряда в плазмотроне (а) и фотография свечения положительного столба тлеющего разряда на выходе из сопла плазмотрона (б) при расходе воздуха $\Phi = 0.15$ л/с. Нулевые линии на осциллограмме показаны горизонтальными стрелками. Длительность экспозиции ССD-камеры $t_{\text{exp}} = 1$ мс

Минимальная длина положительного столба разряда практически определяется длиной сопла плазмотрона, а электрические параметры разряда самосогласованно меняются при пульсациях тока в разрядном контуре. Свойства тлеющего разряда таковы, что при снижении тока возрастает напряженность поля в положительном столбе, обеспечивая величину параметра E/p , необходимую для самоподдержания плазмы столба разряда [12, 13]. Иными словами, можно сказать, что тлеющий разряд в плазмотроне имеет спадающую вольт-амперную характеристику. Из осциллограммы (рис. 3, а) видно, что уменьшению среднего тока разряда от 110 до 50 мА соответствует нарастание величины усредненного напряжения горения от 1.1 кВ до приблизительно 1.5 кВ. Средняя мощность, вводимая в газоразрядный промежуток, составляет около 90 Вт.

Важно отметить, что за счёт ограничения входного тока за счёт импеданса балластов L_1 и R_1 напряжение на выходе выпрямителя пульсирует в диапазоне приблизительно от 3.3 до 5 кВ. Это значительно меньше напряжения холостого хода источника питания, достигающего 6 кВ и более. Таким образом, в сравнении с классической схемой питания с резистивным балластом, потери мощности на балласте R_2 оказываются существенно ниже.

В некоторых случаях может быть необходима электрическая экранировка столба разряда, что достигается за счёт модификации конструкции анода плазмотрона. Например, при размещении на выходе из сопла дополнительной сетки, контактирующей с соплом, место анодной привязки разряда перемещается по ней и размещается в ее центре. Такое решение позволяет получить стабильное поддержание разряда в плазмотроне при больших скоростях потока газа (до $\Phi = 1$ л/с и выше). Возникновению устойчивой анодной привязки канала разряда способствует также понижение величины расхода газа до $\Phi = 0.1$ л/с и менее. Вероятно, это происходит в результате локального прогрева областей привязки столба разряда на электродах плазмотрона. Таким образом, положение разрядного канала оказывается стабилизированным за счёт как наличия устойчивых точек привязки на катоде и аноде, так и действия обтекающего потока газа. В этом случае длина положительного столба разряда приблизительно соответствует длине сопла плазмотрона и практически полностью определяется геометрией электродной системы. Осциллограммы тока $i(t)$ и напряжения горения разряда $V(t)$, соответствующие случаю поддержания разряда с привязкой на катоде и аноде, приведены на рис. 4, а.

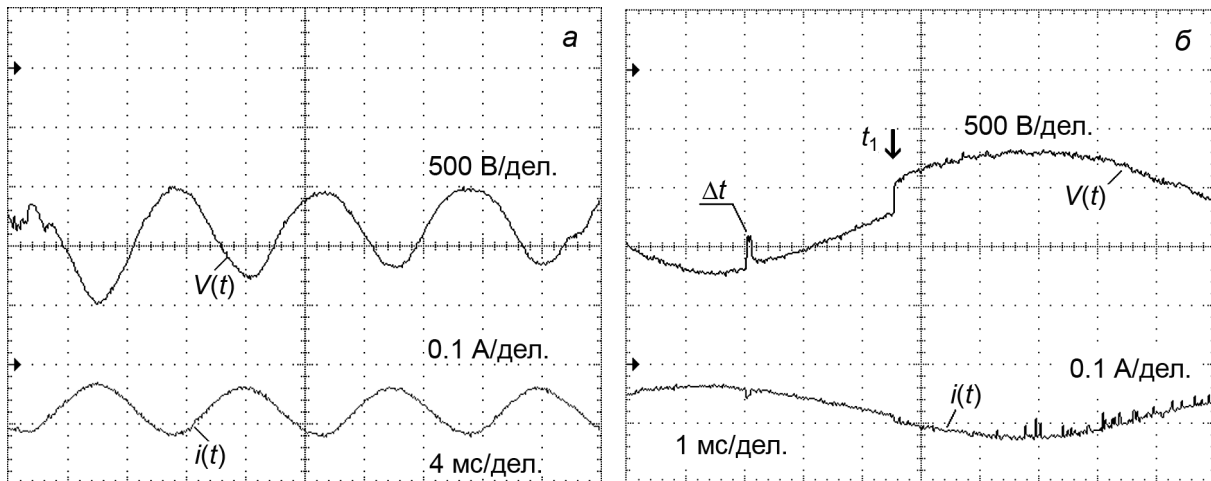


Рис. 4. Общий вид осциллограммы тока и напряжения на электродах плазмотрона в режиме поддержания разряда с анодной привязкой (а) и осциллограмма, соответствующая переходу в режим горения разряда с катодным пятном (б). Расход воздуха $\Phi = 0.1$ л/с. Нулевые линии на осциллограмме показаны горизонтальными стрелками

Характерно, что в таком режиме поддержания разряда не происходит инициации новых пробоев в газоразрядном промежутке, осциллограммы тока и напряжения имеют практически гладкую форму. Однако при малых расходах газа локальный перегрев катода в области привязки столба разряда приводит к возникновению различного рода неустойчивостей [14, 15], и возможна ситуация, когда большую часть времени поддерживается разряд с катодным пятном. На осциллограмме рис. 4, б наблюдается скачкообразный перепад напряжения горения разряда, который длится на протяжении короткого интервала времени Δt . Амплитуда скачка напряжения соответствует разности величин падения потенциала в области отрицательного свечения $V_{NG} = 300$ В и падения потенциала в прикатодной области тлеющего разряда с катодным пятном, которое не превышает, как правило, несколько десятков вольт. В конце интервала времени Δt вновь устанавливается разряд типа тлеющего. Затем, в момент времени t_1 , на торцевой части катода плазмотрона опять формируется катодное пятно, и далее разряд длительное время может поддерживаться в таком режиме. Характерно, что процесс возникновения катодных пятен возможен при относительно низком уровне среднего тока разряда до 0.15 А.

Изменение величины расхода газа до $\Phi = 0.3$ л/с приводит к смене режима поддержания разряда в плазмотроне. На рис. 5, а приведены осциллограммы тока и напряжения горения разряда,

на рис. 5, б – соответствующая фотография свечения положительного столба тлеющего разряда внутри сопла плазмотрона.

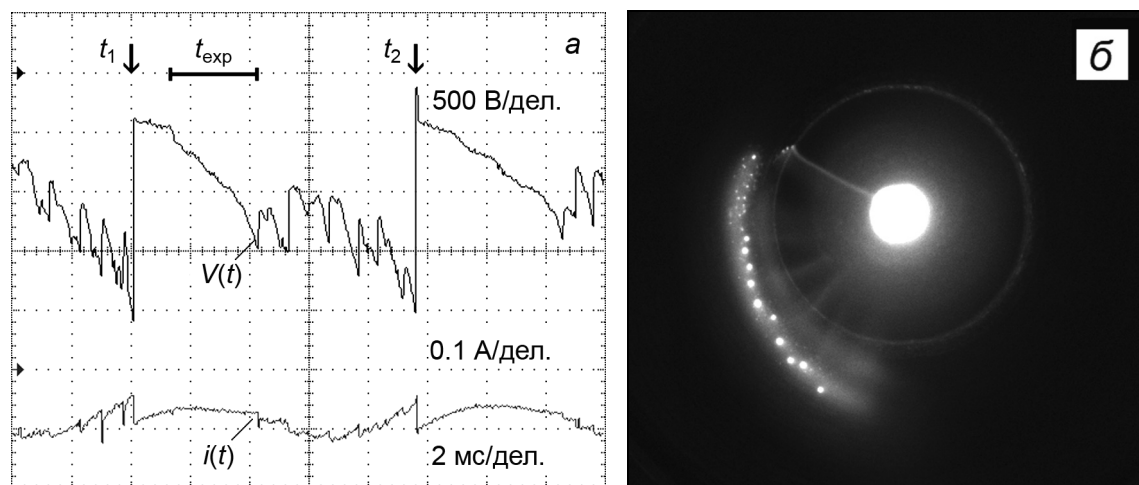


Рис. 5. Осциллограммы тока и напряжения горения разряда в плазмотроне (а) и фотография свечения положительного столба тлеющего разряда внутри сопла плазмотрона (б) при расходе воздуха $\Phi = 0.3$ л/с. Диаметр катода плазмотрона – 10 мм. Длительность экспозиции CCD-камеры $t_{\text{exp}} = 3$ мс. Нулевые линии на осциллограмме показаны горизонтальными стрелками

В момент времени t_1 напряжение на катоде плазмотрона достигает величины $V(t_1) = 2100$ В и происходит очередной переход из тлеющего разряда в искру. На осциллограмме наблюдается резкий спад напряжения на газоразрядном промежутке, соответствующий быстрому разряду ёмкости кабеля через сопротивление искрового канала, после чего формируется новый канал тлеющего разряда. Поскольку новый канал разряда имеет значительно меньшую длину, чем до повторного пробоя, сопротивление нагрузки уменьшается скачком и на осциллограмме наблюдается соответствующий перепад тока в разрядном контуре. Далее, аналогично случаю, рассмотренному при анализе рис. 3, положительный столб разряда вновь увлекается потоком газа, удлиняется и размещается внутри сопла плазмотрона, стремясь к позиции 4.

На рис. 5, б видно, что в течение длительности экспозиции t_{exp} место привязки разряда находится на торце катода, в то время как место анодной привязки разряда смещается по внутренней поверхности сопла плазмотрона под действием завихренного потока газа. Положение столба разряда приближается к позиции 3. При этом длина положительного столба увеличивается, что приводит к росту величины суммарного сопротивления в разрядном контуре и соответственно спаду тока через газоразрядный промежуток. Напряжение горения $V(t)$ возрастает до момента времени t_2 , пока вновь не произойдет повторный пробой между электродами плазмотрона. Кроме того, поскольку выходной ток источника питания имеет пульсирующий характер, при снижении величины среднего тока разряда наблюдается соответствующий рост среднего напряжения горения, который дополнительно провоцирует очередной пробой в газоразрядном промежутке с последующим формированием нового разрядного канала. Таким образом, одна из особенностей функционирования системы для получения плазменных струй в этом режиме состоит в том, что переходы в искровую стадию с частотой 100 Гц инициируются источником питания за счёт наличия пульсаций выходного тока. Другая особенность состоит в том, что при изменении длины положительного столба самосогласованно изменяются величины тока и напряжение в разрядном контуре и, следовательно, параметры разряда и плазмы струи. В данном случае источник питания обеспечивает режим работы плазмотрона с самоустанавливающейся длиной положительного столба.

Таким образом, показано, что принцип индуктивно-резистивного ограничения тока разряда приемлем при реализации схемы питания плазмотрона. Использование индуктивного балласта (дресселя) в цепи переменного тока позволяет снизить потери мощности на балластном резисторе и повысить коэффициент полезного действия системы питания. Номиналы элементов в схеме могут быть выбраны так, чтобы обеспечить пульсирующий ток в разрядном контуре, при этом появляются характерные особенности при протекании газоразрядных процессов в плазмотроне. Источник питания обеспечивает стабильное поддержание разряда в потоке газа при изменении

внешних условий (например, величины расхода плазмообразующего газа или конструкции электродной системы плазмотрона) в широком диапазоне без необходимости принятия мер по дополнительной настройке или согласованию системы питания с газоразрядной нагрузкой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fridman G., Friedman G., Gutsol A., et al. // *Plasma Processes Polym.* – 2008. – V. 5. – P. 503–533.
2. Korolev Y.D. // *Russ. J. Gen. Chem.* – 2015. – V. 85. – No. 5. – P. 1311–1325.
3. Malik M.A. // *Plasma Chem. Plasma Process.* – 2016. – V. 36. – No. 6. – P. 737–766.
4. Korolev Y.D., Frants O.B., Landl N.V., and Suslov A.I. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2012. – V. 40. – No. 11. – P. 2837–2842.
5. Winter J., Brandenburg R., and Weltmann K.D. // *Plasma Sources Sci Technol.* – 2015. – V. 24. – No. 6. – P. 064001.
6. Akishev Y.S., Aponin G.I., Petryakov A.V., and Trushkin N.I. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2018. – V. 51. – No. 27. – P. 274006.
7. Vogelsang A., Ohl A., Foest R., et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2010. – V. 43. – No. 48. – P. 485201.
8. Korolev Y.D., Frants O.B., Landl N.V., et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2012. – V. 40. – No. 2. – P. 535–542.
9. Serbin S.I., Kozlovskiy A.V., and Burunsuz K.S. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2016. – V. 44. – No. 12. – P. 2960–2964.
10. Varella R.A., Sagas J.C., and Martins C.A. // *Fuel.* – 2016. – V. 184. – P. 269–276.
11. Trushkin A.N., Grushin M.E., Kochetov I.V., et al. // *Plasma Phys. Rep.* – 2013. – V. 39. – No. 2. – P. 167–182.
12. Korolev Y.D., Frants O.B., Landl N.V., et al. // *Phys. Plasmas.* – 2017. – V. 24. – No. 10. – P. 103526.
13. Zhu J.J., Ehn A., Gao J.L., et al. // *Opt. Express.* – 2017. – V. 25. – No. 17. – P. 20243–20257.
14. Korolev Y.D., Frants O.B., Nekhoroshev V.O., et al. // *Plasma Phys. Rep.* – 2016. – V. 42. – No. 6. – P. 592–600.
15. Korolev Y.D., Frants O.B., Landl N.V., et al. // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 2014. – V. 23. – No. 5. – P. 054016.
16. Groger S., Ramakers M., Hamme M., et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2019. – V. 52. – No. 6. – P. 065201.

Поступила в редакцию 13.09.19.

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Королев Юрий Дмитриевич, д.ф.-м.н., профессор, гл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: korolev@lnp.hcei.tsc.ru;

Нехорошев Виталий Олегович, мл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: credence@vtomske.ru;

Франц Олег Борисович, науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: frants@lnp.hcei.tsc.ru;

Болотов Александр Владимирович, ведущ. электроник ИСЭ СО РАН, e-mail: bav@lnp.hcei.tsc.ru;

Ландль Николай Владимирович, к.ф.-м.н., зав. лабораторией ИСЭ СО РАН, e-mail: landl@lnp.hcei.tsc.ru.

УДК 537.525

DOI: 10.17223/00213411/62/11/92

П.А. БОХАН¹, П.П. ГУГИН¹, Д.Э. ЗАКРЕВСКИЙ^{1,2}, М.А. ЛАВРУХИН¹**ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СУБНАНОСЕКУНДНОГО
ПЛАЗМЕННОГО КОММУТАТОРА ***

Представлены результаты исследования частотных характеристик субнаносекундного плазменного коммутатора, основанного на комбинации разрядов: «открытого» разряда или разряда в полой катодной трубке и разряда в капилляре, вынесенного из внутренней полости плазменного катода. Показано, что при различных устройствах плазменного катода и капиллярной секции при наличии внешнего экрана, обеспечивающего емкостной разряд и соответственно исключение из механизма задержки развития пробоя периода слабого размножения электронов в капилляре, обеспечиваются высокие значения частоты следования импульсов. Продемонстрировано, что при напряжении $U = 30$ кВ в режиме цуга импульсов достигается частота следования $f = 100$ кГц для капилляра круглого сечения при $p_{\text{He}} \leq 2.6$ Торр и для щелевого при $p_{\text{He}} \leq 3.5$ Торр.

Ключевые слова: плазменный коммутатор, комбинация разрядов, частотные и обострительные свойства.

Введение

В работах [1, 2] было показано, что газоразрядные устройства на основе «открытого» разряда (ОР) с генерацией встречных электронных пучков – кивотронов – могут быть перспективными приборами для генерирования высоковольтных импульсов с предельно достигнутыми по отдельности значениями параметров: скорость нарастания тока до 500 А/(нс·см²); плотность тока j до 1 кА/см², рабочие напряжения U до 120 кВ; время коммутации (время спада напряжения на коммутаторе) τ_s до 100 пс при $U = 25$ кВ и характерных частотах следования импульсов f – несколько кГц; степень компрессии импульсов $S = \tau_d / \tau_s$ – отношение времени задержки развития пробоя τ_d к величине τ_s до $S \approx 40$ – 50 [3].

Одним из недостатков кивотрона является ярко выраженная зависимость времени задержки развития пробоя от частоты следования импульсов (ЧСИ) $\tau_d(f)$. Величина τ_d с ростом f сильно уменьшается, что связано с недостаточной скоростью рекомбинации плазмы в межимпульсном интервале [4]. Так, в гелии при $U = 10$ кВ и $f = 10$ кГц значение τ_d лежит в диапазоне $\tau_d \approx 30$ – 40 нс [5, 6]. Это вынуждает либо значительно уменьшать время подъема напряжения на электродах устройства, что представляет непростую задачу, либо ухудшать коммутационные характеристики самого кивотрона за счет уменьшения давления гелия p_{He} и/или использования в качестве рабочего газа – водорода [6]. Последнее позволяет увеличить рабочий диапазон вплоть до $f = 100$ кГц. Но в этом случае значительно возрастают значения остаточного сопротивления коммутатора и времени коммутации τ_s (до $\tau_s \approx 3$ – 5 нс при $U = 10$ кВ). Это приводит к тому, что применение кивотронов в источниках питания, например газовых лазеров, при высоких ЧСИ становится неэффективным.

Решение задачи повышения частоты следования импульсов кивотрона возможно за счет введения в конструкцию секции, которая, с одной стороны, затруднила бы зажигание, но, с другой – слабо влияла на развитие и горение разряда и обеспечивала ускорение рекомбинации плазмы в межимпульсный период. В качестве такого устройства, например, можно использовать капилляр круглого или прямоугольного сечения. Исследования газового разряда в капилляре, в том числе с использованием в качестве плазменного катода (ПК) – разряда в полой катодной трубке (РПК), в котором достигаются импульсы тока с наносекундным фронтом нарастания, известны [7–9]. В работе [8] продемонстрировано, что наличие интенсивного электронного пучка, генерируемого РПК, в значительной степени влияет на формирование проводимости в самом капилляре, позволяя получать скорость нарастания тока более 1 кА/нс, ограниченную только собственными ёмкостью и индуктивностью комбинированного устройства.

Первые эксперименты с разрядным устройством на основе объединения в едином газоразрядном объеме двух последовательно включенных разрядов: «открытого» разряда и разряда в капилляре – энтроном (коаксиальный ОР – коаксиальный капиллярный разряд) продемонстрирова-

* Работа поддержана грантом Российского научного фонда, проект № 19-19-00069.

ли, что при использовании эйтрона в диапазоне частоты следования импульсов $f = 4\text{--}44$ кГц и напряжения $U = 10\text{--}20$ кВ на нагрузке формируется импульс с временем нарастания напряжения менее 1 нс, при этом степень компрессии первичного импульса составляет $S \approx 1000$ [10]. В целом, эйтрон обладает лучшими обострительными характеристиками, чем кивотрон, особенно при повышенных (более 10 кГц) частотах следования.

Между тем задачи повышения предельной ЧСИ коммутаторов, достижение больших средних мощностей в режиме регулярных импульсов остаются актуальными, поэтому целью данной работы являлось исследование частотных характеристик коммутаторов на основе комбинации капиллярного разряда с открытым разрядом или разрядом в полом катоде.

Экспериментальная установка и результаты исследования

В работе [10] авторы встраивали капилляр в полость коаксиальной цилиндрической конструкции ОР, выполнявшей роль плазменного катода, что затрудняло его охлаждение при больших средних мощностях и достижение низкой индуктивности эйтрона. В настоящей работе в отличие от устройств [10] были изменены компоновка коммутатора, а также геометрия плазменного катода и капилляра, в частности капиллярные разрядные секции встраивались с одной из сторон конструкции плазменного катода снаружи. В качестве плазменного катода использовались конструкция с коаксиальным цилиндрическим ОР с генерацией встречных электронных пучков; планарная конструкция на основе ОР без генерации встречных ЭП; планарный ОР со встречными ЭП; РПК с различной защитой плазменной области от капилляра. Были исследованы обострительные и частотные свойства разрядных устройств с капиллярами двух типов: капиллярная секция с круглым сечением переменного диаметра (круглый капилляр), состоящая из колец Al_2O_3 -керамики с внешним диаметром 8 мм и внутренним диаметром 1 и 5 мм; капиллярная секция прямоугольного сечения (щелевой капилляр) размером 0.3×10 мм, собранной из пластин Al_2O_3 -керамики.

Эксперименты, проведенные в режиме цуга импульсов, продемонстрировали, что вынесение капилляра из внутренней области плазменного катода меняет свойства коммутатора, в том числе его главные преимущества: время задержки развития разряда τ_d на любых частотах следования импульсов f уменьшается до порядка величин, а сама частота f может уменьшиться до двух порядков величины при одинаковых параметрах первичных импульсов.

Предполагаемая причина состоит в исключении из механизма задержки развития пробоя первоначального наиболее продолжительного периода слабого размножения электронов в капилляре, вызванного свободным пролетом электронов до внутренней поверхности капилляра. При отсутствии условий для нейтрализации поверхностных зарядов происходит их быстрое накопление, что препятствует уходу электронов на стенки.

Эта проблема была решена путем организации емкостного разряда между внутренней поверхностью капилляра и экраном, охватывающим внешнюю стенку капилляра. На рис. 1 приведены $\tau_d(f)$ – частотные характеристики эйтрона при давлении рабочего газа – гелия $p_{\text{He}} = 6.9$ Торр

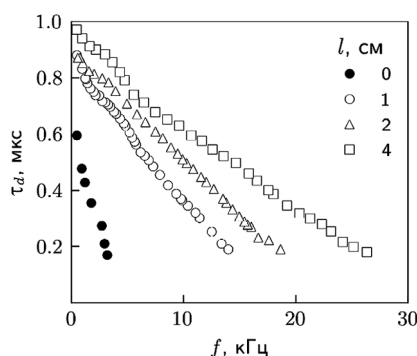


Рис. 1. Зависимость $\tau_d(f)$ для конструкции ОР + круглый капилляр, $U = 15$ кВ, $p_{\text{He}} = 6.9$ Торр при различных значениях длины l металлического экрана

для случая, когда плазменным катодом является ОР без генерации встречных электронных пучков с SiC-катодом диаметром 30 мм и сетчатым анодом, установленным на расстоянии 3 мм от катода. Кривая 0 относится к случаю, когда внешний экран отсутствовал, остальные кривые соответству-

ют ситуации с установленным внешним экраном различной длины ($l = 1-4$ см), соединённым (и соответственно заземленным) с катодом ОР. Из рис. 1 видно, что наличие внешнего экрана увеличивает τ_d , причем величина задержки развития пробоя зависит от длины экрана и максимальна при ее наибольшей длине. Полная экранировка капилляра приводит к наилучшим характеристикам устройства, сравнимым с таковыми для эйтрона с коаксиальным расположением электродов, полученным в [10].

Использование плазменного катода на основе ОР без встречных ЭП не приводит к субнаносекундным временам нарастания напряжения на нагрузке 50 Ом. Для реализации субнаносекундной коммутации с использованием внешнего капилляра применялись помимо ОР три варианта плазменного катода на основе разряда в полом катоде: а) РПК с внутренним диаметром катода 50 мм, длиной 70 мм, с одного торца которого устанавливался капилляр; б) аналогичная конструкция плазменного катода, но с двумя защитными сетками с характерным размером отверстий ~ 0.5 мм, установленными перед капилляром, причём каждая из них могла быть использована в качестве анода в РПК; в) РПК, но с сетчатым коаксиальным анодом, расположенным на расстоянии 5 мм от катода с размером ячейки 3×3 мм. Все указанные плазменные катоды на основе РПК проще в изготовлении, чем конструкция ОР со встречными ЭП, используемая в кивотронах, и поэтому в случае хороших коммутационных характеристик было бы предпочтительнее их использование в серийных приборах.

На рис. 2 показана эволюция времен задержки развития пробоя τ_d при времени подъёма напряжения на коммутаторе $\tau \approx 150$ нс для различных вариантов конструкций РПК. Исследование показало, что варианты (б) и (в) обладают практически одинаковыми характеристиками, близкими к полученным в эйтроне в работе [10] и превышающими вариант с классическим РПК (а). Отметим, что при пониженных частотах следования импульсов время задержки τ_d больше при низком напряжении $U = 15$ кВ, а при высоких f наблюдается обратная картина – τ_d больше при высоких напряжениях $U = 30$ кВ.

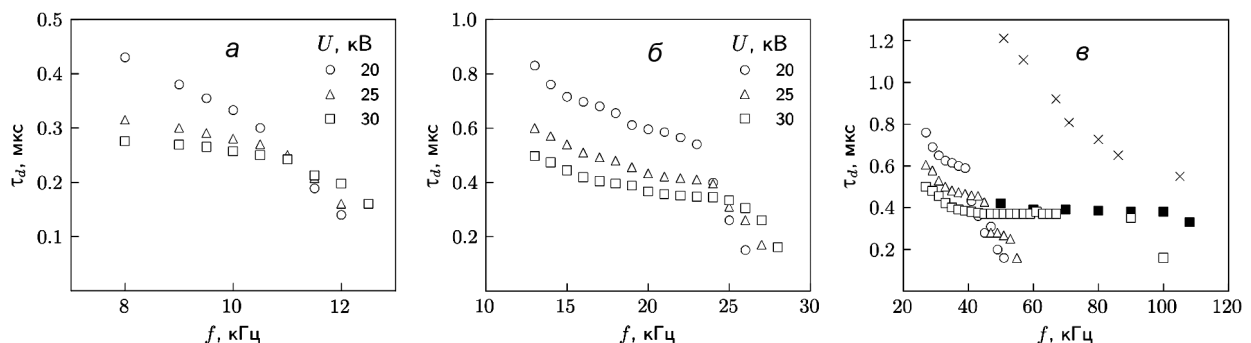


Рис. 2. Зависимости $\tau_d(f)$: а) РПК без защитных сеток + круглый капилляр, $p_{\text{He}} = 10$ Торр; б) РПК с защитными сетками + круглый капилляр, $p_{\text{He}} = 4.4$ Торр; в) РПК с коаксиальной сеткой-анодом + круглый капилляр (○, △, □, ■) и планарный ОР со встречными ЭП + щелевой капилляр (×); $p_{\text{He}} = 2.2$ (■), 2.6 (○, △, □), 7 Торр (×); $U = 15$ (×), 20 (○); 25 (△); 30 кВ (□, ■)

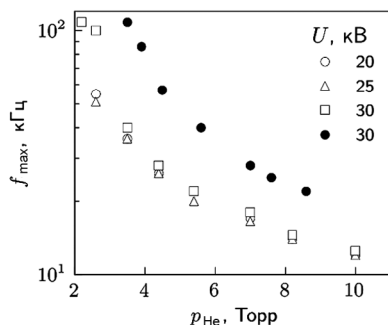


Рис. 3. Зависимости $f_{\text{max}}(p_{\text{He}})$: ОР со встречными ЭП + круглый капилляр (○, △, □); ОР со встречными ЭП + щелевой капилляр (●)

На рис. 3 показаны максимально достижимые частоты следования в зависимости от давления гелия – $f_{\text{max}}(p_{\text{He}})$ при $\tau \geq 150$ нс для устройств с ОР со встречными ЭП и двумя вариантами капилляров – круглым и щелевым. Из рис. 3 видно, что частота следования импульсов $f = 100$ кГц при $U = 30$ кВ достигается при $p_{\text{He}} \leq 2.6$ Торр для круглого капилляра и $p_{\text{He}} \leq 3.5$ Торр для щелевого. В отдельных измерениях время пробоя щелевого капилляра достигало величины 0.5 нс, подробное же измерение коммутационных характеристик выходит за пределы данной работы.

Подробные исследования со щелевым капилляром 0.3×10 мм продемонстрировали превосходство его характеристик по сравнению с круглым капилляром: меньшие

времена коммутации; более высокие частоты следования; большие времена задержки; меньшее остаточное сопротивление разряда.

Заключение

Представлены результаты исследования частотных характеристик субнаносекундного плазменного коммутатора, основанного на комбинации разрядов: «открытого» разряда / разряда в полом катоде и разряда в капилляре, вынесенного из внутренней полости плазменного катода. Показано, что при различных устройствах плазменного катода и капиллярной секции при наличии внешнего экрана, обеспечивающего емкостной разряд и соответственно исключение из механизма задержки развития периода накопления электронов в капилляре, обеспечиваются высокие значения частоты следования импульсов. Продемонстрировано, что при напряжении $U = 30$ кВ достигается частота следования импульсов $f = 100$ кГц для капилляра круглого сечения при $p_{\text{He}} \leq 2.6$ Торр и для щелевого капилляра при $p_{\text{He}} \leq 3.5$ Торр.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Д.Э. и др. // ЖТФ. – 2015. – Т. 85. – Вып. 10. – С. 50–57.
2. Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Д.Э. и др. // ЖТФ. – 2015. – Т. 85. – Вып. 10. – С. 58–63.
3. Bokhan P.A., Gugin P.P., Lavrukhin M.A., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2018. – V. 51. – No. 40. – P. 404002.
4. Александров А.Л., Швейгерт И.В. // Физика плазмы. – 2018. – Т. 44. – № 5. – С. 409–415.
5. Bokhan P.A., Gugin P.P., Lavrukhin M.A., et al. // Phys. Plasmas. – 2013. – V. 20. – No. 3. – P. 033507.
6. Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Д.Э. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2015. – Т. 58. – № 9/2. – С. 75–78.
7. Choi P. and Favre M. // Rev. Sci. Instrum. – 1998. – V. 69. – No. 9. – P. 3118–3122.
8. Favre M., Wyndham E., Lenero A.M., et al. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2008. – V. 17. – P. 024011.
9. Choi P., Zakharov S.V., Aliaga-Rossel R., et al. // Proc. SPIE. – 2011. – V. 7969. – P. 796935.
10. Bokhan P.A., Gugin P.P., Lavrukhin M.A., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2018. – V. 51. – No. 36. – P. 364001.

Поступила в редакцию 13.09.19.

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
г. Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный технический университет,
г. Новосибирск, Россия

Бохан Петр Артемович, д.ф.-м.н., гл. науч. сотр. ИФП СО РАН, e-mail: bokhan@isp.nsc.ru;

Гугин Павел Павлович, мл. науч. сотр. ИФП СО РАН, e-mail: gugin@isp.nsc.ru;

Закревский Дмитрий Эдуардович, д.ф.-м.н., зав. лабораторией ИФП СО РАН, профессор НГТУ, e-mail: zakrdm@isp.nsc.ru;

Лаврухин Максим Александрович, мл. науч. сотр. ИФП СО РАН, e-mail: lavrukhin@isp.nsc.ru.

УДК 537.525

DOI: 10.17223/00213411/62/11/96

*В.И. ОРЕШКИН^{1,2}, Р.Б. БАКШТ³, А.С. ЖИГАЛИН¹, Е.В. ОРЕШКИН⁴, А.Г. РУССКИХ¹***ФИЛАМЕНТАЦИЯ ТОКОНЕСУЩИХ ПЛАЗМЕННЫХ ОБОЛОЧЕК ***

В токнесущей плазме развиваются различные типы магнитогидродинамических неустойчивостей, одними из которых являются филаменты, проявляющиеся в формировании отдельных токовых каналов. На основе методов теории малых возмущений сделан анализ развития перегревных неустойчивостей, ведущих к образованию филаментов. Проведено сравнение результатов этой теории с результатами экспериментов по сжатию плазменных лайнеров, проведенных на установке ИМРИ-5.

Ключевые слова: филаменты, плазменный лайнер, сильноточный генератор.

Введение

В настоящее время наиболее эффективным способом получения плотной высокотемпературной плазмы является электромагнитное сжатие вещества под действием протекающего через вещество тока. Систематические исследования Z-пинчей были начаты в начале 50-х годов прошлого столетия в связи с возникновением проблемы управляемого термоядерного синтеза (УТС) [1, 2]. Рассматриваются различные схемы реализации УТС с помощью Z-пинчей [3–6]. Например, в рамках концепции MagLIF (Magnetized Liner Inertial Fusion [7–9]) предполагается использовать сжатие изначально нагретой дейтериево-третиевой смеси металлическим лайнером. В концепции MagLIF ключевыми являются вопросы, связанные с устойчивостью сжатия, так как ею определяются достижимые финальные значения плотности и температуры плазмы. В токнесущей плазме развиваются различные типы магнитогидродинамических неустойчивостей. Обычно наиболее опасными являются неустойчивости Рэлея – Тейлора (РТ) с модой $m = 0$ (перетяжки), рост которых обусловлен давлением магнитного поля [10–12]. Однако в начальной стадии сжатия этот тип неустойчивостей может быть подавлен. Существуют различные методы подавления РТ-неустойчивостей, например либо за счет snow-plow-механизма [13], обусловленного профилированием начального распределения плотности плазменного лайнера, либо за счет наложения аксиального магнитного поля [1, 14–16]. Однако в этом случае в начальной стадии сжатия может развиваться другой вид неустойчивостей, а именно возникновение филаментов, проявляющихся в формировании отдельных токовых каналов [15–18]. Анализ этого вида неустойчивостей, характерного для плазменных лайнеров, является целью данной работы.

Методика экспериментов и результаты исследования

Эксперименты по сжатию металлоплазменных лайнеров [16–20] проводились на сильноточном генераторе ИМРИ-5, который представляет собой конденсаторную батарею с запасаемой энергией 7.84 кДж, обеспечивающую ток в нагрузке с амплитудой до 450 кА при времени нарастания приблизительно 500 нс. При формировании оболочки в межэлектродный зазор сильноточного генератора ИМРИ-5 инжектировалась плазменная струя, создаваемая плазменной пушкой, в которой генерация плазмы происходит с помощью вакуумной дуги. Оболочка представляла собой струю ионизованного металла, испаренного с поверхности электродов дуги. В экспериментах для создания плазменной оболочки использовались магниевые электроды, и соответственно основным материалом лайнера являлся магний. Использовались следующие виды диагностики: с помощью активного высокоомного делителя напряжения измерялось падение напряжения на лайнере $V(t)$; поясом Роговского измерялся полный ток $I(t)$, протекающий через лайнер; с помощью 4-кадровой оптической камеры HSFC-Pro регистрировалось изображение пинча (экспозиция кадра 3 нс).

Результаты экспериментов представлены на рис. 1, на котором приведены осциллограммы тока и напряжения (*a*) и оптическое изображение пинча, полученное с помощью камеры HSFC-Pro (*б*). На рис. 1, *a* моменту сжатия пинча соответствует максимум напряжения, а изображение пинча

* Работа поддержана грантом Российского научного фонда, проект № 19-19-00127.

(рис. 1, б) получено приблизительно за 40 нс до сжатия. Из рис. 1, б видно, что в данном случае РТ-неустойчивости (перетяжки) отсутствуют, что является следствием профилирования начального распределения плотности плазменной струи [17]. Однако на этом рисунке отчетливо видны филаменты – отдельные токовые каналы. Предполагается, что они возникают в результате развития перегревных неустойчивостей, рост которых определяется характером зависимости электропроводности от термодинамических параметров вещества [21, 22]. Если проводимость растет с ростом температуры, как это имеет место в плазме, то перегревная неустойчивость должна приводить к возникновению отдельных токовых каналов.

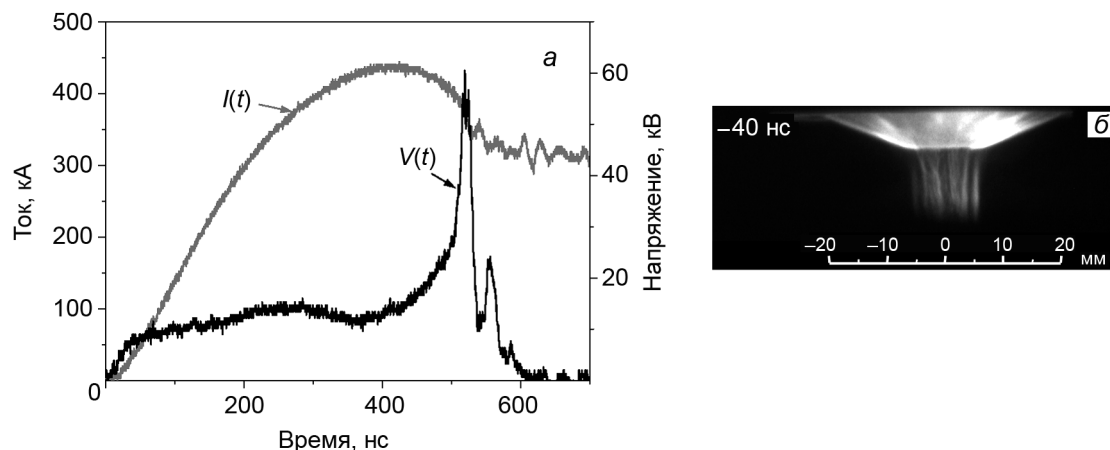


Рис. 1. Результаты экспериментов, полученные при сжатии магниевого металлоплазменного лайнера: а) осциллограммы тока и напряжения; б) изображение лайнера, полученное с помощью оптической камеры HSFC-Pro за 40 нс до момента сжатия

Модель филаментации

Физическое описание процессов, протекающих при сжатии плазменных лайнеров, основывается на уравнениях магнитной гидродинамики (МГД), описывающих макроскопические движения вещества с учетом влияния электромагнитных полей. Ниже для анализа будем использовать одно из МГД-уравнений, отражающее закон сохранения энергии:

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \nabla) \varepsilon = -p \nabla \mathbf{v} + \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} - \nabla (\kappa \nabla T), \quad (1)$$

где ρ , T – плотность и температура вещества; \mathbf{v} – макроскопическая скорость; p , ε – давление и внутренняя энергия; \mathbf{j} – плотность тока; κ , δ – коэффициент теплопроводности и удельное сопротивление.

Задачу будем рассматривать в следующей постановке. Имеется плазменная оболочка радиусом R и толщиной d . Так как филаменты образуются в начальной стадии сжатия, когда скорость оболочки мала, то ей будем пренебрегать. Предположим, что в исходном состоянии оболочка однородна (в ней отсутствуют градиенты температуры и плотности), но с течением времени на ней могут возникать азимутальные неоднородности температуры. В невозмущенной оболочке вектор плотности тока имеет лишь одну z -компоненту. Будем считать, что температура возмущена по азимуту, то есть $T(t, \varphi) = T_0(t) + T_1(t, \varphi)$, где $T_1(t, \varphi)$ – малое возмущение температуры. Разлагая в ряд возле точки (T_0) функцию удельного электрического сопротивления и ограничиваясь первым членом ряда, имеем $\delta \approx \delta_0 + \frac{\partial \delta}{\partial T} T_1$, где $\frac{\partial \delta}{\partial T}$ – производная от удельного сопротивления по температуре. Далее будем предполагать, что напряженность электрического поля однородна вдоль сечения оболочки. Это предположение означает то, что в оболочке эффекты скинирования электромагнитных полей незначительны. Из предположения о постоянстве напряженности электрического поля следует, что плотность тока в возмущенной плазме распределена обратно пропорциональ-

но ее удельному сопротивлению, то есть $j \approx j_0 \left[1 - \frac{T_1}{\delta_0} \frac{\partial \delta}{\partial T} \right]$. Тогда из (1), считая, что $\varepsilon = c_v T$, где c_v – теплоемкость плазмы, уравнение для малого возмущения температуры можно записать в виде

$$\rho c_v \frac{\partial T_1}{\partial t} = -j_0^2 \frac{\partial \delta}{\partial T} T_1 + \kappa \Delta T_1. \quad (2)$$

Представим малое возмущение температуры в следующей форме:

$$T_1(t, \phi) = \text{const} \cdot \exp\{\gamma t + im\phi\}, \quad (3)$$

где γ – мгновенный инкремент нарастания неустойчивости; m – номер моды азимутального возмущения. Подставляя (3) в (2), для мгновенного инкремента нарастания получим выражение

$$\gamma = -\frac{1}{\rho c_v} \left(j_0^2 \frac{\partial \delta}{\partial T} + \kappa \frac{m^2}{r^2} \right), \quad (4)$$

которое является дисперсионным уравнением для рассматриваемого вида неустойчивости. Оно показывает, что для плазмы, где $\frac{\partial \delta}{\partial T} < 0$, дестабилизирующим фактором, ведущим к появлению филаментов, является джоулев нагрев, а теплопроводность плазмы играет стабилизирующую роль. Дисперсионное уравнение (4) имеет вид, аналогичный дисперсионному уравнению для перегревых неустойчивостей в конденсированном металле [23], развивающихся при электрическом взрыве проводников и ведущих к образованию страт [24, 25].

Представим плотность вещества и плотность тока в виде $\rho = \frac{M}{2\pi R d}$, $j_0 = \frac{I}{2\pi R d}$, где I – ток, протекающий через оболочку; M и d – погонная масса и толщина такой оболочки. Тогда выражение (4) примет следующий вид:

$$\gamma = -\frac{1}{c_v M R} \left(\frac{I^2}{2\pi d} \frac{\partial \delta}{\partial T} + 2\pi d \kappa m^2 \right). \quad (5)$$

Следуя [23], с помощью выражения (5) можно определить характерный инкремент нарастания (при $m \rightarrow 0$) и максимальное волновое число (при $\gamma = 0$):

$$\gamma_m = -\frac{I^2}{2\pi c_v M R d} \frac{\partial \delta}{\partial T}, \quad m_{\max} = \sqrt{-\frac{I^2}{4\pi^2 \kappa d^2} \frac{\partial \delta}{\partial T}}. \quad (6)$$

Так как в плазме производная $\frac{\partial \delta}{\partial T}$ отрицательна, то моды с волновым числом $m < m_{\max}$ неустойчивы и их амплитуды растут экспоненциально, а коротковолновые моды с волновым $m > m_{\max}$ затухают за счет теплопроводности.

Рассмотрим идеальную плазму. В этом случае внутренняя энергия, входящая в выражение (1), может быть записана в виде $\varepsilon = c_v T = \frac{3(1+Z)}{2} \frac{kT}{m_i}$, где m_i и Z – масса и средний заряд ионов; k – постоянная Больцмана. В невозмущенной оболочке магнитное поле имеет лишь одну азимутальную компоненту, а так как мы рассматриваем лишь азимутальные возмущения оболочки, то коэффициенты переноса в плазме равны коэффициентам переноса вдоль магнитного поля. Коэффициент электронной теплопроводности, проводимость и удельное сопротивление плазмы вдоль магнитного поля [26] равны

$$\kappa = 3.16 \frac{n_e \tau_e kT}{m_e}, \quad \sigma = \frac{1}{\delta} = 1.96 \frac{e^2 n_e \tau_e}{m_e}, \quad (7)$$

где n_e – концентрация электронов; m_e – масса электрона; τ_e – время столкновений между электронами и ионами, которое определяется выражением $\tau_e = \frac{3\sqrt{m_e} (kT)^{3/2}}{4\sqrt{2}\pi e^4 Z \Lambda n_e}$, где e – заряд электрона;

Z – средний заряд ионов; Λ – кулоновский логарифм. Тогда из (6), с учетом (7), получим следующие выражения для характерного инкремента нарастания и максимального волнового числа:

$$\gamma_m = 0.27 \frac{e^2 m_i \sqrt{m_e} Z \Lambda}{(1+Z)(kT)^{5/2}} \frac{I^2}{MRd}, \quad m_{\max} = 0.25 \frac{e^3 \sqrt{m_e} Z \Lambda}{(kT)^{5/2}} \frac{I}{d}. \quad (8)$$

Сравнение экспериментальных и теоретических результатов

Применим выводы теории, изложенной выше, к экспериментальным результатам по сжатию магнито-металлоплазменных лайнеров. На изображении пинча, представленном на рис. 1, б, отчетливо видны филаменты, общее число которых не менее десяти. Исходя из этого, значение максимального волнового числа, полученное в экспериментах, можно оценить как $m_{\max} \approx 10$. Диаметр филаментов приблизительно равен одному миллиметру и приблизительно соответствует толщине токовой оболочки, то есть $d \approx 0.1$ см. Согласно рис. 1, а, амплитуда тока в момент наблюдения приблизительно равна $I \approx 400$ кА. Исходя из этих экспериментальных данных, с помощью выражения (8), позволяющего вычислить m_{\max} , можно оценить температуру пинча. Считая, что значение кулоновского логарифма равно $\Lambda \approx 5$ и оценивая средний заряд магнито-плазмы $Z \approx 5$, получим, что за 40 нс до сжатия температура оболочки составляет приблизительно 35 эВ. Если при проведении оценок эту величину считать температурой в филаментах, тогда температура окружающей филаменты плазмы должна быть ниже этого значения.

Оценим, правомерно ли в нашем случае пренебрегать эффектами скинирования электромагнитных полей, что предполагалось при построении модели филаментации, изложенной выше. Пренебрегать эффектами скинирования оправдано в том случае, если толщина скин-слоя (Δ_{sk}) больше толщины токовой оболочки, то есть при выполнении условия $\Delta_{sk} > d$. Толщина скин-слоя зависит от проводимости плазмы и равна [27] $\Delta_{sk} = c \sqrt{\frac{\tau_{sk}}{4\pi\sigma}}$, где c – скорость света в вакууме; τ_{sk} – длительность электромагнитного импульса. В нашем случае $\tau_{sk} \approx 500$ нс (см. рис. 1, а). Тогда с учетом (7) получим, что при температуре плазмы 30–35 эВ толщина скин-слоя составляет $\tau_{sk} \approx 0.16$ – 0.2 см и условие $\Delta_{sk} > d$ в нашем случае выполняется.

Далее, для того чтобы в процессе сжатия пинча неустойчивости успели развиваться, время их развития должно быть меньше характерного времени процесса. Оценим инкремент нарастания филаментационных неустойчивостей. Для этого перепишем выражение (8) в виде

$$\gamma_m \approx 1.1 \frac{m_i}{e(1+Z)} \frac{m_{\max} I}{MR}. \quad (9)$$

В экспериментах погонная масса магнито-оболочки составляла $M \approx 10$ мкг/см, а ее радиус в момент наблюдения, согласно рис. 1, б, был приблизительно равен $R \approx 0.5$ см. Тогда из (9) для инкремента нарастания получаем значение $\gamma_m \approx 3.5 \cdot 10^7$ с⁻¹, то есть характерное время развития филаментов ($\sim 1/\gamma_m$) составляет менее 30 нс. Это на порядок меньше времени сжатия оболочки (приблизительно 500 нс, см. рис. 1, б). То есть можно сделать вывод, что в описанных выше экспериментах перегревы неустойчивости должны не только успеть сформироваться, но и перейти в нелинейную стадию, что отражает рис. 1, б.

Таким образом, сравнение теоретических и расчетных результатов показывает, что вероятной причиной появления токовых каналов в процессе сжатия металлоплазменных лайнеров является развитие перегревых неустойчивостей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Artsimovich L. A. Controlled Thermonuclear Reactions. – Moscow: Fizmatgiz, 1961. – 467 p.
2. Kurchatov I. // Atom. Energiya. – 1956. – V. 1. – No. 3. – P. 65.
3. Smirnov V. // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 1991. – V. 33. – No. 13. – P. 1697.
4. Ryutov D. D., Derzon M. S., and Matzen M. K. // Rev. Mod. Phys. – 2000. – V. 72. – No. 1. – P. 167-223.
5. Haines M. G. // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2011. – V. 53. – No. 9. – P. 093001.
6. Aleksandrov V. V. et al. // Plasma Phys. Rep. – 2014. – V. 40. – No. 12. – P. 939-954.

7. Gomez M.R., Slutz S.A., Sefkow A.B., et al. // Phys. Rev. Lett. – 2014. – V. 113. – No. 15. – P. 155003.
8. Peterson K.J. et al. // Phys. Rev. Lett. – 2014. – V. 112. – No. 13. – P. 135002.
9. Awe T.J. et al. // Phys. Rev. Lett. – 2016. – V. 116. – No. 6. – P. 065001.
10. Budko A. et al. // Exp. Theor. Phys. J. – 1989. – V. 95. – No. 2. – P. 496–513.
11. Baksht R.B., Datsko I.M., Kim A.A., et al. // Plasma Phys. Rep. – 1995. – V. 21. – P. 907–912.
12. Labetsky A.Yu., Baksht R.B., Oreshkin V.I., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2002. – V. 30. – No. 2. – P. 524–531.
13. Velikovich A.L., Cochran F.L., Davis J., et al. // Phys. Rev. Lett. – 1996. – V. 77. – No. 5. – P. 853.
14. Chaikovsky S.A., Labetsky A.Yu., Oreshkin V.I., et al. // Laser and Particle Beams. – 2003. – V. 21. – No. 2. – P. 255–264.
15. Mikitchuk D., Stollberg C., Doron R., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2014. – V. 42. – No. 10. – P. 2524–2525.
16. Roussikh A.G., Zhigalin A.S., Oreshkin V.I., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2018. – V. 46. – No. 11. – P. 3849–3854.
17. Roussikh A.G., Zhigalin A.S., Oreshkin V.I., et al. // Phys. Plasmas. – 2014. – V. 21. – No. 5. – P. 052701.
18. Baksht R.B., Oreshkin V.I., Roussikh A.G., and Zhigalin A.S. // Plasma Phys. Controlled Fusion. – 2018. – V. 60. – No. 3. – P. 035015.
19. Roussikh A.G., Zhigalin A.S., Oreshkin V.I. et al. // Phys. Plasmas. – 2011. – V. 18. – No. 9. – P. 092707.
20. Roussikh A.G., Zhigalin A.S., Oreshkin V.I., et al. // Phys. Plasmas. – 2016. – V. 23. – No. 6. – P. 063502.
21. Kadomtsev B. // Reviews of Plasma Physics / ed. M.A. Leontovich. – N.Y.: Consultants Bureau, 1980. – 141 p.
22. Oreshkin V.I. // Phys. Plasmas. – 2008. – V. 15. – No. 9. – P. 092103.
23. Oreshkin V.I. // Techn. Phys. Lett. – 2009. – V. 35. – No. 1. – P. 36–39.
24. Baksht R.B., Tkachenko S.I., Romanova V.M., et al. // Tech. Phys. – 2013. – V. 58. – No. 8. – P. 1129–1137.
25. Oreshkin V.I., Roussikh A.G., Chaikovsky S.A., et al. // Phys. Plasmas. – 2010. – V. 17. – No. 7. – P. 072703.
26. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы / под ред. М.А. Леонтовича. Вып. 1. – М.: Госатомиздат, 1963. – 183 с.
27. Landau L.D. et al. Electrodynamics of Continuous Media. – Elsevier, 1984.

Поступила в редакцию 13.09.19.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

² Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

³ Тель-Авивский университет, г. Тель-Авив, Израиль

⁴ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия

Орешкин Владимир Иванович, д.ф.-м.н., профессор, гл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, профессор НИ ТПУ, e-mail: Oreashkin@ovpe.hcei.tsc.ru;

Бакшт Рина Борисовна, д.ф.-м.н., науч. консультант Тель-Авивского университета, e-mail: bakshttrina@gmail.com;

Жигалин Александр Сергеевич, мл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: zhigalin@ovpe2.hcei.tsc.ru;

Орешкин Евгений Владимирович, к.ф.-м.н., науч. сотр. ФИАН, e-mail: bombom774@gmail.com;

Русских Александр Геннадиевич, ст. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: russ@ovpe2.hcei.tsc.ru.

УДК 621.315.592

DOI: 10.17223/00213411/62/11/101

Л.Н. ОРЛИКОВ, Н.Л. ОРЛИКОВ, К.М. МАМБЕТОВА, С.М. ШАНДАРОВ

ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ ДЛЯ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ

Впервые разработан метод выделения высокочастотных колебаний из плазмы высоковольтного тлеющего разряда. Метод основан на возникновении пульсаций давления при взаимодействии струи напускаемого рабочего газа с преградой. Пульсации давления создают пространственную неоднородность концентрации плазмы высоковольтного тлеющего разряда (14 кВ, 30 мА), что вызывает нестабильность горения разряда. Разница напряжения зажигания и горения разряда вкладывается в ионизационные процессы и сверхвысокочастотные (СВЧ) колебания, которые выделяются индуктивно-емкостным контуром на частоте 5 МГц. Доля мощности, переведенная в СВЧ-колебания, достигает 40 %. Апробация генератора при травлении ниобата лития показала, что поверхностный заряд с подложки снимается плазмой, а также за счет токов смещения и перезарядки. Скорость травления достигает 5 мкм/ч.

Ключевые слова: разряд, частота, источник ионов, поток плазмы.

Введение

Широкое распространение получила обработка материалов потоками ионов, электронов и плазмы [1–3]. Однако воздействие электронного или ионного потока на материалы оптической электроники (пьезоэлектрики) сопровождается зарядом поверхности, который препятствует обработке.

В данной работе с целью повышения эффективности ионного травления исследуется возможность выделения высокочастотной составляющей электрического поля из плазмы высоковольтного тлеющего разряда с одновременным снятием поверхностного заряда плазмой. Предлагается использовать пульсации давления, возникающие при взаимодействии струи напускаемого рабочего газа с преградой [4]. Пульсации давления вызывают пространственную неоднородность концентрации плазмы и нестабильность изменения концентрации плазмы в высоковольтном разряде. Плазма является источником широкого спектра излучаемых частот. Индуктивно-емкостной контур выделяет частоту, наиболее приемлемую для разрыва энергии связи при обработке конкретного материала. Заряд поверхности материала снимается плазмой разряда, а также за счет токов смещения и перезарядки [5].

Моделирование процесса

В качестве модели описания течения газа используется одномерная гидродинамическая модель [6]. Истечение газового потока в вакуум (рис. 1) характеризуется коэффициентом скорости λ , равным отношению скорости потока газа к скорости звука в неподвижном газе [6]:

$$\lambda = (k + 1)/(k - 1), \quad (1)$$

где k – показатель адиабаты газа. При $\lambda = 0$ газ неподвижен, при $\lambda = 1$ скорость потока равна скорости звука, при $\lambda = 2.5$ скорость потока достигает максимального значения.

Радиальное и продольное расширение потока происходит с формированием на расстоянии X_m зоны уплотнения давления, центральная часть которой называется диском Маха. Расстояние до диска Маха в свободной струе подчиняется выражению [6]

$$X_m = 0,7d(kP_j/P_1)^{0,5}, \quad (2)$$

где d – диаметр отверстия истечения газа; k – показатель адиабаты газа; P_j , P_1 – давления на срезе отверстия истечения газа и в камере, куда истекает газ.

Давление на срезе отверстия d определяется соотношением [6]

$$P_j/P_0 = [2/(k + 1)]^{k/(k+1)}. \quad (3)$$

Для воздуха давление на срезе отверстия истечения газа определится соотношением

$$P_j = 0.528 P_0, \quad (4)$$

где P_0 – давление перед отверстием напуска газа.

Максимальный поперечный размер свободной струи на уровне диска Маха d_m удовлетворительно описывается выражением

$$d_m = d(kP_j / P_1)^{0.5}. \quad (5)$$

Методика и техника эксперимента

На рис. 1 представлена схема газоразрядного генератора. В вакуумной камере 1 расположен экспандер 2 с отверстиями диаметром по 1 мм для подачи плазмы в область извлекающего электрода. При откачке вакуумной камеры насосом НВЗ-20 до давления 5–10 Па в нее напускается рабочий газ (воздух). Газ, истекая в вакуум через отверстие d , распространяется в виде факела 4 с формированием диска Маха 5. За диском Маха перед подвижной преградой 6 формируется турбулентная зона пульсаций давления. Импульсное давление регистрируется электроразрядным датчиком давления 7 с помощью осциллографа.

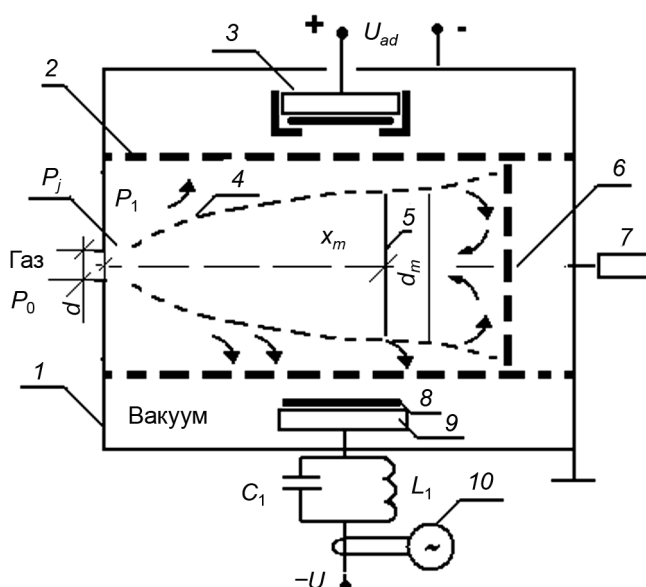


Рис. 1. Схема газоразрядного генератора высокой частоты

Сначала между корпусом 1 и анодом 3 зажигается низковольтный вспомогательный разряд U_{ad} (600 В, 1 А). Электронный поток бомбардирует анод 3 с расположенным на нем ниобатом лития. После прогрева системы разряд начинает гореть в парах испаряемого материала, идентичного обрабатываемому образцу. Об этом свидетельствует изменение вольт-амперной характеристики вспомогательного разряда.

На электрод 9 подается извлекающее напряжение ($-U$) порядка 3 кВ с током до 70 мА. В системе возникает основной высоковольтный разряд. Образец ниобата лития 8 прогревается в течение 15 мин до температуры 500 К. Прогрев способствует удалению адсорбированных газов из элементов устройства и предотвращает температурное напряжение кристалла. Спустя 5–10 мин при неизменном давлении в камере напряжение разряда повышается до 10–14 кВ, а ток разряда уменьшается до 30 мА. Изменение вольт-амперной характеристики свидетельствует о горении высоковольтного разряда в парах травимого материала. Взаимодействие напускаемого газа с экспандером и преградой приводит к возникновению импульсов давления и нестабильности основного высоковольтного лучевого разряда. Разряд начинает хаотично перескакивать по отверстиям экспандера. Разница между напряжением зажигания и горения вкладывается в ионизационные процессы и СВЧ-колебания, выделяемые индуктивно-емкостным контуром. Выделяемая частота ре-

гистрируется осциллографом 10 марки АКИП 4119/2. Обработка осциллограмм проводится с помощью пакета Mathcad.

Результаты исследования и их обсуждение

В диапазоне давлений в вакуумной камере от 1 до 100 Па форма потока газа меняется от формы в виде шара до формы в виде факела. Расстояние до диска Маха соизмеримо с поперечником струи и составляет 10 диаметров отверстия истечения d . Это совпадает с данными [6] для истечения потоков газа при перепаде давления. Амплитуда высокочастотных колебаний усиливается с увеличением расхода газа. Поверхностный заряд с кристалла снимается плазмой, а также за счет токов смещения и перезарядки. Изменяя размеры экспандера и положение преграды, можно настраивать генератор на частоту, наиболее подходящую для определенного материала. Доля мощности, переведенная в СВЧ-колебания, определенная калориметром, достигает 40 %. Для уменьшения газовой нагрузки в ряде случаев применялся импульсный напуск газа с частотой 1 Гц и расходом 10^{-4} Па·м³/с. Наложение магнитного поля (0.2 Тл) позволяет увеличивать ток разряда. В этом случае частота импульсов давления возрастает до 16 кГц. После травления кристаллы ниобата лития отжигались для просветления. Апробация травления на ниобате лития обеспечивает скорость травления 5 мкм/ч при плотности ионного тока 0.5 мА/см² и относительно прямоугольном профиле травления. Применение легких газов с высоким потенциалом ионизации (гелий) позволяет генератору работать на более высоком давлении.

На рис. 2 представлена осциллограмма колебаний применительно к травлению ниобата лития. На фоне периодических колебаний давления газа просматриваются высокочастотные плазменные колебания на частотах 1–5 МГц. Изменяя давление газа или геометрические размеры экспандера, можно изменять амплитуду взаимодействия газа с преградой и условия горения высоковольтного разряда.

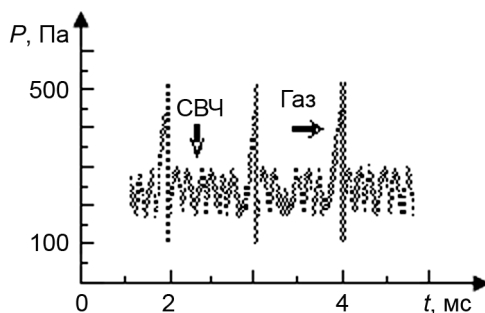


Рис. 2. Осциллограмма колебаний давления в системе

Выводы

Впервые показана возможность выделения высокочастотной составляющей электрического поля из плазмы применительно к травлению композиционных материалов ионами компонент самого материала. Показана возможность настройки частоты и параметров травления за счет взаимодействия газового потока с экспандером. Требуемая частота травления зависит от рода материала. Повышение производительности устройства (скорости травления) достигается за счет сочетания ионного и СВЧ-воздействия на материал. Способ построения генераторов высокой частоты для обработки стеклоподобных материалов показал свою перспективность. Полученные результаты позволяют расширить техническое применение пьезоэлектрических материалов в современной электронике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тургунова Н.Д., Алейник А.Н., Букал В. // Изв. вузов. Физика. — 2018. — Т. 61. — № 12/2. — С. 99–101.
2. Orlikov L.N., Arestov S.I., Shandarov S.M., and Mambetova K.M. // Изв. вузов. Физика. — 2015. — Т. 58. — № 9/3. — С. 24–27.
3. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Источники низкоэнергетических сильнооточных электронных пучков с плазменным анодом. — Новосибирск: Наука, 2018. — 176 с.
4. Орликов Л.Н. Вопросы теории и практики вывода в газ низкоэнергетических электронных пучков. — Томск: ТГУ, 2002. — 150 с.

5. Орликов Л.Н., Орликов Н.Л., Шандаров С.М. Устройство для ионной обработки материалов // Патент 2187168 Российская Федерация, МПК H01J27/02, C23C14/46, H05H1/34. Заявитель и патентообладатель: Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники. Заявл. 18.12.2000, № 2000131832/06; Оpubл. 10.08.2002.
6. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. – М.: Наука, 1976. – 808 с.

Поступила в редакцию 13.09.19.

Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники, г. Томск, Россия

Орликов Леонид Николаевич, д.т.н., профессор каф. ЭП ТУСУРа, e-mail: Oln4@yandex.ru;

Орликов Николай Леонидович, инженер каф. ЭП ТУСУРа, e-mail: ufoss@ngs.ru;

Мамбетова Ксения Мустафиевна, аспирантка каф. ЭП ТУСУРа, e-mail: kseniam-89@mail.ru;

Шандаров Станислав Михайлович, д.ф.-м.н., профессор, зав. каф. ЭП ТУСУРа, e-mail: stanislavshandarov@gmail.com.

УДК 537.523

DOI: 10.17223/00213411/62/11/105

К.В. АРТЕМЬЕВ¹, Н.Н. БОГАЧЕВ^{1,2}, Н.Г. ГУСЕЙН-ЗАДЕ^{1,2}, Т.В. ДОЛМАТОВ¹, Л.В. КОЛИК¹,
Е.М. КОНЧЕКОВ^{1,2}, С.Е. АНДРЕЕВ^{1,2}

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИСТОЧНИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ НА ОСНОВЕ ПЬЕЗОТРАНСФОРМАТОРА *

Исследуется компактный источник низкотемпературной плазмы атмосферного давления, созданный на основе пьезоэлектрического трансформатора в качестве источника высокого напряжения. Этот прибор может работать в режиме прямого пьезоразряда в атмосфере, классического диэлектрического барьерного разряда и разряда в потоке инертных газов. По спектрам излучения для различных режимов работы источника получены оценки вращательной и колебательной температуры ионов N_2 и температуры электронов в разряде. С помощью зонда, работающего на эффекте Поггельса, получено распределение напряженности электрического поля вблизи разрядного промежутка при работе на два типа нагрузок (металл и жидкость). Обсуждается возможность применения данного прибора для воздействия на биологические объекты, а также создания плазменно-активированных сред.

Ключевые слова: газовый разряд, источники плазмы, плазма атмосферного давления, низкотемпературная плазма, пьезоэлектрический трансформатор, эффект Поггельса.

Введение

Низкотемпературная плазма, возникающая в разрядах атмосферного давления, представляет большой интерес для многих практических приложений, в том числе и медико-биологических. Исследование физико-химических процессов, развивающихся в разряде, является актуальной задачей. Когда характерный размер плазменного канала в разряде порядка дебаевского радиуса или длительность разряда не превышает десятков наносекунд, плазма не находится в состоянии полного термодинамического равновесия. В этом случае можно говорить только о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР), при котором имеются медленные ионы, в то время как дрейф электронов приводит к разделению зарядов [1]. В такой неравновесной плазме средняя кинетическая энергия электронов больше, чем температура газа. Поддержание неравновесного плазменного состояния возможно, так как передача энергии от приложенного электрического поля к электронам значительно эффективнее, чем последующий столкновительный перенос энергии между электронами и тяжелыми частицами. Высокая частота столкновений, возникающая в плазме атмосферного давления, не только приводит к увеличению температуры газа, но также усиливает тенденцию к развитию пространственно-временных неустойчивостей [2].

Создание неравновесной плазмы со средней температурой газа около 300 К важно для большого количества прикладных задач, связанных с пищевой промышленностью, сельским хозяйством, биомедициной и косметологией. Для характеристики такой плазмы в современной литературе используется термин «холодная» плазма. Взаимодействие холодной плазмы с различными средами к настоящему времени изучено недостаточно. Несмотря на большое количество исследований [3–6], получение стабильной однородной холодной плазмы атмосферного давления для обработки сред для различных практических приложений остается важной задачей.

Известные источники холодной плазмы [7] чаще всего отличаются сравнительно большими габаритными размерами, возможностью работы только с потоком инертных газов или их смесей и сложностью подбора рабочих режимов и параметров. Такие разряды обладают широким диапазоном рабочих параметров (концентрация и температура электронов и ионов, сила тока разряда и др.).

В данной работе исследуются параметры компактного источника низкотемпературной плазмы атмосферного давления на основе пьезоэлектрического трансформатора (пьезотрансформатора), который позволяет достаточно просто получить «холодную» плазму как с потоком газов, так и без.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-02-00378. Исследования проведены в рамках выполнения госзадания по плану научно-исследовательской работы Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук» на 2019–2021 годы по следующим темам: № 0024-2019-0011 «Фундаментальные основы плазменных и микроволновых технологий», № 0024-2019-0004 «Физические методы в сельском хозяйстве и экологии», № 0024-2019-0003 «Физические методы в медицине и биологии».

Источник низкотемпературной плазмы на основе пьезотрансформатора

Предложенная конструкция источника низкотемпературной плазмы [8] (рис. 1) отличается компактностью и возможностью использования трех различных режимов работы при малой потребляемой мощности. В основе конструкции лежит пьезоэлектрический трансформатор (ПТ) (рис. 1, *а*). В нашем случае ПТ представляет собой монолитную конструкцию прямоугольной формы, изготовленную из пьезокерамического материала. На часть внешних поверхностей методом вжигания наносятся серебряные электроды (толщина слоя 6–50 мкм). Принцип действия ПТ основан на двойном преобразовании энергии: во входной секции (секции возбуждения) электрическая энергия преобразуется в механическую, а в выходной секции механическая энергия преобразуется в электрическую [9]. Основной особенностью работы пьезотрансформатора является резонансный характер преобразования энергии в сравнительно узкой полосе частоты. Оптимальные значения коэффициента трансформации, КПД, выходной мощности ПТ достигаются при его работе на резонансной частоте или её гармониках. Существует зависимость основных параметров ПТ от нагрузки, поэтому его применение требует тщательного подбора режимов работы.

Источник низкотемпературной плазмы (рис. 1, *б*) представляет собой закрепленную в жестком корпусе 5 диэлектрическую трубку 4, образующую ионизационную камеру 3, внутри которой установлен пьезотрансформатор 1, таким образом, чтобы не препятствовать механическим колебаниям, возникающим при работе ПТ. На входную часть ПТ подается низковольтное переменное напряжение резонансной частоты от генератора 6. На разрядном электроде 2 появляется высоковольтное напряжения, которое может быть использовано для создания плазмы. Данная конструкция генератора низкотемпературной плазмы может содержать колпачок 9 из диэлектрика, плотно облегающий выходной конец пьезотрансформатора 1, что позволяет работать в режиме диэлектрического барьерного разряда на близком расстоянии от внешнего слоя диэлектрика 10 (1–3 мм). Без диэлектрического колпачка 9 возможна работа в режиме прямого пьезоразряда. Прокатка благородного газа или смеси газов через диэлектрическую трубку позволяет получить плазменную струю с регулируемыми параметрами низкотемпературной плазмы. Существенными конструктивными отличиями предложенного источника от источника в [10] является использование диэлектрических колпачков различной конфигурации и материалов, что позволяет ему работать в различных режимах.

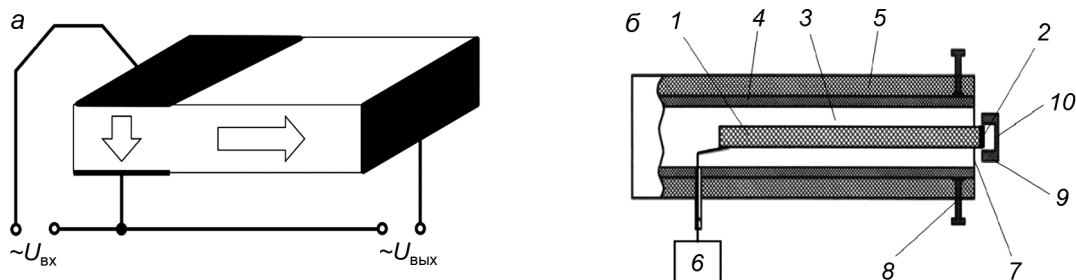


Рис. 1. Схема пьезотрансформатора (*а*) и генератора низкотемпературной плазмы на его основе (*б*): 1 – пьезотрансформатор; 2 – разрядный электрод; 3 – ионизационная камера; 4 – диэлектрическая трубка; 5 – жесткий корпус; 6 – генератор напряжения переменной частоты; 7 – выходной конец диэлектрической трубки; 8 – устройство изменения формы выходного конца трубки; 9 – диэлектрический колпачок; 10 – слой диэлектрика

Применение данного источника позволяет получить «холодную» плазму диэлектрического барьерного и прямого пьезоразряда (рис. 2, *а*), при этом возможны режимы как диффузного разряда, так и режим с переходом разряда в нитевидную форму в результате развития неустойчивостей различного типа. Управление энергетическими параметрами такой плазмы может осуществляться изменением амплитуды входного переменного напряжения, соответствующего резонансной частоте пьезотрансформатора. С помощью разработанного источника можно производить обработку различных поверхностей и жидкостей плазмой диффузного разряда (рис. 3) на расстоянии до объекта 0.5–1 мм или микроразрядами с расстояния 1.5–3 мм. Размеры обрабатываемой поверхности могут варьироваться от 1 до 5 см².

С использованием источника подобного типа при протоке благородных газов (Ag, He) получена низкотемпературная плазма атмосферного давления в виде плазменной струи (рис. 2, б).

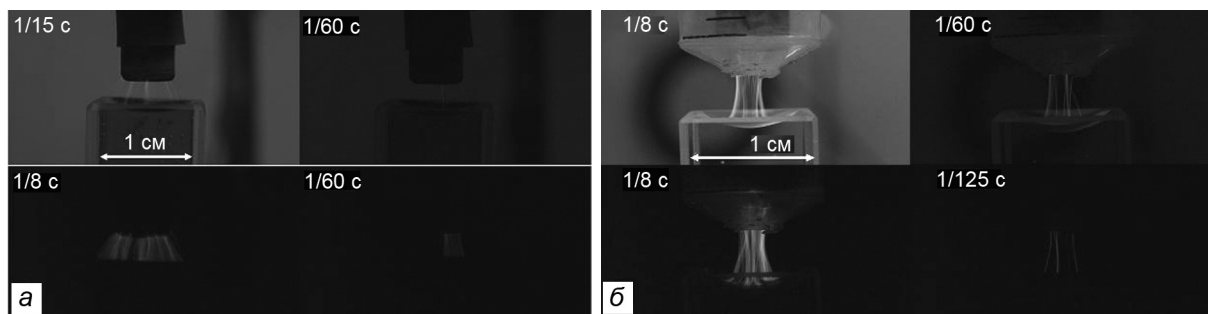


Рис. 2. Интегральные фотографии прямого пьезоразряда в воздухе без протока газа (а) и плазменной струи с протоком Ag (б) от источника с пьезотрансформатором при работе на жидкую среду

Управление параметрами этого плазменного образования может осуществляться аналогично вышеописанному случаю также за счёт изменения параметров протока рабочего газа. Расстояние до мишени может варьироваться от 2 до 15 мм, диаметр струи – 0.5–2 мм.

Измерения спектров и оценка температуры ионов

Одними из основных параметров низкотемпературной плазмы являются средняя температура воздействия на среду и температура ионов и электронов, возбуждающих физико-химические процессы на поверхности, а в случае жидкости – внутри среды. Температуру газа в разряде можно регулировать от 20 до 60 °С с помощью изменения режима и параметров разряда, что связано с режимом работы пьезотрансформатора, а в случае работы с инертными газами – с параметрами их протока. Для исследования характеристик разрядов были исследованы их эмиссионные спектры (рис. 4) с помощью спектрометра AvaSpec-3648 (371–920 нм).

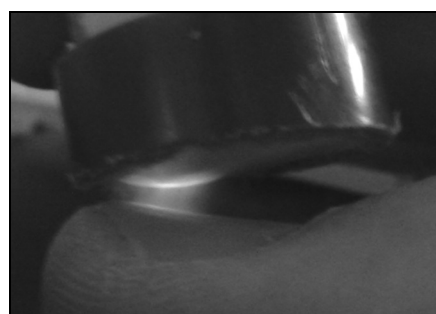


Рис. 3. Диффузная форма диэлектрического барьерного разряда с пьезотрансформатором

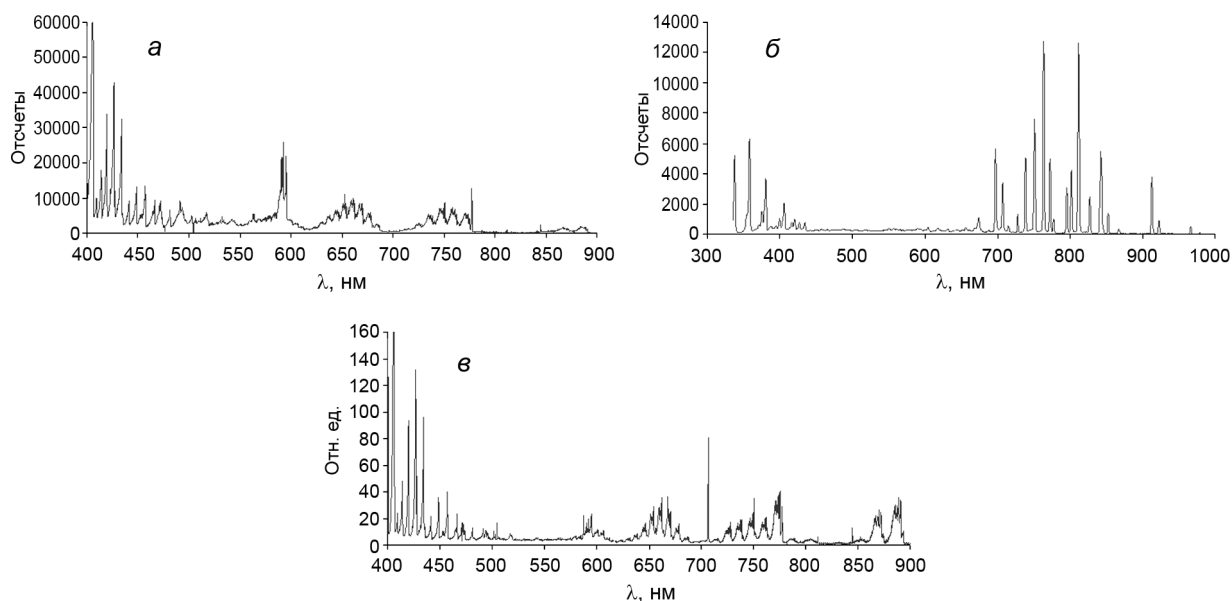


Рис. 4. Спектры излучения разрядов от источника с пьезотрансформатором: а – прямой разряд в воздухе; б – разряд с протоком Ag; в – разряд с протоком He

Спектры на рис. 4 состоят из различных систем полос N_2 , первой отрицательной системы N_2^+ , триплетов атомарного кислорода O (777.4 и 844.6 нм) и полосы OH (306–309 нм) слабой интенсивности. В случае работы с протоком газов появляются соответственно линии Ar и He .

Для оценки вращательной и колебательной температуры ионов N_2 с помощью спектрометра AVS-HR2000 (300–393 нм) был снят спектр второй положительной системы азота от пьезоразряда в воздухе (рис. 5). Калибровка этого спектрометра производилась с помощью галогенового источника света AVALIGHT-HAL-CAL.

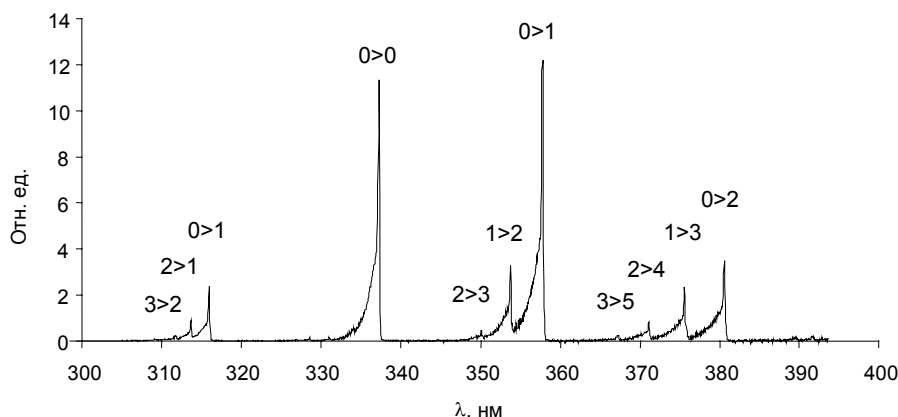


Рис. 5. Спектр второй положительной системы азота пьезоразряда в воздухе

Вращательная температура N_2 рассчитывалась по неразрешенной вращательной структуре излучения $0 \rightarrow 0$ -полосы, при этом полученные значения варьировались в диапазоне 1200–1600 К. Колебательные температуры рассчитывались как по относительной интенсивности серии электронно-колебательных полос $\{0 \rightarrow 1, 1 \rightarrow 2, 2 \rightarrow 3\}$, так и по серии $\{0 \rightarrow 2, 1 \rightarrow 3, 2 \rightarrow 4, 3 \rightarrow 5\}$. Для первой серии полос колебательная температура составляла 2200–2400 К, а для второй – 2900–3300 К. Для сравнения аналогичные спектры и оценки были сделаны для разряда в протоке Ar и He . Результаты оценок параметров представлены в таблице.

Результаты измерений параметров разрядов по спектрам излучения

№ п/п		$\Delta\lambda$, Å разрешение	λ , нм	Определяемый параметр	Разряд в воздухе	Разряд в потоке Ar	Разряд в потоке He
1	N_2	1.5	337 300–390	T_{rot} , К	1200–1600	1500–1800	400–500
2	N_2	1.5	357 380 300–390	T_{vib} , К	2200–2400 2900–3300	1400–1700 1900–2500	2800–3100
3	H_a	1.5	656	n_e , cm^{-3}	-	$4 \cdot 10^{16}$	-
4	N_2^+/N_2	1.5	391/394	T_e , эВ	3.3–3.5	-	2.6–2.9
5	N_2^+/N_2	3	391/394	T_e , эВ	2.5	2.2	3.3–3.5

Из таблицы видно, что была проведена оценка температуры и концентрации электронов в разряде, которая соответствует параметрам, приведенным в [1–5].

Измерения напряженности электрического поля разряда источника плазмы

Для определения напряженности электрического поля вблизи прямого пьезоразряда в воздухе с различными видами нагрузок (металл и вода) был применен метод на основе электрооптического эффекта Поггеля [11]. При выполнении измерений использовался электрооптический (ЭО) датчик, который выполнен на кристалле теллурида кадмия ($CdTe$) размером $5 \times 5 \times 5$ мм. Кристаллографическая группа теллурида кадмия $-43m$ – это оптически изотропный кристалл с одним электрооптическим коэффициентом. Вырез кристалла (110), электрическое поле прикладывается в направлении (-110) [12].

Под действием электрического поля в кристалле появляется двулучепреломление с разностью показателей преломления:

$$\Delta n = n^3 r_{41} E_{\text{in}}, \quad (1)$$

где $n = 2.74$ – невозмущенный показатель преломления; $r_{41} = 4.5$ пм/В – электрооптический коэффициент; E_{in} – напряженность электрического поля, действующего в кристалле.

Напряженность электрического поля в кристалле отличается от напряженности поля в окружающем пространстве и зависит от диэлектрической проницаемости материала и геометрии кристалла. Для рассматриваемого кристалла теллурида кадмия $5 \times 5 \times 5$ мм с помощью численного моделирования методом конечных элементов было получено следующее соотношение: $E_{\text{in}} = 0.27 E_{\text{out}}$. Для двух поляризаций света, ориентированных вдоль быстрой и медленной наведенных осей кристалла, разность фаз

$$\Delta \varphi = \frac{2\pi \Delta n L}{\lambda}, \quad (2)$$

где L – длина пути в кристалле; λ – длина волны оптического излучения.

Индукцированная разность фаз в датчике преобразуется в модуляцию интенсивности оптического излучения с коэффициентом преобразования $K = 2.026 \cdot 10^{-4}$ см/В.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 6. Пьезотрансформатор (ПТР) был установлен в поворотное устройство таким образом, что начальному положению 0° соответствует расположение широкой стенки параллельно ЭО-датчику. Излучение лазера проходило через кристалл на фотодетектор и при воздействии переменного поля пьезотрансформатора возникало двулучепреломление. На осциллографе измерялись постоянная и переменная составляющие напряжения на фотодетекторе, возникающие при протекании фототока.



Рис. 6. Схема измерения напряженности электрического поля вблизи разряда пьезотрансформатора с использованием ЭО-датчика с эффектом Поккельса

На рис. 7 представлены результаты зависимости составляющих напряженности электрического поля от времени при воздействии разряда на металлическую пластину (рис 7, а и б) и воду (рис. 7, в и г) для различных значений угла поворота и расстояния до разряда. Важно отметить, что при воздействии на нагрузки наблюдается серия пьезоразрядов наносекундной длительности с убывающей амплитудой поля. Разрешающая способность по времени у используемой диагностики составляет ~ 1 мкс. Значение напряженности поля на рис. 7 (около 150–200 В/см) является усредненным за серию импульсов и соответствует величине напряженности поля в наносекундном разряде ~ 10 –20 кВ/см.

На рис. 7, а и в видно заметное отличие в распределении поля для разных положений пьезотрансформатора относительно ЭО-датчика. Это говорит об особенностях взаимодействия поля разряда и обрабатываемой жидкости, что также видно из теневой фотографии на рис. 8. Можно видеть нелокальность взаимодействия плазмы газового разряда и жидкости, вызывающее возмущение поверхности жидкости и распространение плазмы вдоль неё.

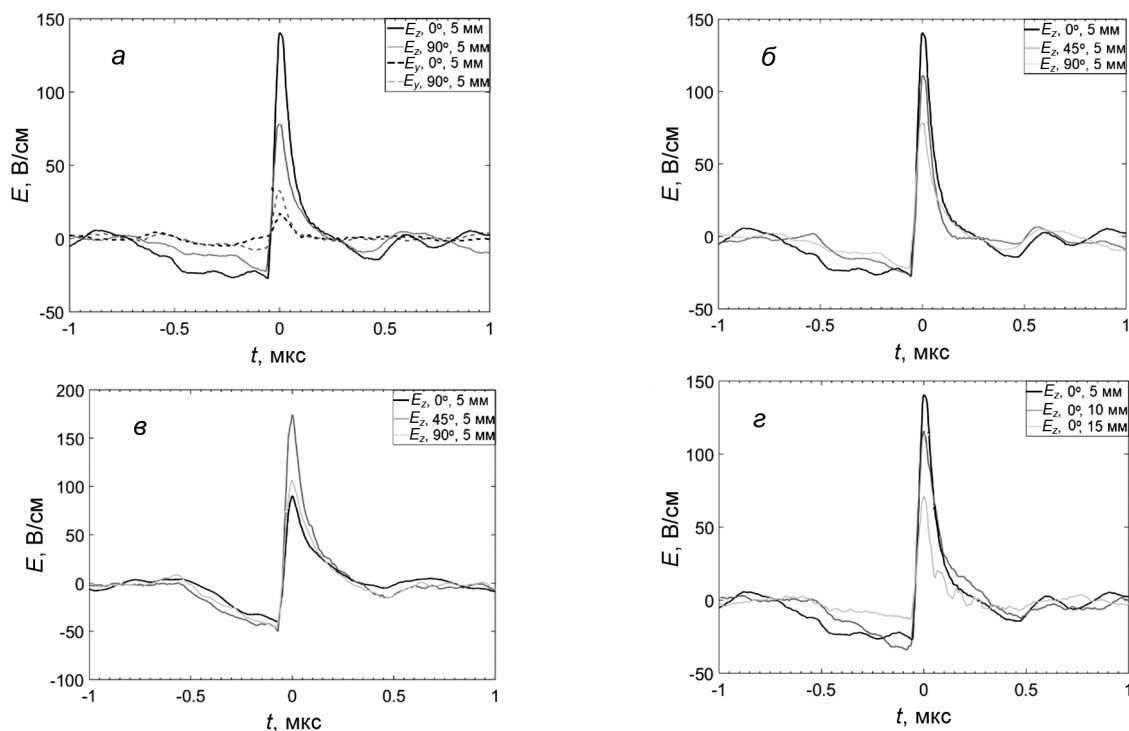


Рис. 7. Составляющие напряженности электрического поля вблизи разрядного промежутка при разряде на металлическую пластину (а, б) и воду (в, г)

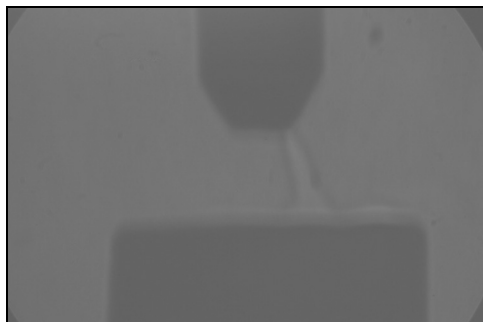


Рис. 8. Теневая фотография пьезоразряда

Заключение

В последнее время разработано большое количество генераторов низкотемпературной плазмы атмосферного давления, однако постоянно изучаются и исследуются новые подходы к созданию таких источников. Физика и химия этих специфических разрядов менее понятны и изучены, чем для разрядов низкого давления. Сильная связь между кинетикой плазмы, теплоотдачей, химией и гидродинамикой делает холодную плазму сложной междисциплинарной проблемой. Конкретные свойства и уникальные условия существования этих разрядов лежат в основе многих приложений, которые невозможны при использовании других технологий. Кроме того, самоорганизующийся характер и филаментация плазмы атмосферного давления, приводящая к значительным пространственным и временным градиентам параметров плазмы, часто вызывает затруднения в интерпретации результатов экспериментов. В данной работе были исследованы характеристики нового источника «холодной» плазмы на основе пьезотрансформатора, позволяющего создать прямой пьезоразряд, диэлектрический барьерный разряд и пьезоразряд с протоком инертных газов. Параметры разряда и плазмы, создаваемой источником, позволяют использовать их для работы с поверхностями и средами, неустойчивыми к воздействию высоких температур. Основными областями применения «холодной» плазмы являются медицина, биология, ветеринария, сельское хозяйство и экология. Одним из важнейших применений такого генератора холодной плазмы на основе пьезотрансформатора в медико-биологических исследованиях как *in vitro*, так и *in vivo* является создание плазменно-обработанных сред и жидкостей с большим количеством активных ра-

дикалов. Для использования в этих областях важно понимать биофизические и физико-химические процессы, происходящие при протекании разряда и его воздействия на обрабатываемые объекты, а также знать параметры разряда. В данной работе были исследованы спектры различных разрядов, создаваемых разработанным источником, оценены T_e и T_i N_2 и измерена температура обрабатываемой среды, измерена напряжённость электрического поля прямого пьезоразряда, продемонстрирована нелокальность взаимодействия разряда и обрабатываемой жидкости (воды). Полученные значения параметров показывают возможность использования данного источника для работы в указанных областях [3–6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бобров Ю.К., Гусейн-заде Н.Г., Рухадзе А.А., Юргеленас Ю.В. Физические модели и механизмы электрического пробоя газов. – М.: Изд-во МГУ, 2011. – 366 с.
2. Bruggeman P.J., Iza F., and Brandenburg R. // Plasma Source Sci. Technol. – 2017. – V. 26. – No. 12. – P. 123002.
3. Samukawa S., Hory M., Rauf S., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2012. – V. 45. – No. 25. – P. 253001.
4. Adamovich I., Baalrud S.D., Bogaerts A., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2017. – V. 50. – No. 32. – P. 323001.
5. Fridman A.A. and Friedman G.G. Plasma Medicine. – Chichester, UK: John Wiley & Sons, 2013. – 545 p.
6. Von Woedtke T., Reuter S., Masur K., et al. // Phys. Rep. – 2013. – V. 530. – No. 4. – P. 291–320.
7. Low Temperature Plasma Technology: Methods and Applications / eds. P.K. Chu and X.P. Lu. – CRC Press, 2013.
8. Kolik L.V. et al. // Patent RU No. 181459. 2018. Bul. No. 20. 09.04.2018.
9. Vazquez Carazo A. // Actuators. – 2016. – V. 5. – No. 2. – P. 12.
10. Johnson M.J., David R.B., Petrova T.B., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2018. – V. 47. – No. 1. – P. 434–444.
11. Iséni S. // arXiv preprint arXiv:1709.03109. – 2017.
12. Денисюк И.Ю., Бурункова Ю.Э., Смирнова Т.В. // Опт. журн. – 2007. – Т. 74. – № 2. – С. 63–69.

Поступила в редакцию 13.09.19.

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия

² Российский национальный исследовательский медицинский университет им. Н.И. Пирогова Минздрава России, г. Москва, Россия

Артемьев Константин Владимирович, науч. сотр. ИОФ РАН, e-mail: artemievk@mail.ru;

Богачев Николай Николаевич, мл. науч. сотр. ИОФ РАН, ст. преподаватель РНИМУ им. Н.И. Пирогова, e-mail: bgniknik@yandex.ru;

Гусейн-заде Намик Гусейна оглы, д.ф.-м.н., профессор, зав. отделом. ИОФ РАН, зав. каф. РНИМУ им. Н.И. Пирогова, e-mail: ngus@mail.ru;

Долматов Тимофей Васильевич, мл. науч. сотр. ИОФ РАН, e-mail: timohodik@gmail.com;

Коллик Леонид Викторович, науч. сотр. ИОФ РАН, e-mail: leonidkolik@mail.ru;

Кончиков Евгений Михайлович, к.ф.-м.н., науч. сотр. ИОФ РАН, доцент РНИМУ им. Н.И. Пирогова, e-mail: eukmek@gmail.com;

Андреев Сергей Евгеньевич, науч. сотр. ИОФ РАН, ст. преподаватель РНИМУ им. Н.И. Пирогова, e-mail: funkmonk@rambler.ru.

УДК 621.785:669.14.08

DOI: 10.17223/00213411/62/11/112

Ю.Ф. ИВАНОВ¹, Е.А. ПЕТРИКОВА¹, А.Д. ТЕРЕСОВ¹, О.В. ИВАНОВА²

ЗАКОНОМЕРНОСТИ МОДИФИЦИРОВАНИЯ ВЫСОКОХРОМИСТОЙ СТАЛИ ИНТЕНСИВНЫМ ИМПУЛЬСНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ*

Сделан анализ результатов и установлены закономерности формирования структуры и свойств аустенитной нержавеющей высокохромистой стали 20Х23Н18, подвергнутой высокоскоростной термической обработке. Сталь 20Х23Н18 используется для изготовления деталей и механизмов, работающих при температурах до 1000–1050 °С (детали камер сгорания, направляющие лопатки газовых турбин и др.). Термическую обработку стали осуществляли на электронно-пучковой установке «СОЛО» с электронным источником на основе импульсного дугового разряда низкого давления с сеточной стабилизацией границы катодной плазмы и открытой границей анодной плазмы. Облучение осуществляли при следующих параметрах: энергия ускоренных электронов $eV = 18$ кэВ; плотность энергии пучка электронов $E_S = 20, 30$ и 40 Дж/см²; длительность импульса воздействия $\tau = 50$ и 200 мкс; количество импульсов воздействия $N = 3$; частота следования импульсов $f = 0.3$ с⁻¹; давление остаточного газа (аргона) в рабочей камере установки ~ 0.02 Па. Исследования структуры и фазового состава материала осуществляли методами сканирующей и просвечивающей дифракционной электронной микроскопии, рентгеноструктурного анализа, в качестве характеристик свойств стали использовали микротвердость и износостойкость. Показано, что облучение поверхности стали 20Х23Н18 импульсным электронным пучком приводит к высокоскоростному плавлению поверхностного слоя, формированию структуры ячеистой кристаллизации субмикронных размеров, увеличению износостойкости материала в 8 раз.

Ключевые слова: сталь аустенитного класса, интенсивный импульсный электронный пучок, поверхностный сплав, структура, свойства.

Введение

Сталь 20Х23Н18 широко используется для изготовления деталей и механизмов, работающих в разных сферах промышленности при температурах до 1000–1050 °С (детали камер сгорания, направляющие лопатки газовых турбин и др.), а также применяется для работ в средах с повышенной радиацией [1]. Придание дополнительных свойств стали осуществляется различными методами, одним из которых является обработка концентрированными потоками энергии (мощные ионные пучки, потоки плазмы, лучи лазера, импульсные и непрерывные электронные пучки и т.д.) [2–7].

Целью настоящей работы является анализ результатов и установление закономерностей формирования структуры и свойств стали 20Х23Н18, подвергнутой высокоскоростной термической обработке интенсивным импульсным электронным пучком микро- и субмиллисекундной длительности.

Материал и методики исследования

В качестве материала исследования была использована аустенитная нержавеющая сталь марки 20Х23Н18 (до 0.2 % С, 17–20 % Ni, 22–25 % Cr, до 2 % Mn, до 1 % Si, до 0.02 % S, до 0.035 % P, остальное – Fe) [1]. Образцы имели форму пластинки с размерами 15×15×5 мм. Обработку поверхностного слоя стали осуществляли, облучая интенсивным импульсным электронным пучком на установке «СОЛО» с электронным источником на основе импульсного дугового разряда низкого давления с сеточной стабилизацией границы катодной плазмы и открытой границей анодной плазмы [8]. Облучение осуществляли при следующих параметрах: энергия ускоренных электронов $eV = 18$ кэВ; плотность энергии пучка электронов $E_S = 20, 30$ и 40 Дж/см²; длительность импульса воздействия $\tau = 50$ и 200 мкс; количество импульсов воздействия $N = 3$; частота следования импульсов $f = 0.3$ с⁻¹; давление остаточного газа (аргона) в рабочей камере установки ~ 0.02 Па.

Исследование структуры стали в исходном состоянии и после модифицирования осуществляли методами рентгеноструктурного анализа (дифрактометр XRD 6000), оптической (Микровизор металлографический μ Vizo-MET-221), сканирующей (прибор SEM 515 Philips с микроанализатором EDAX ECON IV) и просвечивающей дифракционной (прибор ЭМ-125) электронной микро-

* Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект № 19-19-00183).

скопии [9–11]. Элементный состав модифицированного слоя образцов определяли методами микрорентгеноспектрального анализа [9]. Свойства модифицированного слоя характеризовали, определяя микротвердость (прибор ПМТ-3, нагрузка на индентор 0.5 Н) и износостойкость (прибор TRIBOtechnik; условие сухого трения при комнатной температуре, контртело – шарик ШХ15 диаметром 6 мм, диаметр трека 4 мм, скорость вращения образца 2.5 см/с, нагрузка на индентор 5 Н, количество оборотов 8000). Износостойкость поверхностного слоя материала рассчитывали после проведения профилометрии образовавшегося трека.

Результаты исследования и их обсуждение

Установлено, что сталь 20Х23Н18 в исходном состоянии является поликристаллическим материалом, средний размер зерен которого 41.5 мкм (минимальный размер зерен 11.4 мкм, максимальный 88.7 мкм) (рис. 1, *а*). В объеме зерен присутствует дислокационная субструктура в виде хаотически распределенных дислокаций или дислокационных сеток. Скалярная плотность дислокация, определенная методом случайно брошенных секущих [10], составляет $\approx 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Структура стали характеризуется наличием в объеме зерен микродвойников, формирующих протяженные пачки (рис. 1, *б*). По границам и в объеме зерен выявлены глобулярные частицы второй фазы субмикронных размеров. Частицы таких размеров, как правило, являются концентраторами полей напряжений и могут приводить при деформировании материала к зарождению трещин с последующим разрушением материала.

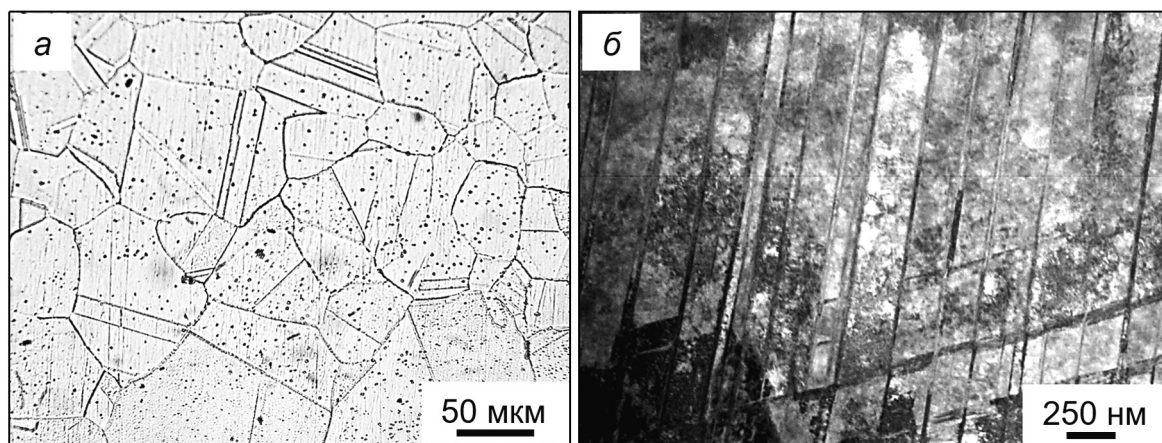


Рис. 1. Структура стали 20Х23Н18 в состоянии перед облучением электронным пучком: *а* – оптическая микроскопия; *б* – просвечивающая электронная микроскопия

Выбор режимов облучения поверхности стали интенсивным импульсным электронным пучком осуществляли на основании моделирования температурного поля, формирующегося в поверхностном слое железа при облучении электронным пучком в одноимпульсном режиме [12–15]. Задача о нахождении температурного поля в определенном диапазоне плотности энергии пучка электронов сводилась к решению уравнения теплопроводности [16]. Численное решение задачи проводили для теплофизических значений железа, взятых в [17]. Анализ полученных результатов показал, что максимальная температура прогрева поверхности железа достигается в момент окончания действия импульса. При фиксированных значениях плотности энергии максимальная температура прогрева поверхности увеличивается с уменьшением длительности импульса воздействия электронного пучка. С уменьшением длительности импульса воздействия пучка электронов двухфазная область (твердая фаза + жидкость) и область существования жидкой фазы сдвигаются в сторону низких плотностей энергии. Поверхность образца начинает плавиться при $E_s = 15 \text{ Дж/см}^2$ ($\tau = 50 \text{ мкс}$) и при $E_s = 34 \text{ Дж/см}^2$ ($\tau = 200 \text{ мкс}$). При параметрах облучения $E_s = 20$ и 30 Дж/см^2 , $\tau = 50 \text{ мкс}$ толщина однофазного (жидкость) слоя на поверхности образца составляет 2 и 8.2 мкм, время существования расплава 12 и 47 мкс соответственно. При параметрах облучения $E_s = 40 \text{ Дж/см}^2$, $\tau = 200 \text{ мкс}$ толщина расплавленного слоя составляет 0.25 мкм, время существования расплава 2 мкс. Следовательно, при выбранных в настоящей работе режимах облучения поверхностный слой материала будет находиться в расплавленном состоянии. Однако толщина расплавленного слоя и время его существования значительно различаются.

Электронно-пучковая обработка стали приводит, в результате высокоскоростной кристаллизации, к формированию в поверхностном слое структуры ячеистой кристаллизации (рис. 2, *а*). Средний размер ячеек кристаллизации изменяется в пределах от 200 до 600 нм и увеличивается с ростом плотности энергии пучка электронов. По границам ячеек располагаются наноразмерные (≈ 25 нм) частицы карбидной фазы, которые стабилизируют дефектную субструктуру материала (рис. 2, *б*, частицы указаны стрелками).

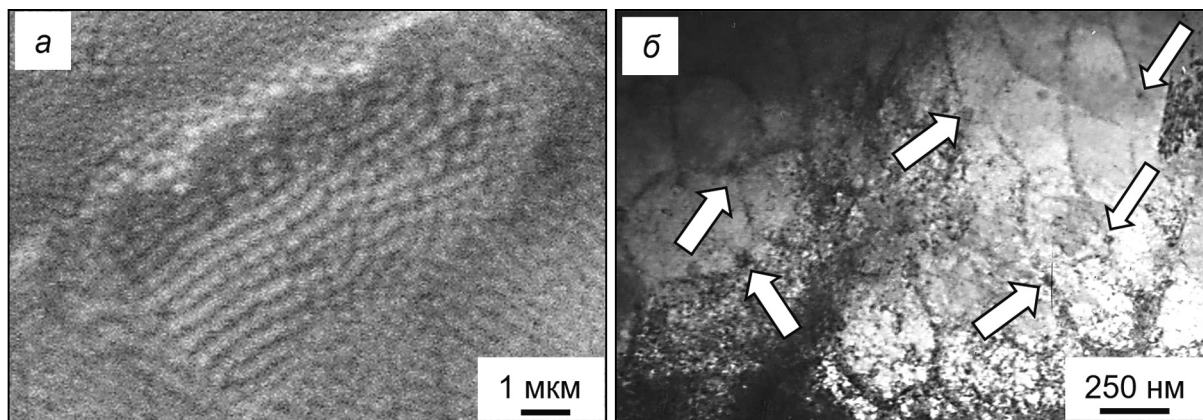


Рис. 2. Электронно-микроскопическое изображение структуры поверхности (*а*) и поверхностного слоя (*б*) стали 20X23N18, облученной интенсивным импульсным электронным пучком (30 Дж/см², 50 мкс, 3 имп.): *а* – сканирующая электронная микроскопия; *б* – просвечивающая электронная дифракционная микроскопия. Стрелками указаны частицы второй фазы

Характерное изображение структуры приповерхностного (слой, расположенный на расстоянии 10–15 мкм от поверхности облучения) слоя стали 20X23N18, облученной интенсивным импульсным электронным пучком, приведено на рис. 3. Следуя результатам расчетов температурного поля, представленным выше, данный слой стали при облучении электронным пучком не подвергался плавлению. Особенностью структуры данного слоя является присутствие большого количества изгибных экстинкционных контуров (рис. 3), которые свидетельствуют о высоком уров-

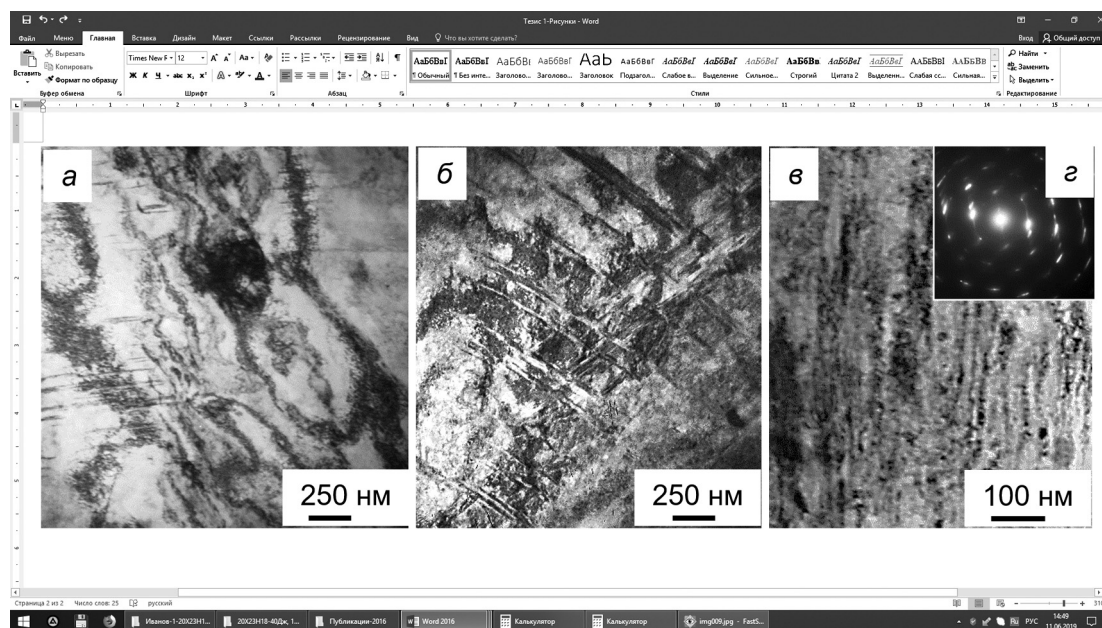


Рис. 3. Электронно-микроскопическое изображение структуры приповерхностного (слой, расположенный на расстоянии 10–15 мкм от поверхности облучения) слоя стали 20X23N18, облученной интенсивным импульсным электронным пучком с параметрами: *а* – 20 Дж/см², 50 мкс, 3 имп.; *б* – 30 Дж/см², 50 мкс, 3 имп.; *в* – 40 Дж/см², 200 мкс, 3 имп.; *а–в* – светлые поля; *г* – микроэлектроннограмма к (*в*). Просвечивающая электронная дифракционная микроскопия

не внутренних полей напряжений [18, 19]. Источниками напряжений (концентраторы напряжений) в исследуемой стали являются границы зерен, микродвойников и частиц второй фазы.

Фазовый состав и состояние кристаллической решетки стали 20Х23Н18 в исходном состоянии и после облучения интенсивным импульсным электронным пучком изучали методами рентгеноструктурного анализа. Установлено, что сталь в исходном состоянии является однофазным материалом и сформирована твердым раствором на основе γ -железа (ГЦК-кристаллическая решетка). Облучение стали интенсивным импульсным электронным пучком, не изменяя фазовый состав материала, приводит к изменению параметра кристаллической решетки γ -железа, а именно: при плотности мощности пучка электронов $W_s = 2 \cdot 10^5$ Вт/см² параметр кристаллической решетки стали снижается до значения $a = 0.35806$ нм (параметр кристаллической решетки стали в исходном состоянии $a = 0.36041$ нм). При увеличении плотности мощности пучка электронов параметр кристаллической решетки поверхностного слоя стали увеличивается, достигая значений $a = 0.35898$ нм ($W_s = 4 \cdot 10^5$ Вт/см²) и $a = 0.35910$ нм ($W_s = 6 \cdot 10^5$ Вт/см²), т.е. не достигая значения параметра кристаллической решетки стали исходного состояния. Можно предположить, что уменьшение параметра кристаллической решетки стали при облучении электронным пучком обусловлено выделением частиц вторых фаз (карбиды, интерметаллиды), т.е. обеднением твердого раствора γ -железа легирующими элементами.

Облучение стали 20Х23Н18 интенсивным импульсным электронным пучком сопровождается изменением механических и трибологических свойств поверхностного слоя. Показано, что износостойкость достигает максимальных значений при облучении стали электронным пучком с параметрами 30 Дж/см², 50 мкс, 3 имп. и превышает износостойкость исходного материала в 8 раз. Микротвердость модифицированной поверхности стали увеличивается примерно в 1.2 раза и достигает максимальных значений при облучении образцов электронным пучком с параметрами 20 Дж/см², 50 мкс и 3 имп. Сопоставляя результаты трибологических испытаний с результатами, полученными при моделировании температурного поля, формирующегося в поверхностном слое железа при облучении электронным пучком, можно отметить, что максимальные значения износостойкости стали 20Х23Н18 соответствуют максимальной толщине расплавленного слоя.

Выводы

Осуществлена термическая обработка поверхности стали 20Х23Н18 интенсивным импульсным электронным пучком субмиллисекундной длительности на электронно-пучковой установке «СОЛО» с электронным источником на основе импульсного дугового разряда низкого давления с сеточной стабилизацией границы катодной плазмы и открытой границей анодной плазмы. Установлено, что обработка стали интенсивным импульсным электронным пучком приводит к формированию структуры ячеистой кристаллизации. По границам ячеек располагаются наноразмерные (≈ 25 нм) частицы карбидной фазы, которые стабилизируют дефектную субструктуру материала. Выполнены испытания и показано, что износостойкость достигает максимальных значений при облучении стали электронным пучком с параметрами 30 Дж/см², 50 мкс, 3 имп. и превышает износостойкость исходного материала в 8 раз. Микротвердость модифицированной поверхности стали увеличивается примерно в 1.2 раза и достигает максимальных значений при облучении образцов электронным пучком с параметрами 20 Дж/см², 50 мкс и 3 имп.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марочник сталей и сплавов / под общ. ред. А.С. Зубченко. – М.: Машиностроение, 2003. – 784 с.
2. Грибков В.А., Григорьев Ф.И., Калинин Б.А. и др. Перспективные радиационно-пучковые технологии обработки металлов. – М.: Круглый стол, 2001. – 528 с.
3. Кадыржанов К.К., Комаров Ф.Ф., Погребняк А.Д. и др. Ионно-лучевая и ионно-плазменная модификация материалов. – М.: Изд-во МГУ, 2005. – 640 с.
4. Ласковнев А.П., Иванов Ю.Ф., Петрикова Е.А. и др. Модификация структуры и свойств эвтектического силумина электронно-ионно-плазменной обработкой. – Минск: Белорусская наука, 2013. – 287 с.
5. Райков С.В., Будовских Е.А., Громов В.Е. и др. Формирование структуры, фазового состава и свойств поверхности титановых сплавов при электровзрывном легировании и последующей электронно-пучковой обработке. – Новокузнецк: Изд-во «Полиграфист», 2015. – 290 с.
6. Эволюция структуры поверхностного слоя стали, подвергнутой электронно-ионно-плазменным методам обработки / под общ. ред. Н.Н. Коваля, Ю.Ф. Иванова. – Томск: Изд-во НТЛ, 2016. – 304 с.
7. Rotshtein V., Ivanov Yu., and Markov A. // Materials Surface Processing by Directed Energy Techniques / ed. by Y. Pauleau. – Elsevier, 2006. – Chapter 6. – P. 205–240.
8. Коваль Н.Н., Иванов Ю.Ф. // Изв. вузов. Физика. – 2008. – Т. 51. – № 5. – С. 60–70.

9. Брандон Д., Каплан У. Микроструктура материалов. Методы исследования и контроля. – М.: Техносфера, 2004. – 384 с.
10. Утевский Л.М. Дифракционная электронная микроскопия в металловедении. – М.: Металлургия, 1973. – 584 с.
11. Эндрюс К., Дайсон Д., Киун С. Электронограммы и их интерпретация. – М.: Мир, 1971. – 256 с.
12. Иванов Ю.Ф., Петрикова Е.А., Иванова О.В. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2015. – Т. 58. – № 4. – С. 46–51.
13. Bikbaeva Z.G., Ivanov Yu.F., Khasanov O.L., et al. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 9/3. – С. 184–187.
14. Ivanov Yu.F., Potekaev A.I., Petrikova E.A., et al. // IOP Conf. Series: Mater. Sci. Eng. – 2015. – V. 81. – No. 012009.
15. Иванов Ю.Ф., Тересов А.Д., Петрикова Е.А. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 9/2. – С. 223–226.
16. Самарский А.А. Введение в численные методы. – М.: Наука, 1997. – 271 с.
17. Физические величины: справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
18. Иванов Ю.Ф., Корнет Е.В., Колов Э.В., Громов В.Е. Закаленная конструкционная сталь: структура и механизмы упрочнения. – Новокузнецк: Изд-во СибГИУ, 2010. – 174 с.
19. Иванов Ю.Ф., Громов В.Е., Попова Н.А. и др. Структурно-фазовые состояния и механизмы упрочнения деформированной стали. – Новокузнецк: Изд-во «Полиграфист», 2016. – 510 с.

Поступила в редакцию 13.09.19.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

² Томский государственный архитектурно-строительный университет,
г. Томск, Россия

Иванов Юрий Федорович, д.ф.-м.н., гл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: yufi55@mail.ru;

Петрикова Елизавета Алексеевна, мл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: petrikova@opec.hcei.tsc.ru;

Тересов Антон Дмитриевич, науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: tad514@sibmail.com;

Иванова Ольга Викторовна, к.ф.-м.н., доцент каф. высшей математики ТГАСУ, e-mail: ivaov2017.ivanova@yandex.ru.

УДК 544.653

DOI: 10.17223/00213411/62/11/117

С.С. АРБУЗОВА¹, П.И. БУТЯГИН¹, А.В. БОЛЬШАНИН¹, А.И. КОНДРАТЕНКО¹, А.В. ВОРОБЬЕВ²

МИКРОПЛАЗМЕННАЯ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ: СВОЙСТВА ПОКРЫТИЙ, ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

Одним из перспективных, интенсивно развиваемых методов получения функциональных оксидных покрытий на сплавах алюминия и титана является микроплазменная обработка металлов в растворах электролитов в импульсном режиме. Оксидные слои, формирующиеся при микроплазменных процессах, могут образовываться как за счет оксидирования материала-основы, так и за счет термохимических превращений составляющих электролита на поверхности детали и их последующего оплавления на поверхности. Показаны особенности формирования черного покрытия на поверхности сплавов алюминия и титана методом микроплазменного оксидирования. Описана структура, фазовый и элементный состав получаемых покрытий.

Ключевые слова: микроплазменное оксидирование, покрытия, сплавы алюминия и титана.

Введение

В настоящее время широкое применение в промышленности находят методы микроплазменного оксидирования в растворах электролитов при быстромменяющемся (импульсном) энергетическом воздействии, которые позволяют формировать на поверхности алюминия, титана, циркония, магния и их сплавах наноструктурные неметаллические неорганические покрытия [1–3]. Свойства этих покрытий зависят от многих факторов: режимов микроплазменного воздействия, природы электролита, состава сплава и геометрических форм обрабатываемой детали. Известно большое количество микроплазменных систем, которые позволяют получать на поверхности металлов покрытия с высокой твердостью, износостойкостью, коррозионной стойкостью, диэлектрической прочностью [2].

Сущность метода микроплазменного оксидирования заключается в том, что при пропускании тока большой плотности через границу раздела металл – электролит создаются условия, когда напряженность на границе раздела становится выше ее диэлектрической прочности и на поверхности электрода возникают микроплазменные разряды с высокими локальными температурами и давлениями. Результатом действия микроплазменных разрядов является формирование слоя покрытия, состоящего из окисленных форм элементов металла основы и составляющих электролита [3, 4].

В работах [2, 5] авторами показано, что при микроплазменных разрядах в растворах электролитов протекают следующие процессы:

1. Электрохимические реакции разряда ионов на поверхности.
2. Доставка ионов из глубины раствора к поверхности.
3. Пробой барьерного слоя с образованием микроплазменных разрядов.
4. Высокотемпературная химическая и электрохимическая реакции.

Все эти процессы взаимосвязаны между собой и протекают последовательно. Понимание механизма процесса микроплазменного оксидирования позволяет управлять формированием покрытий и соответственно качеством получаемого покрытия с определенными функциональными свойствами.

Технология микроплазменного оксидирования компании МАНЭЛ дает возможность получать покрытия следующих цветов: белое, черное, коричневое, зеленое и их различные оттенки. В последнее время наибольший интерес заказчики проявляют к черному покрытию, популярность которого обусловлена в первую очередь его оптическими свойствами.

Целью настоящей работы явилось изучение формирования черного покрытия на поверхности сплавов алюминия и титана методом микроплазменного оксидирования в слабокислом электролите «Manel-Black», исследование его фазового состава, морфологии и микроструктуры.

Материалы и методы исследования

Исследования проводили на образцах из сплавов алюминия Д16Т, АМг и титана ВТ1-0. Перед микроплазменной обработкой образцы были зачищены и обезжирены.

Общая схема установки для проведения микроплазменного процесса АО «МАНЭЛ» приведена на рис. 1. Процесс формирования покрытия осуществляли с помощью импульсного источника питания «ARCCOR» (АО «ЭлеСи»), при напряжении 600 В, частоте 50 Гц, длительности импульса 200 мкс в слабокислом электролите «Manel-Black» (pH = 6). После обработки образцы просушивали в сушильном шкафу при температуре 100 °С.

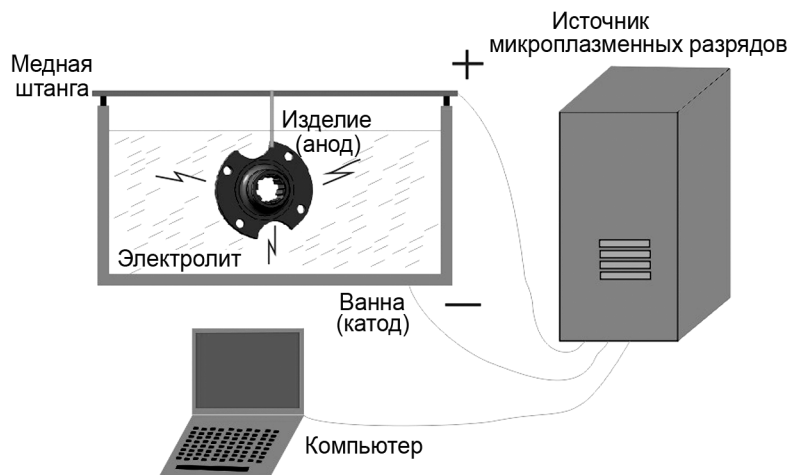


Рис. 1. Микроплазменная система АО «МАНЭЛ»

Средняя скорость формирования керамоподобного покрытия на аноде составляла 1 мкм/мин, при этом в начале процесса отмечается более интенсивный рост, который уменьшается с увеличением толщины оксидного слоя на поверхности. В работе [6] такая разница в скорости формирования покрытия объясняется активной составляющей тока, которая зависит от веществ, участвующих в электрохимической реакции.

Исследование элементного анализа, получение микрофотографий проводили при помощи системы с электронными и сфокусированными ионными пучками Quanta 200 3D. Твёрдость покрытия оценивали микрондентометром NanoIndenter G200, где в качестве индентирующего элемента использовался алмазный зонд Берковича, имеющий эффективный радиус острия 20 нм. Рентгеновские исследования проводили на дифрактометре SHIMADZU XRD 6000с с $\text{CuK}\alpha$ -излучением и приставкой NordlyssMax. Проверка на коррозионную стойкость осуществлялась в камере соляного тумана Ascott CC450 iP при температуре (35 ± 2) °С в течение 1000 ч в соответствии с ГОСТ 9.308-85. Толщина покрытия измерялась вихревым толщиномером QuaNix 7500.

Результаты и их обсуждение

В процессе микроплазменной обработки поверхности сплавов алюминия и титана на границе металл – покрытие создается переходный слой толщиной 5–20 мкм, который усиливает сцепление покрытия с поверхностью металла и ограничивает доступ агрессивной среды к границе раздела металл – покрытие. Внешний слой покрытия характеризуется толщиной 20–40 мкм.

Результаты элементного анализа, представленного в табл. 1, свидетельствуют о том, что при микроплазменном процессе материал основы выбрасывается в раствор, после чего осажается на поверхности. Покрытия на алюминиевых сплавах содержат в своем составе от 10 до 20 % алюминия, а на титановом сплаве – от 18 до 24 % титана. С увеличением толщины покрытия образцов наблюдается рост процентного содержания элементов материала основы (Al, Ti) на поверхности покрытия. Наиболее вероятными компонентами, также увеличивающими толщину микроплазменной пленки, являются элементы электролита (P, Mo, Fe), адсорбирующиеся, частично встраивающиеся в структуру покрытия с образованием различных соединений. Среди элементов электролита прослеживается высокая доля железа в покрытии по отношению к алюминию и титану. Данные

рентгенофазового анализа на сплавах алюминия показывают, что происходит формирование фазы FeAl_2O_4 (шпинель), которая обеспечивает черный матовый цвет покрытию.

Таблица 1

Данные элементного анализа черного защитно-декоративного покрытия на сплавах алюминия и титана разной толщины

Сплав	Толщина покрытия, мкм	Содержание элементов, %								
		O	Na	Al	Si	P	Mo	K	Fe	Ti
Д16	20	17,46	0,97	11,16	0,16	18,94	3,12	1,28	46,90	-
	35	17,25	1,11	16,06	0,13	15,76	2,35	0,96	46,38	-
	55	17,55	0,93	19,71	-	13,48	1,63	0,82	45,88	-
АМг2	20	17,68	0,67	11,01	0,20	19,56	3,25	1,05	46,59	-
	35	17,45	1,07	16,08	0,14	16,08	2,55	1,03	45,60	-
	55	17,61	0,84	20,08	-	13,88	1,79	0,79	45,00	-
BT1-0	20	21,03	1,14	-	-	21,39	4,01	1,49	32,11	18,83
	35	19,68	0,98	-		19,58	2,87	1,25	32,22	22,78
	55	20,82	1,15	-		18,83	3,81	1,44	29,93	24,03

Изучение фазового состава покрытия при микроплазменном оксидировании на титановом сплаве BT1-0 показало, что при толщине покрытия 20 мкм наблюдаются рефлексы основы – металла Ti. Увеличение толщины покрытия приводит к образованию рутильной фазы TiO_2 , которая возникает благодаря интенсивным микроплазменным разрядам на поверхности образца при высоких напряжениях формирования (более 450 В). Наличие размытого рефлекса свидетельствует о существовании рентгеноаморфной фазы. Черный цвет покрытия на титановой подложке может быть связан с формированием фазы FeTiO_3 , которая по своей природе имеет черный цвет и образуется аналогично фазе шпинели на подложках алюминия.

В работе [7] показано, что при обработке алюминиевых и титановых сплавов в электролитах, содержащих ферроцианид калия, помимо шпинелей состава FeAl_2O_4 и FeTiO_3 , возможно также образование соединений K_3FeO_4 и Fe_2O_3 .

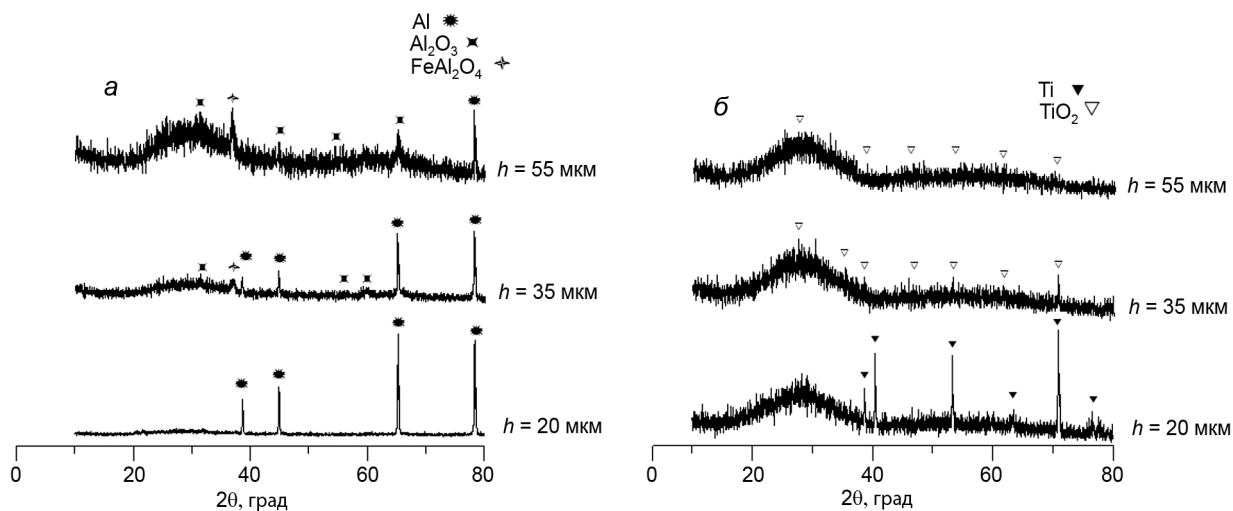


Рис. 2. Дифрактограмма покрытия, полученного микроплазменным оксидированием, на сплавах Д16 (а) и BT1-0 (б)

С целью определения механических характеристик данных покрытий использовали метод индентирования. Была подобрана нагрузка $P = 100$ мН, при которой глубина внедрения индентора не превышала более 10 % от толщины покрытия, что позволило оценить механические свойства покрытия без влияния подложки. Из рис. 3, где представлены полученные результаты, видно, что с ростом толщины покрытия наблюдается повышение микротвердости. Наибольшей микротвердо-

стью микроплазменного покрытия обладают сплавы алюминия Д16 и АМг2м. Так, при толщине покрытия 55 мкм значения твердости составляют 5.6 и 5.8 ГПа соответственно.

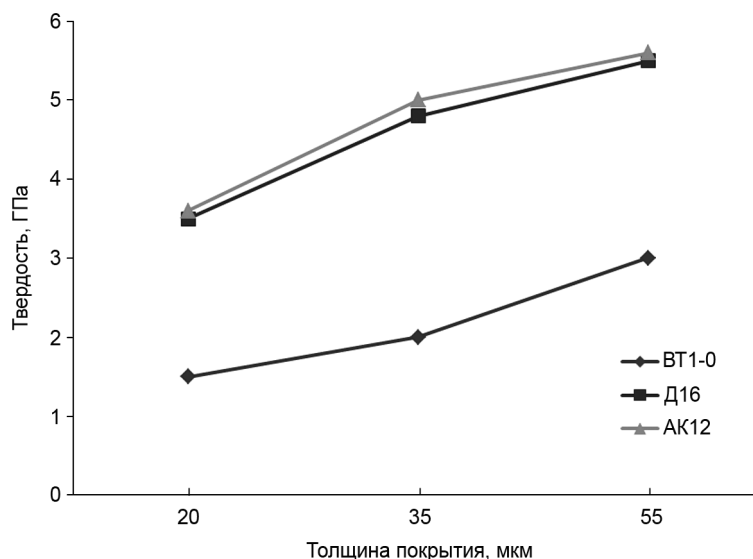


Рис. 3. Зависимость твердости от толщины покрытия

Твердость микроплазменного покрытия на титановом сплаве ВТ1-0 почти в 2 раза ниже, чем на алюминиевых образцах, и составляет 2.8 ГПа. Эти данные подтверждаются минералогической шкалой Мооса, согласно которой соединения на основе алюминия имеют твердость выше, чем у титана (8 и 5 соответственно). В работе [8] показано, что присутствующая в составе покрытия на титановых образцах рентгеноаморфная фаза более пластична, чем кристаллическая, и способствует релаксации механических напряжений, возникающих при деформации. В связи с этим, можно предположить, что рентгеноаморфный диоксид титана, входящий в состав черного покрытия на титановом сплаве и модифицированный соединениями алюминия, железа, фосфора и молибдена, позволяет получать более пластичное покрытие (степень кристалличности 49 %) по сравнению с покрытием на алюминии, содержащем от 60 до 80 % кристаллической фазы.

Одной из ключевых проблем безотказной эксплуатации техники является защита ее от коррозии. Защиту от коррозии металла-основы можно обеспечить толщиной покрытия и управлением количества и строения пор. Исследование структуры покрытий, формирующихся при микроплазменной обработке на поверхности сплавов алюминия и титана в электролите «Manel-Black» в режимах, указанных выше, показывает, что размеры пор при толщине покрытия 20 мкм колеблются в пределах от 2 до 5 мкм. С увеличением толщины покрытия изменяется ее морфология: общее количество пор уменьшается, появляются поры большего размера от 10 до 15 мкм (рис. 4). Такая тенденция в изменении морфологии покрытия прослеживается на всех исследуемых образцах независимо от материала-основы. Таким образом, меняя время процесса микроплазменного оксидирования, можно получать покрытия необходимой толщины и пористости.

В табл. 2 приведены данные влияния толщины покрытия для различных сплавов на их коррозионную стойкость, которая оценивалась с помощью испытаний, проведенных в камере нейтрального соляного тумана при температуре $(35 \pm 2)^\circ\text{C}$ в течение 1500 ч в соответствии с ГОСТ 9.308-85. Наличие коррозионных разрушений оценивалось визуально по следующим показателям: изменение цвета, коррозия точками и пятнами.

По результатам испытаний образцов можно отметить, что с увеличением толщины покрытия коррозионная стойкость увеличивается. Покрытия на сплавах алюминия АМг2м и ВТ1-0 продемонстрировали высокую коррозионную стойкость на протяжении всех испытаний. Нанесение покрытия микроплазменным оксидированием на сплавы с пониженной коррозионной стойкостью (Д16) приводит к увеличению срока их службы. После 460 ч испытаний образцов с покрытием на сплаве Д16 в соляном тумане появились только первые признаки коррозионных изменений в виде отдельных темных пятен размером 0.1–0.5 мм. Степень коррозии поверхности образца составила от 0 до 2 %. При дальнейшем увеличении времени испытаний до 1500 ч наилучшие защитные

свойства проявляют образцы с толщиной покрытия 35–55 мкм. Таким образом, проведенные коррозионные испытания подтвердили литературные данные о том, что материал подложки оказывает немаловажную роль на коррозионную стойкость полученного покрытия.

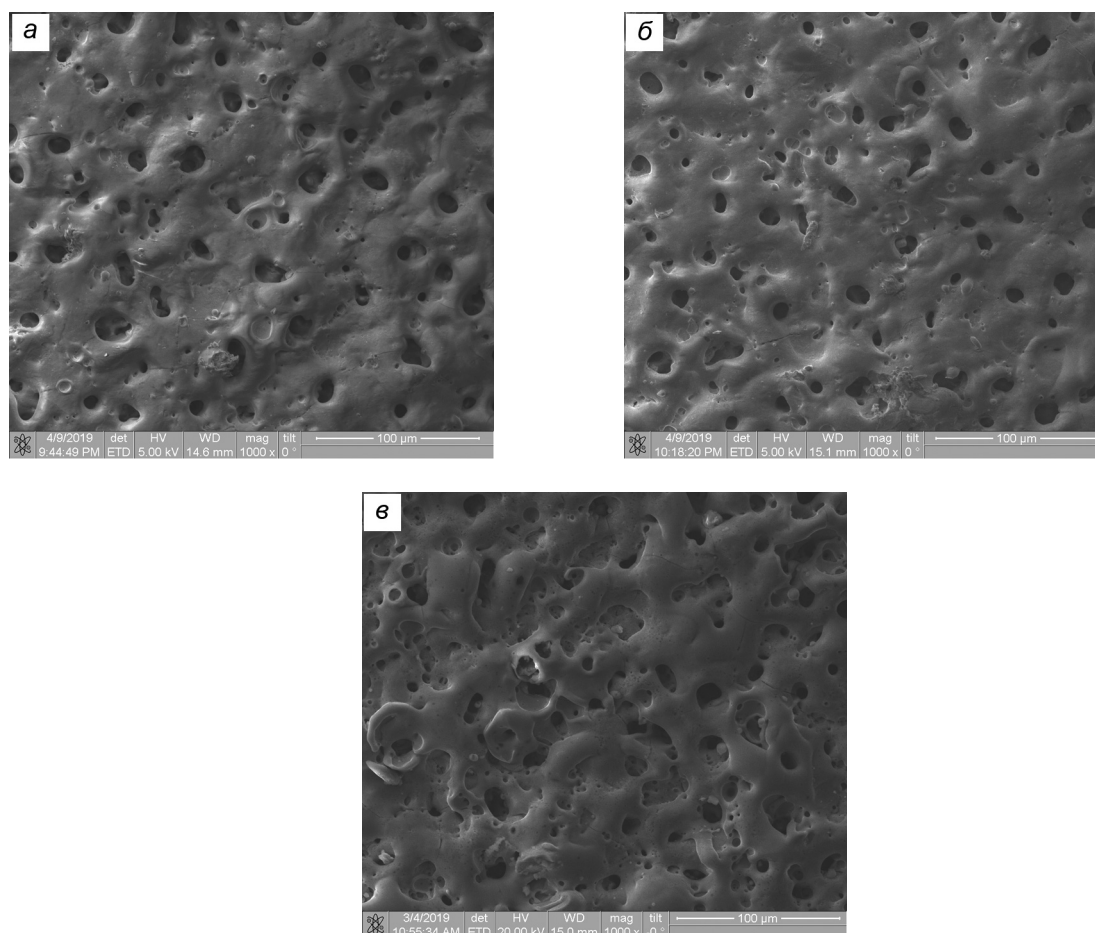


Рис. 4. Микрофотографии поверхности образцов с микроплазменным покрытием толщиной 55 мкм: *а* – Д16; *б* – АМг2; *в* – ВТ1-0

Таблица 2

Изменение внешнего вида покрытий в процессе испытаний на коррозионную стойкость

Сплав	Толщина покрытия, мкм	Степень коррозии поверхности образца в %						
		0–24 ч	96 ч	294 ч	460 ч	720 ч	1000 ч	1500 ч
Д16	20	0			2	10	20	30
	35	0			1	5	10	15
	55	0				1	5	7
АМг2	20	0						1
	35	0						1
	55	0						1
ВТ1-0	20	0						
	35	0						
	55	0						

Заключение

В работе представлены результаты исследования влияния сплавов алюминия, титана на физико-механические и физико-химические свойства покрытий, полученных методом микроплазменного оксидирования. Из данных элементного и рентгенофазового анализа следует наличие в по-

крытии как элементов материала-основы (Al, Ti), так и элементов электролита (P, Fe, Mo), что подтверждает механизм формирования покрытий, предложенный в работах [2, 5]. Образование фаз FeAl_2O_4 и FeTiO_3 обуславливает черный цвет покрытия. В отличие от сплавов алюминия, на титановом сплаве ВТ1-0 наблюдается формирование рентгеноаморфного покрытия при различных его толщинах, характеризующегося наименьшей твердостью 2.8 ГПа среди исследованных образцов. Наблюдается одинаковая тенденция в формировании пористой структуры покрытия: с увеличением толщины покрытия общее количество пор уменьшается, а их размер увеличивается. Несмотря на это, коррозионная стойкость их различна, что обусловлено природой самого сплава. Наибольшую коррозионную стойкость проявляют покрытия на сплавах титана ВТ1-0 и алюминия АМг2. Нанесение покрытия на сплавы с пониженной коррозионной стойкостью (Д16) позволяет также увеличить срок их службы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Б о р и к о в В. Н. Методы и средства измерений электрических параметров процесса формирования покрытий при импульсном энергетическом воздействии в растворах: автореф. дис. ... д.т.н. – Томск: НИ ТПУ, 2011. – 34 с.
2. М а м а е в А. И., М а м а е в а В. А. Сильноточковые микроплазменные процессы в растворах электролитов. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. – 254 с.
3. Х о х р я к о в Е. В. Физико-химические закономерности образования многокомпонентных функциональных покрытий в микроплазменном режиме: автореф. дис. ... к.х.н. – Томск: ТГУ, 2004. – 24 с.
4. Б у т я г и н П. И., Х о х р я к о в Е. В., М а м а е в А. И. // Гальванотехника и обработка поверхности. – 2003. – № 2. – С. 21–23.
5. М а м а е в А. И., М а м а е в а В. А., Б е л е ц к а я Е. Ю. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 8. – С. 100–108.
6. Д о р о ф е е в а Т. И., Б у д н и ц к а я Ю. Ю., Ч у б е н к о А. К. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2011. – Т. 54. – № 9/2. – С. 108–113.
7. М и х е е в А. Е., Г и р н А. В., О р л о в а Д. В. и др. // Вестник Сибирского государственного аэрокосмического университета имени академика М.Ф. Решетнева. Технологические процессы и аппараты. – 2012. – № 4(44). – С. 168–172.
8. Л а в р у ш и н Г. А., Г н е д е н к о в С. В., Г о р д и е н к о П. С. и др. // Защита металлов. – 2002. – Т. 38. – № 4. – С. 412–414.

Поступила в редакцию 13.09.19.

¹ АО «МАНЭЛ», г. Томск, Россия

² Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
г. Томск, Россия

Арбузова Светлана Сергеевна, к.х.н., начальник ОРПит АО «МАНЭЛ», e-mail: svetlana.safronova@manel.ru;

Бутягин Павел Игоревич, к.т.н., ген. директор АО «МАНЭЛ», e-mail: pavel.butyagin@manel.ru;

Большанин Антон Владимирович, ведущ. инженер АО «МАНЭЛ», e-mail: anton.bolshanin@manel.ru;

Кондратенко Антон Игоревич, инженер АО «МАНЭЛ», e-mail: anton.kondratenko@elesy.ru;

Воробьев Александр Васильевич, магистрант НИ ТПУ, e-mail: bonsoirmonami@mail.ru.

УДК 537.525

DOI: 10.17223/00213411/62/11/123

Т.М. ВАСИЛЬЕВА, М.Н. ВАСИЛЬЕВ, В.В. ГАРАЕВА, И.С. ЗЛОБИН, ЗАУ ЙЕ МЫИНТ,
КХИН МАУНГ ХТАУ, ХТЕТ ВЭЙ ЯН ЧЖО, ХТЕТ КО КО ЗАУ

ГИБРИДНАЯ ПЛАЗМА – ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ДЛЯ МЕДИЦИНЫ И БИОЛОГИИ

Рассматриваются различные схемные и конструкторские решения генераторов низкотемпературной гибридной плазмы, возбуждаемой при одновременном воздействии на плазмообразующую среду электронного пучка с энергией электронов до 50 кэВ и ВЧ-разряда с частотой 13.56 МГц. Описан плазмохимический реактор на основе генераторов гибридной плазмы, приводятся результаты спектроскопических исследований его реакционного объема. Реактор был применен для получения биосовместимых тонких пленок хитозана. Установлено, что обработка пленок хитозана гибридной плазмой кислорода улучшает их гидрофильные свойства и более эффективна по сравнению с обработкой пленок и в газоразрядной, и в электронно-пучковой плазме по отдельности. На культуре *Escherichia coli* показано эффективное бактерицидное действие гибридной плазмы. Обсуждаются перспективы применения гибридной плазмы в биологии и медицине.

Ключевые слова: гибридная плазма, электронно-пучковая плазма, ВЧ-разряд, плазменная медицина, биосовместимые материалы, стерилизация.

Введение

К концу XX века различные типы низкотемпературной плазмы (НТП), кроме хорошо известных приложений [1–3], стали находить свое практическое применение во многих технологических процессах, тем или иным образом использующих воздействие плазмы на сложные полимерные и биополимерные материалы и объекты. Примеры таких производственных технологий можно найти в обзоре [4]. Это – предварительная обработка пластмасс для последующей их окраски и склеивания, производство упаковочных материалов, утилизация разнообразных отходов, очистка воздуха и воды от загрязнений различной (в том числе и биологической) природы и др. Поиск инновационных приложений низкотемпературной плазмы вывел на менее изученные области. Появились и интенсивно развиваются совершенно новые научно-технологические направления – плазменная медицина (Plasma Medicine), плазменное сельское хозяйство (Plasma Agriculture). Ведутся исследования по проблемам, связанным с базирующимися на плазмохимических процессах «зелеными» химическими технологиями, переработкой биомассы, утилизацией отходов. По прогнозам VDI Technologiezentrum (г. Дюссельдорф, Германия), именно эти сферы будут наиболее перспективными для разработки и внедрения плазменно-стимулированных процессов [2, 5].

Медицинские приложения НТП низкого и атмосферного давлений среди прочего включают стерилизацию оборудования, ран и тканей организма [6], лечение инфекционных заболеваний кожи и глаз [7], стимулирование регенерации клеток [8], плазменную коагуляцию [9]. Активно изучаются возможности использования НТП для уничтожения раковых клеток, лечения злокачественных новообразований [10, 11], а также в терапии ВИЧ [12].

Одним из направлений коммерциализации плазменных технологий в медицине, в котором ожидается наиболее быстрый успех, является стоматология. Эффективность применения плазмы в стоматологической терапии и ортопедии показана при дезактивации бактерий, вызывающих кариес и стоматиты, дезинфекции корневых каналов и отбеливании зубов [13–15], а также модификации поверхностей дентальных имплантатов [16]. Функционализация органических полимеров в НТП в газоразрядной плазме повышает смачиваемость поверхности изготовленных из них изделий медицинского назначения [2, 4, 17], усиливает адгезию к биологическому субстрату [18, 19] и связывание специфических активных молекул [20]. В результате улучшается биосовместимость полимерного материала и его интеграция с живыми тканями [21, 22].

Известны и недостатки газоразрядных реакторов, ограничивающие их использование для решения упомянутых выше технологических задач. В первую очередь – это контракция газового разряда при повышении давления, что делает практически невозможным формирование больших реакционных объемов. Реакционные объемы, как правило, неоднородны: в них могут возникать

зоны с высоким энерговыделением, в которых происходит значительный разогрев плазмообразующей среды и помещенных в нее объектов. При интенсивной продувке газа через разряд возможна потеря устойчивости реакционного объема, а если используются электродные газоразрядные системы, то могут возникать технические проблемы, связанные с химической стойкостью самих электродов.

Расширение спектра прикладных проблем в плазменной медицине и биологии делает актуальными исследование и разработку нетрадиционных способов воздействия плазмы на полимерные и биополимерные материалы, свободных от перечисленных недостатков и ограничений, а также создание новых плазмохимических реакторов, реализующих эти способы. В настоящей работе рассматривается малоизученная, но представляющая весьма перспективной так называемая гибридная плазма, устройства на ее основе (плазмохимические реакторы гибридного типа) и некоторые биомедицинские приложения гибридной плазмы.

Гибридная плазма

Гибридная плазма (ГП) генерируется, когда на плазмообразующую среду совместно или попеременно воздействуют два (или более) ионизатора. В последнем случае один из ионизаторов начинает работать до завершения распада плазмы, ранее возбужденной другим ионизатором. В настоящем исследовании для формирования достаточно больших плазменных объемов в качестве основного ионизатора был использован электронный пучок (ЭП), а дополнительным источником ионизации служил ВЧ-разряд с частотой 13.56 МГц. Генерирующаяся при этом ГП обладает чрезвычайно важными дополнительными преимуществами – возможностью практически безынерционного управления свойствами и геометрией реакционного объема с помощью ЭП и более высокой устойчивостью реакционного объема к контракции при повышении давления. К преобладающим в газоразрядной плазме химически активным возбужденным частицам добавляются не менее активные ионы, в значительных концентрациях нарабатываемые в газе электронным пучком. В ГП возможно также образование новых частиц, которые возникают только при комбинированном воздействии ВЧ-разряда и ЭП.

Плазмохимический реактор для генерации гибридной плазмы

На рис. 1 приведена общая схема плазмохимического реактора, предназначенного для научных и технологических экспериментов. Облако гибридной плазмы 9 образуется в реакционной камере 8, размещенной внутри рабочей камеры 7. Рабочая камера имеет разъем 3 для вакуумирования и разъем 4 для подачи основного плазмообразующего газа с расходом G_{g2} . ВЧ-мощность подается на активный электрод 5 через герметичный ввод 6. Электрод 5 изготовлен из пористой металлической трубки, через которую может подаваться дополнительный газ с расходом G_{g1} , если это необходимо. Один конец реакционной камеры открыт и через него вводится электронный пучок 2. Электронный пучок генерируется электронной пушкой 1 внутри высоковакуумной камеры 11, а затем транспортируется в рабочую камеру через специальное выводное устройство 10. Выводное устройство объединяется с электромагнитной системой отклонения, которая может отклонять ось ЭП в двух перпендикулярных направлениях и формировать растр. В разработанном реакторе могут быть сформированы как неподвижные облака ГП, так и плазменные потоки, для создания которых применяются сопловые устройства различных типов. С помощью разнообразных форсунок в облаке или потоке плазмы можно диспергировать жидкости или порошки, создавая таким способом реакционный объем в виде аэрозоля.

Также в реакторе предусмотрена возможность модификации материалов, среди которых наиболее с точки зрения медико-биологических применений наиболее интересными являются синтетические органические (ПММА, ПЭТ, силиконовые резины) и природные (хитин, хитозан, целлюлоза, альгинаты) полимеры. Для этого реакционная камера снабжена специальными держателями 12 для объемных образцов, изготовленных из перечисленных соединений: пластин, пленок, волокон, губок, а также мелкодисперсных порошков. Для обработки порошковых материалов реакционная камера приводится во вращение (вакуумный ввод вращения на рисунке не показан). При этом внутренняя оснастка реакционной камеры заменяется на специальные ребра для перемешивания порошка в процессе обработки, что обеспечивает равномерность обработки материала по всему объему камеры.

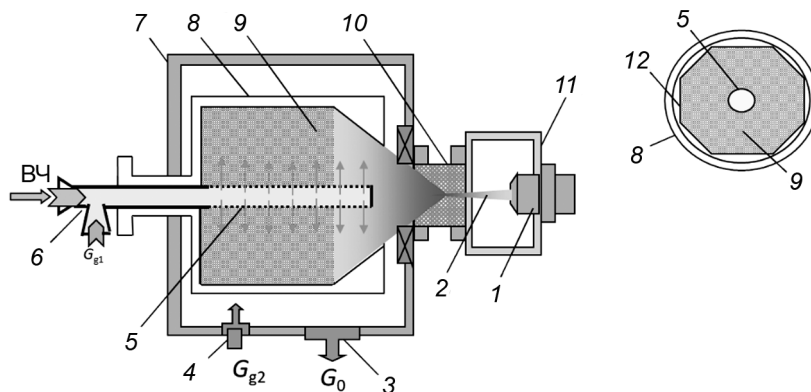


Рис. 1. Схема гибридного плазмохимического реактора (коаксиальная конфигурация): 1 – электронная пушка; 2 – электронный пучок; 3 – к вакуумному насосу; 4 – питатель основного газа (расход G_{g2}); 5 – ВЧ-электрод; 6 – ВЧ-ввод, совмещенный с питателем дополнительного газа (расход G_{g1}); 7 – рабочая камера; 8 – реакционная камера; 9 – гибридная плазма; 10 – выводное окно; 11 – высоковакуумная камера; 12 – держатель образцов

Свойства ГП зависят от параметров ЭП (ускоряющего напряжения U , тока пучка I_b , режима его сканирования), ВЧ-разряда (мощности N_{RF} , конфигурации электродов), а также от характеристик плазмообразующей среды (ее состава, давления P_m , скорости газового потока w). Перечисленные величины могут быть предварительно заданы или контролируемо изменяться в течение эксперимента, что позволяет оптимизировать процесс пучково-плазменной обработки. В табл. 1 приведены типичные условия экспериментов.

Таблица 1

Параметры генерации ГП в экспериментах по модификации полимеров

Параметр	Величина
U , кВ	20–30
I_b , мА	1–10
Состав плазмообразующей среды	O_2 , Ar, O_2+Ar , O_2+N_2+Ar , SF_6+He
Статическое давление в газодинамическом канале P_m , Торр	0.5–5.0
Мощность ВЧ-разряда N_{RF} , Вт	< 50

Пучково-плазменный реактор был разработан как автоматически управляемая система с диагностическим комплексом, отображающим данные о режимах работы реактора, основных свойствах плазмы и параметрах обработки материалов, прежде всего – о температуре в критически важных зонах реакционного объема. Реактор содержит несколько подсистем (рис. 2):

- генератор электронно-пучковой плазмы;
- генератор ВЧ-плазмы;
- система подачи газа;
- вспомогательные системы, включая вакуумные насосы, защиту от рентгеновского излучения, систему охлаждения и некоторые другие, которые на схеме не показаны.

Контроллер электронного пучка управляет работой электронной пушки и источника высокого напряжения. Он поддерживает ток пучка и ускоряющее напряжение в соответствии с заданными установками. Он также поддерживает прерывистые режимы генерации ЭП.

ВЧ-мощность подается на активный электрод газоразрядной системы от ВЧ-генератора через согласующий блок, который компенсирует изменение нагрузки, когда начинается инжекция электронного пучка или если ток пучка изменяется, когда этого требует технологический регламент.

Основным элементом системы подачи газа является многоканальный контроллер, который управляет клапанами различных типов на вакуумных и подающих трубопроводах. Он сохраняет и отображает расходы плазмообразующих газов G_{g1} и G_{g2} , а также давление в рабочей камере.

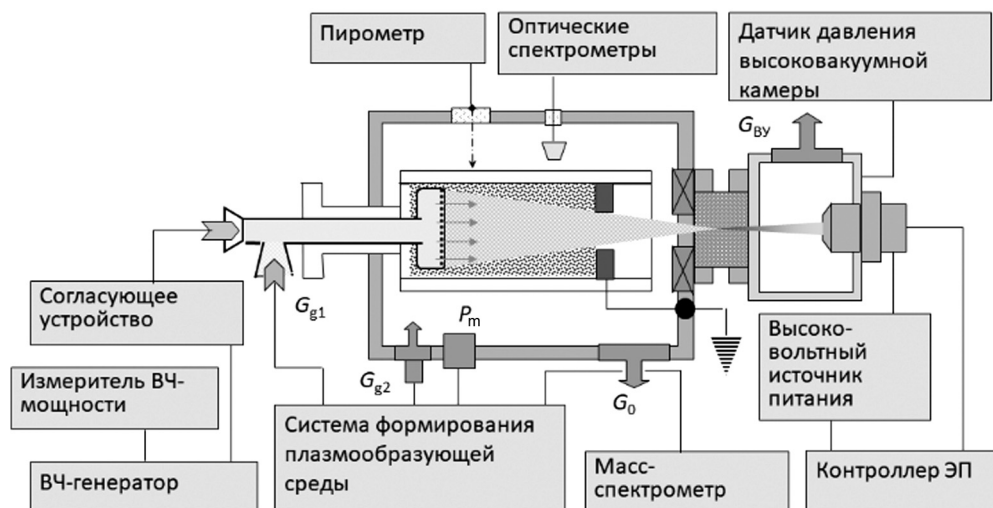


Рис. 2. Схема гибридного плазмохимического реактора (планарная конфигурация): система управления и диагностический комплекс

Диагностический комплекс реактора обеспечивает непрерывный мониторинг температурного режима обработки. Для этого используется оптический пирометр Optris LS («Optris GmbH», Германия), включенный в систему управления установки как элемент обратной связи с контроллером электронного пучка. Состав плазмообразующего газа (или смеси газов) контролируется масс-спектрометрической системой HALO 201-RC («Hidden Analytical», Великобритания), а при обработке технологических регламентов используются оптические спектрометры УФ-, видимого и ИК-диапазонов AvaSpec-2048-2 и AvaSpec-NIR256-1.7 («Avantes», Нидерланды), которые дают информацию о плазмохимических процессах, протекающих в реакционном объеме. Коллимационная линза, которой снабжен оптоволоконный кабель оптических спектрометров, может быть сфокусирована в заданную точку реакционного объема, что позволяет получить точную информацию о процессах, протекающих в различных его зонах.

Исследование геометрии реакционного объема плазмохимических реакторов гибридного типа и спектров излучения гибридной плазмы

Гибридная плазма обычно представляет собой слабо светящийся объем возбужденного газа, интенсивность излучения которого неодинакова в различных зонах. На интегральную интенсивность излучения плазмы и ее пространственное распределение влияет множество факторов физической природы и конструктивных особенностей генератора плазмы, прежде всего – электродной системы. С точки зрения задач настоящего исследования наиболее важным представляется исследование пространственного распределения интенсивности свечения различных зон ВЧ-разряда и спектрального состава излучения газоразрядной плазмы, когда в разряд начинает инжектироваться ЭП.

Эксперименты показали, что локальное облучение цилиндрического активного ВЧ-электрода тонким электронным пучком сжимало светящуюся область к электроду, уменьшая ее диаметр в зоне воздействия пучка (рис. 3). Интенсивность излучения плазмы в этой зоне возрастала. Когда электрод облучался сканирующим вдоль него пучком при достаточно высоком давлении плазмообразующего газа (для воздуха более 5 Торр), свечение на электроде наблюдалось только в зоне воздействия пучка. Остальная часть электрода была темной, т.е. с помощью ЭП удалось управлять геометрией газоразрядной плазмы. Тот же эффект наблюдался для планарной конфигурации электродной системы: облучение плоского активного ВЧ-электрода сканирующим электронным пучком локализовывало разряд в зоне воздействия пучка.

При повышении давления газа ВЧ-разряд, как хорошо известно, может погаснуть. Если при этом электрод облучить развернутым в растр электронным пучком, то разряд может загореться вновь, т.е. инжекция электронного пучка значительно расширяет диапазон рабочих давлений реакторов гибридного типа. Качественно такой же эффект наблюдался в реакторах с любой конфигурацией электродной системы и на всех использовавшихся в экспериментах газовых смесях. Для реакторов проточного типа инжекция ЭП также существенно повышала устойчивость генерации

плазмы в потоках со скоростями вплоть до трансзвуковых (рис. 3, *в* и *г*). Эксперименты со сверхзвуковыми потоками ГП и их результаты в настоящей работе не рассматриваются.

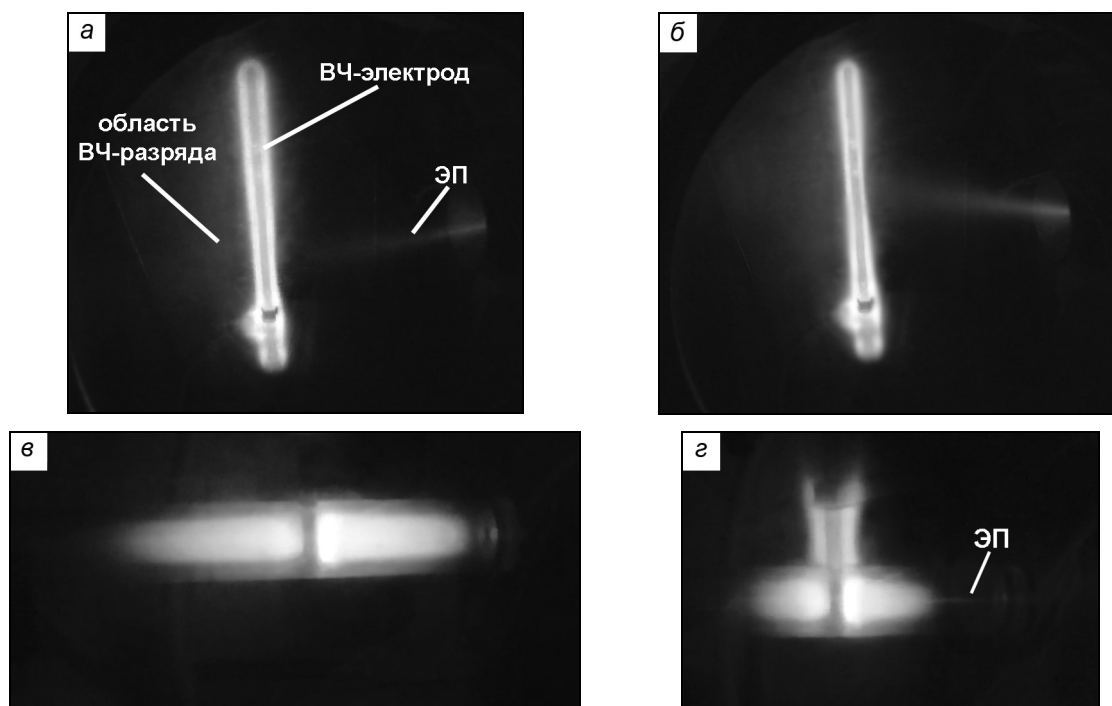


Рис. 3. Воздействие ЭП на плазму ВЧ-разряда ($N_{RF} = 60$ Вт) вблизи уединенного цилиндрического электрода: *а, б* – плазмообразующая среда: неподвижный воздух, $P_m = 5.0$ Торр; электронный пучок: $U = 28$ кВ, $I_b = 5.0$ мА сканирует вдоль электрода; *в, г* – плазмообразующая среда: поток воздуха ($P_m = 2.0$ Торр, $w = 10$ м/с) в цилиндрическом канале диаметром 18 мм; электронный пучок: $U = 28$ кВ, $I_b = 5.0$ мА инжектируется вдоль оси канала

Описанные выше явления также наблюдались, когда в поток ГП вносили твердые и объемные образцы полимерных материалов (ПММА, ПЭТ, тонкие пленки хитозана) или изготовленные из них медицинские изделия (съёмные стоматологические протезы, сосудистые стенты, чашки Петри и т.п.), биологические объекты (штаммы *Escherichia coli* на плотных питательных средах). Это позволило равномерно обрабатывать в ГП поверхности достаточно больших размеров и сложной геометрии, управляя реакционным объемом ВЧ-разряда с помощью сканирования ЭП.

При постановке спектральных измерений в ГП ставилась задача выяснить, как влияет соотношение энерговкладов в газ от ВЧ-разряда и инжектируемого в него электронного пучка на интенсивность отдельных линий эмиссионных спектров плазмы. По появлению новых линий в спектрах излучения ГП можно попытаться обнаружить новые плазмохимические процессы и реакции, не присущие газоразрядной или электронно-пучковой плазме. Для экспериментов этой серии использовалась смесь $O_2 + N_2 + Ar$, а измерения проводились в спектральном диапазоне 200–1200 нм.

Анализ оптических спектров ГП, возбуждаемой в смеси $O_2 + N_2 + Ar$, показывает, что некоторые пики (например, Ar ($\lambda = 750.38$ нм), Ar ($\lambda = 763.51$ нм), Ar ($\lambda = 810.36$ нм), O ($\lambda = 777.19$ нм), O ($\lambda = 844.62$ нм)) имеют большую интенсивность, чем сумма интенсивностей этих же пиков в ВЧ-разряде и электронно-пучковой плазме по отдельности (рис. 4, *а*). Спектры ГП также свидетельствуют о значительном увеличении количества возбужденных ионов N_2^+ по сравнению с содержанием этих частиц в плазме газового разряда или электронно-пучковой плазмы. Графики интенсивности излучения плазмы как функции тока ЭП и мощности ВЧ-разряда (рис. 4, *б*) показывают, что интенсивность характеристической линии излучения ионов N_2^+ пропорциональна току ЭП, тогда как увеличение мощности ВЧ-разряда пропорционально увеличивает интенсивность линий возбужденного N_2 .

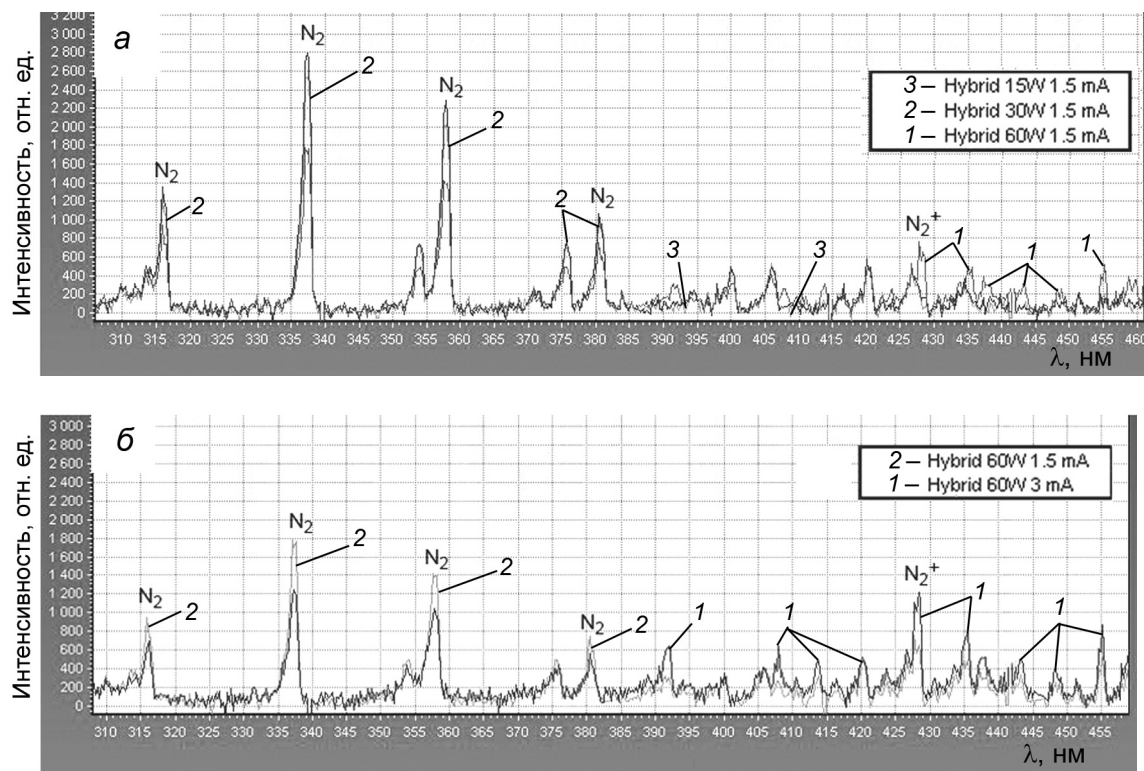


Рис. 4. Спектры оптического излучения гибридной плазмы смеси N_2-O_2-Ar при $P_m = 2.5$ Торр (фрагмент): а) при постоянном токе ЭП $I_b = 1.5$ мА и переменной мощности ВЧ-разряда (зеленый (кр. 1) – $N_{RF} = 60$ Вт, синий (кр. 2) – $N_{RF} = 30$ Вт, оранжевый (кр. 3) – $N_{RF} = 15$ Вт); б) при постоянной мощности ВЧ-разряда $N_{RF} = 60$ Вт и переменном токе ЭП (синий (кр. 1) – $I_b = 3.0$ мА, оранжевый (кр. 2) – $I_b = 1.5$ мА)

Применение гибридной плазмы для биологии и медицины

Возможности использования ГП и гибридных плазмохимических реакторов в области биологии и медицины были продемонстрированы в экспериментах с тонкими плёнками, полученными из природного полимера хитозана. Известно, что материалы на основе хитозана обладают уникальным комплексом свойств: низкой токсичностью, высокой комплексообразующей активностью, хорошей биосовместимостью, способностью к биodeградации, оказывают антибактериальное, кровоостанавливающее и ранозаживляющее действие, стимулируют регенерацию клеток [23]. Ожидалось, что обработка хитозановых пленок в ГП кислорода улучшит их гидрофильность, вследствие этого повысит адгезию к тканям и слизистым оболочкам организма. Пленки были обработаны в плазмохимическом реакторе гибридного типа в плазме кислорода.

Гидрофильные свойства пленок были охарактеризованы с помощью измерения контактного угла смачивания по воде, который измеряли методом падающей капли [24] на оптическом приборе CAM101 («KSV Instruments LTD», Финляндия). Измерения угла смачивания проводили сразу после ГП-обработки и через 2, 3 и 7 недель, чтобы исследовать деградацию гидрофильности образцов с течением времени. В качестве образцов сравнения использовались тонкие пленки хитозана, находившиеся в рабочей камере вне реакционной зоны и соответственно не подвергавшиеся плазмохимической модификации.

Данные, приведенные в табл. 2, показывают, что обработка пленок электронно-пучковой плазмой улучшала их гидрофильность в меньшей степени по сравнению с плазмой ВЧ-разряда и ГП. Инжекция ЭП в ВЧ-разряд ускоряла процесс обработки, поскольку ЭП генерировал многочисленные ионы кислорода, которые рекомбинировали на поверхности пленки и, фактически, усиливали потоки частиц активных форм кислорода (O , O_3 , $O_2(a^1\Delta_g)$).

Обработка в ГП кислорода значительно повышала стабильность гидрофильных свойств пленок при хранении: эффект сохранялся в течение, по меньшей мере, 49 дней после обработки. Для сравнения в табл. 2 также приведена динамика изменения контактного угла смачивания по воде для хитозановых пленок, модифицированных в течение 10 мин в электронно-пучковой плазме кислорода. Смачиваемость образцов, обработанных в электронно-пучковой плазме, падала быстрее,

чем смачиваемость образцов, обработанных в ГП. Более высокая гидрофильность пленок хитозана, модифицированных в ГП кислорода, и более медленная ее деградация, по-видимому, обусловлены большим количеством полярных групп, образующихся на поверхности вследствие действия активных форм кислорода, которые эффективно нарабатываются в ГП.

Таким образом, эффективность совместного действия комбинации двух ионизаторов газа в ГП оказалась более высокой с точки зрения производства материалов с улучшенными и стабильными гидрофильными свойствами, по сравнению с электронно-пучковой или газоразрядной плазмой в отдельности.

Таблица 2

Динамика изменения контактного угла смачивания по воде (°) хитозановых пленок, модифицированных в различных видах плазмы кислорода

Образец	Время после обработки, сут			
	0	14	21	49
Необработанная пленка хитозана (контроль)	96.95±1.89	91.95±9.29	89.93±3.92	90.64±2.59
Пленка хитозана, обработанная в электронно-пучковой плазме	41.25±2.05 *	41.25±5.09 *	37.60±1.98 *	67.47±9.24 *
Пленка хитозана, обработанная в ВЧ-разряде	10.34±1.31 *	11.93±1.51 *	15.45±1.50 *	17.15±5.26 *
Пленка хитозана, обработанная в ГП	8.23±1.01 *	8.76±1.25 *	10.45±1.39 *	13.32±7.42 *

Данные представлены в виде «среднее значение ± стандартное отклонение».

* Результат, достоверный по отношению к контролю ($p < 0.05$).

На ИК-спектрах у пленок хитозана, обработанных в ГП кислорода, отмечался дополнительный пик с $\nu = 1735 \text{ см}^{-1}$, соответствующий валентным колебаниям C=O в карбоксильных группах (–COOH). Таким образом, после обработки в электронно-пучковой плазме кислорода на поверхности хитозановой пленки формируются кислородсодержащие карбонильные C=O и карбоксильные группы –COOH.

Образование на поверхности хитозановой пленки дополнительных полярных кислородсодержащих групп в результате воздействия ГП позволяет предположить, что полученные таким способом материалы будут обладать повышенной адгезией к неповрежденным тканям человеческого организма, а также к ожоговым и раневым поверхностям. Следовательно, на основе пленок хитозана, модифицированных ГП, возможно создание эффективных гемостатиков и скаффолдов для клеточной регенерации.

Сформировавшиеся –COOH- и C=O-группы могут выступать также в качестве центров связывания других биологически активных молекул (пептидов, олигосахаридов, ферментов, лекарственных веществ), что делает плазменно-модифицированные пленки перспективными матриксами для различных сорбентов, фильтров и сенсоров.

Бактерицидное действие ГП было исследовано на *Escherichia coli*, для чего чашки Петри с питательной средой, содержащей тест-штамм этого микроорганизма, обрабатывали в ГП кислорода в течение 5 мин, а затем спустя сутки оценивали рост бактерий. После воздействия ВЧ-плазмы кислорода на поверхности питательной среды отмечались единичные колонии *Escherichia coli*, в то время как в результате воздействия ГП была достигнута полная деконтаминация и инаktivация микроорганизмов (рис. 5). Таким образом, стерилизация в ГП является потенциально более эффективной по сравнению с обработкой в ВЧ-разряде, что, вероятно, связано с гибелью бактерий под действием быстрых электронов деградационного спектра электронно-пучковой плазмы.

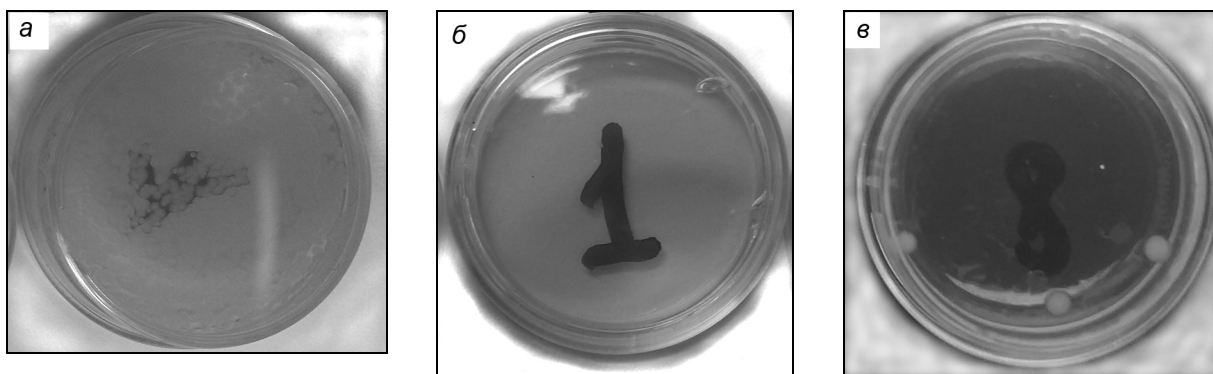


Рис. 5. Инактивация тест-штаммов *Escherichia coli* в гибридной плазме и ВЧ-разряде: а) контрольный образец; б) образец, обработанный в ГП; в) образец, обработанный в ВЧ-разряде

Заключение

В работе рассмотрены способы генерации неподвижной гибридной плазмы и ее потоков. Способ был реализован в лабораторном образце плазмохимического реактора, который был успешно испытан в широком диапазоне параметров, характеризующих совместное воздействие электронного пучка и ВЧ-разряда емкостного типа на газовые смеси различного химического состава. Испытания показали, что с помощью инжекции электронного пучка можно обеспечить управляемость и стабильность реакционного объема, особенно при достаточно высоких давлениях плазмообразующего газа, когда ВЧ-разряд контрагирует или вообще не горит.

Экспериментальная установка была оснащена автоматической системой управления и диагностическим комплексом, обеспечивающим контроль за основными параметрами рабочего процесса в реакторе. В состав диагностического комплекса входила система оптической спектроскопии, которая позволяла проводить изучение плазмохимических процессов как в свободных объемах гибридной плазмы, так и в плазме вблизи поверхности обрабатываемого в ней образца. В качестве примеров медицинских и биологических применений генераторов гибридной плазмы исследовалась пучково-плазменная модификация тонких пленок природного полимера хитозана и инактивация тест-штаммов *Escherichia coli*. При этом была показана более высокая эффективность гибридной плазмы для улучшения гидрофильности полимеров и стерилизации бактериально загрязненных поверхностей по сравнению и с ВЧ-разрядом, и с электронно-пучковой плазмой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bonizzoni G. and Vassallo E. // Vacuum. – 2002. – V. 64. – No. 3-4 – P. 327-336.
2. D'Agostino R., Favia P., Oehr C., et al. // Plasma Processes Polym. – 2005. – V. 2. – No. 1. – P. 7-15.
3. Hess H. and Weltmann K.D. // Vak. Forsch. Prax. – 2007. – V. 19. – No. 51. – P. 16-20.
4. Von Woedtke T., Reuter S., Masura K., et al. // Phys. Rep. – 2013. – V. 530. – No. 4. – P. 291-320.
5. Evaluierung Plasmatechnik. – Düsseldorf: VDI Technologiezentrum GmbH, 2004.
6. Laroussi M. and Leipold F. // Int. J. Mass Spectrom. – 2004. – V. 233. – No. 1-3. – P. 81-86.
7. Weltmann K.D. and von Woedtke Th. // Plasma Phys. Controlled Fus. – 2016. – V. 59. – No. 1. – P. 0140331.
8. Isbary G., Stolz W., Shimizu T., et al. // Clin. Plasma Med. – 2013. – V. 1. – No. 2. – P. 25-30.
9. Akimoto Y., Ikehara S., Yamaguchi T., et al. // Arch. Biochem. Biophys. – 2016. – V. 605. – P. 86-94.
10. Xu D., Luo X., Xu Y., et al. // Biochem. Biophys. Res. Commun. – 2016. – V. 473. – No. 4. – P. 1125-1132.
11. Duan J., Lu X., and He G. // J. Appl. Phys. – 2017. – V. 121. – No. 1. – P. 013302.
12. Volotskova O., Dubrovsky L., Keidar M., et al. // PLoS One. – 2016. – V. 11. – No. 10. – P. e0165322.
13. Delben J.A., Zago C.E., Tyhovych N., et al. // PLoS One. – 2016. – V. 11. – No. 5. – P. e0155427.
14. Habib M., Hottel T.L., and Hong L. // Clin. Plasma Med. – 2014. – V. 2. – No. 1. – P. 17-1.
15. Claiborne D., McCombs G., Lemaster M., et al. // Int. J. Dent. Hygiene. – 2014. – V. 12. – No. 2. – P. 108-114.
16. Cha S. and Park Y.S. // Clin. Plasma Med. – 2014. – V. 2. – No. 1. – P. 4-10.
17. Gonzalez E., Barankin M.D., Guschl P.C., et al. // Plasma Process. Polym. – 2010. – V. 7. – No. 6. – P. 482-493.

18. Teixeira H.S., Coelho P.G., Duarte S., et al. // J. Biomed. Mater. Res. B Appl. Biomater. – 2015. – V. 103. – No. 5. – P. 1082–1091.
19. Hirata R., Sampaio C., Machado L.S., et al. // J. Adhes. Dent. – 2016. – V. 18. – No. 3. – P. 215–222.
20. Ozge O. and Nesrin H. // J. Biomater. Tissue Eng. – 2014. – V. 4. – No. 6. – P. 479–487.
21. Koodaryan R. and Hafezeqoran A. // Biomed. Pharmacol. J. – 2016. – V. 9. – No. 1. – P. 317–321.
22. Rezaei F., Shokri B., and Sharifian M. // Appl. Surf. Sci. – 2016. – V. 360B. – P. 641–651.
23. Anitha A., Sowmya P.T., Kumar S., et al. // Prog. Polym. Sci. – 2014. – V. 39. – No. 9. – P. 1644–1667.
24. Owens D.K. and Wendt R.C. // J. Appl. Polym. Sci. – 1969. – V. 13. – No. 8. – P. 1741–1747.

Поступила в редакцию 13.09.19.

Московский физико-технический институт,
г. Долгопрудный, Московская обл., Россия

Васильева Татьяна Михайловна, д.т.н., доцент, профессор МФТИ, e-mail: tmvasilieva@gmail.com;

Васильев Михаил Николаевич, д.т.н., профессор, профессор МФТИ, e-mail: csl@mail.mipt.ru;

Гараева Вероника Валерьевна, студентка МФТИ, e-mail: garaewa.nika@yandex.ru;

Злобин Иван Сергеевич, студент МФТИ, e-mail: zlobin.is@phystech.edu;

Зау Ёе Мьинт, аспирант МФТИ, e-mail: kankung7492@gmail.com;

Кхин Маунг Хтау, аспирант МФТИ, e-mail: khinmghtay6@gmail.com;

Хтет Вэй Ян Чжо, аспирант МФТИ, e-mail: hwyk54@gmail.com;

Хтет Ко Ко Зау, аспирант МФТИ, e-mail: htetkokoaw536@gmail.com.

УДК 621.365.91:533.9

DOI: 10.17223/00213411/62/11/132

А.С. АНЬШАКОВ, П.В. ДОМАРОВ, В.А. ФАЛЕЕВ

ЭЛЕКТРОПЛАЗМЕННАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ГАЗИФИКАЦИИ ОРГАНИЧЕСКИХ ОТХОДОВ С ПОЛУЧЕНИЕМ ТОПЛИВНОГО ГАЗА *

Создана плазменная электроустановка для газификации различных органических отходов. Ее составными частями являются: гидропривод подачи затаренных отходов в реакционную зону; газовая горелка тепловой мощностью 42 кВт; электродуговой плазмотрон мощностью 50 кВт; камера плавления зольного остатка. В тестовом режиме работы электропечи показано, что при плазменной газификации органических материалов производится синтез-газ, пригодный для нужд тепло- и электроэнергетики. Приведенные результаты термодинамических расчетов удовлетворительно согласуются с полученными экспериментальными данными. Разработан электродуговой плазмотрон мощностью 50 кВт для процесса газификации органических отходов. Приведены вольт-амперные характеристики разработанного электродугового плазмотрона.

Ключевые слова: плазменная электроустановка, плазмотрон, газификация отходов, топливный газ, синтез-газ, вольт-амперные характеристики.

Введение

В современном мире одним из глобальных направлений развития технологий является непрерывное повышение эффективности и экологичности способов обращения с органическими отходами. К органическим отходам (ОО) относятся: муниципальные (твердые коммунальные отходы (ТКО)), сельскохозяйственные (рисовая лузга, солома с/х культур и т.д.), отходы деревообработки, биологические (медицинские, биологические иловые отложения (БИО) и т.д.).

Несмотря на различную природу этих отходов, все они состоят из одинаковых химических элементов: углерода, водорода, кислорода, азота, хлора, серы, золы (комплекс неорганических элементов и соединений), воды (влаги), но содержат опасные для окружающей среды элементы и соединения (болезнетворные микроорганизмы, тяжелые металлы и т. д.).

Влияние ОО на окружающую среду разнообразно. Данные отходы оказывают существенное негативное влияние на окружающую среду – почву, водоемы, атмосферу, биосферу. Всё более и более возрастающие объёмы отходов приводят к поиску новых более эффективных способов их переработки. На смену открытым полигонам и земляным насыпкам, при эксплуатации которых происходит экологическое загрязнение окружающей среды, приходят термические способы переработки: сжигание, пиролиз, газификация.

Как показывают результаты анализа современной научно-технической и патентной документации, плазменные технологии активно развиваются для переработки ОО с производством синтез-газа (топливного газа), используя его, в дальнейшем, в энергогенерирующих устройствах.

Газификация ОО является сложным физико-химическим процессом с большим количеством эффектов. Состав ОО может меняться в широком диапазоне, что требует создания гибкой и универсальной технологии. Пока еще не решены основные технические проблемы, сдерживающие широкое применение плазменных технологий для переработки техногенных отходов, а именно низкий ресурс работы плазмотронов, большие энергозатраты для их пиролиза.

Одним из важнейших преимуществ, выводящих плазменные технологии в принципиально иной класс процессов по экологичности и эффективности, является возможность окисления углерода до монооксида СО и исключения балластного азота. Последнее снижает количество отходящих газов более чем в 5 раз по массе и в 3 раза по объему. Это позволяет эффективно очищать получаемый синтез-газ с теплотворной способностью до 10 мДж/м³. Дальнейшее применение полученного синтез-газа в энергогенерирующих установках позволяет выработать электроэнергию.

Такое техническое решение гарантирует выполнение экологических требований к современным промышленным технологиям без использования многоступенчатых, сложных и дорогостоящих систем очистки.

* Исследования выполнены в рамках госзадания ИТ СО РАН (AAAA-A17-117030910025-7).

Технология переработки углеродсодержащих отходов основана на высокотемпературном (более 1200 °С) плазменном воздействии и газификации органической составляющей утилизируемых отходов на основе электродуговой плазмы с целью получения полезных (товарных) продуктов – высококалорийного синтез-газа и инертного (остеклованного) шлака, пригодного к использованию в качестве строительного материала.

Целью работы является экспериментальная отработка электроплазменной технологии переработки органических отходов для получения высококалорийного синтез-газа в производстве тепло- и электроэнергии.

Результаты экспериментальных исследований газификации отходов

На основе проведенных термодинамических расчетов в ПК «АСТРА» плазменных процессов газификации органических отходов в диапазоне температур 300–3000 К получены исходные данные для разработки опытного образца ЭПУ в составе экспериментального стенда Института теплофизики по исследованию электродуговых плазмотронов различного назначения.

На рис. 1 представлена схема электроплазменной установки, на которой проводились экспериментальные исследования газификации отходов в воздушно-плазменной среде. Производительность установки составляет 20 кг/ч для отработки технологического процесса плазменной утилизации возобновляемых углеродсодержащих отходов как отдельного (опилки, ветошь, полиэтилен), так и смешанного вида. Основная задача плазменно-термической электропечи – повышение экологической и экономической эффективности процесса переработки углеродсодержащих отходов.

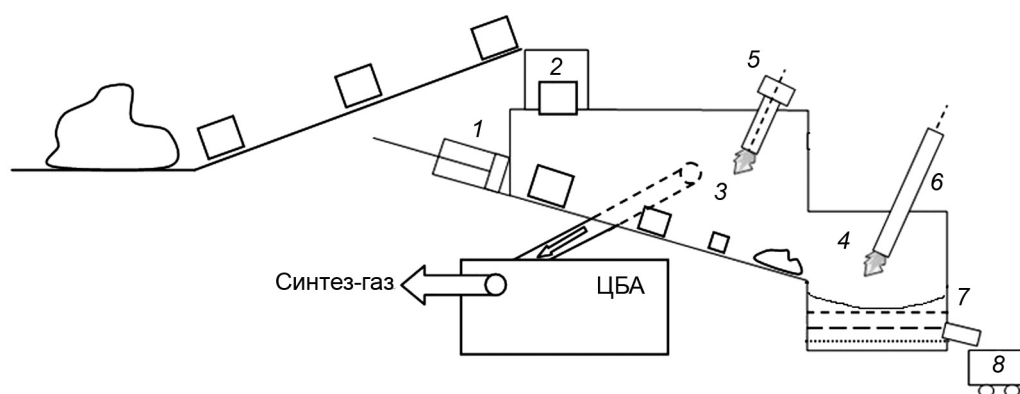


Рис. 1. Схема электроплазменной установки

Процесс переработки твердых отходов в плазменно-термической электропечи осуществляется следующим образом. Углеродсодержащие отходы с насыпным весом 150–200 кг/м³ поступают в затаренном виде в коробках с габаритными размерами 200×200×250 мм и через загрузочное устройство 2 подаются в рабочее пространство печи. Загрузочное устройство оснащено шлюзовой камерой, предотвращающей выход дымовых газов в атмосферу из рабочей камеры плазменной печи при избыточном давлении и подсос атмосферного воздуха в рабочую камеру при разрежении в ней. К маслостанции подключено и загрузочное устройство. Управление маслостанцией и контроль давления в системе гидроприводов происходит автоматической системой на основе промышленного контроллера.

Продвижение отходов по наклонному поду в зоне газификации 3 осуществляется с помощью гидравлического толкателя 1, подключенного к маслостанции и блоку управления. Предварительный прогрев футеровки и зоны газификации осуществляется газовой горелкой 5 мощностью 42 кВт и плазмотроном 6 мощностью 50 кВт до температуры 1200 °С. Контроль температуры в камере осуществляется термопарой и через нормирующий преобразователь подается сигнал в АСУ. При достижении рабочей температуры в камере печи 1200 °С подается управляющий сигнал от контроллера на источник питания для последующего снижения мощности плазмотрона с целью дальнейшего поддержания температуры и переплава неорганического остатка отходов. Среднемассовая температура воздушной плазмы, истекающей из плазмотрона, составляет 4000 К. Выделяющийся в зоне газификации топливный газ (синтез-газ) отбирается из камеры печи. Он подается в центробежно-барбатажный аппарат (ЦБА) для его дальнейшей закалки, газификации и

очистки от содержащейся в нем пыли. Перед ЦБА осуществляется отбор газа газоанализатором и аналитический контроль состава получаемого синтез-газа. Встроенной термопарой в дымоход перед ЦБА происходит мониторинг температуры отбираемого топливного газа. Образовавшийся после газификации отходов зольный остаток, содержащий частицы недожога и углеродный остаток, попадает в зону горения 4 (рис. 1), где под действием струи плазмы происходит дожигание углерода и переплавление минеральной части отходов в инертный шлак. После ЦБА топливный газ подается в камеру дожигателя, где сгорает до CO_2 . Для охлаждения дымовых газов в смеситель поступает требуемое количество атмосферного воздуха, контролируемого системой автоматического управления. Управляющий сигнал формируется в зависимости от требуемой температуры выбрасываемых дымовых газов в атмосферу.

Источником энергии для газификации органической части и расплава неорганической служит плазмотрон, а также химическая энергия реакций окисления углерода. Кислород поступает в печь через плазмотрон с плазмообразующим газом. Образовавшийся в процессе переработки модельных отходов зольный остаток под воздействием струи плазмы с температурой 4000 К переплавляется в инертный шлак. По мере наполнения ванны жидкого расплава шлак периодически сливается через летку 7 в откатную тележку 8.

Эксплуатационные параметры электропечи определяются устойчивой работой ее составляющих элементов. Одним из главных, конечно, является плазмотрон. Ниже представлены его экспериментальные характеристики.

Для поддержания высокой температуры в камере печи используется электродуговой плазмотрон. Для бесперебойной работы установки требуется надежная длительная работа плазмотрона. В связи с этим был разработан и изготовлен плазмотрон мощностью 50 кВт и проведены его испытания с подачей различного расхода плазмообразующего воздуха $(3-6) \cdot 10^{-3}$ кг/с с изменением величины тока от 120 до 200 А.

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) дуги является важнейшей электрофизической и энергетической характеристикой дугового плазмотрона. Она определяет область устойчивого горения дуги при изменении определяющих параметров: силы тока, расхода и рода плазмообразующего газа, давления среды, геометрических размеров разрядной камеры плазмотрона. По виду ВАХ и уровню достижимых значений напряжения и силы тока дуги определяются параметры источника электропитания, обеспечивающего надежную работу плазмотрона в длительном режиме.

На рис. 2 представлены экспериментальные ВАХ в зависимости от расхода плазмообразующего газа.

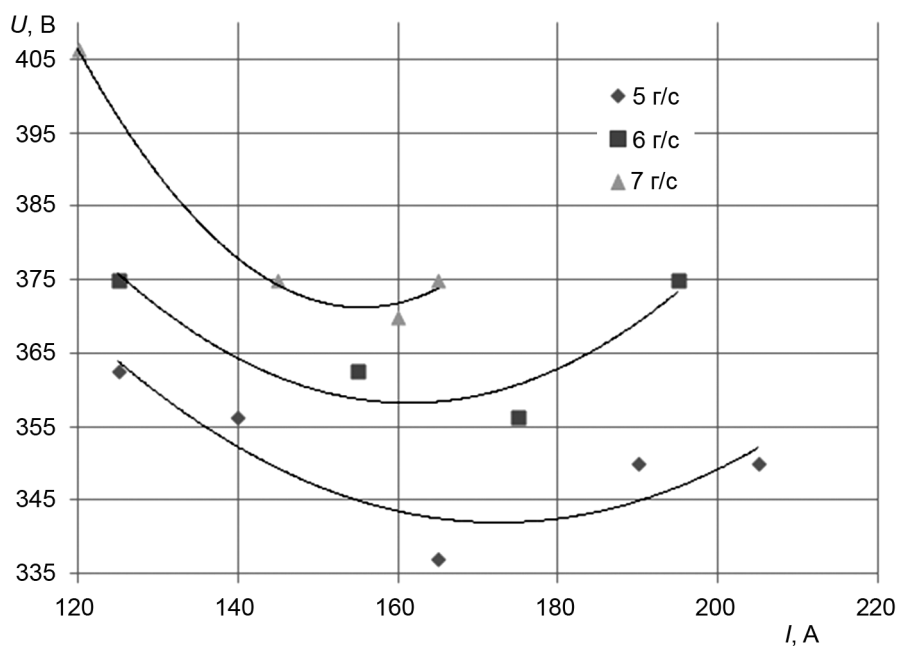


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики электродугового плазмотрона

В [1–7] приведены основные показатели процесса газификации различного вида модельных органических отходов (полиэтиленовые гранулы, опилки, текстиль). Для определения оптимального технологического процесса газификации отходов проводились предварительные расчеты для нескольких вариантов технологии. Из вариантов расчета в условиях термодинамического равновесия образуется синтез-газ, имеющий теплотворную способность 11.7 МДж/м^3 . Следующим вариантом было увеличение поступающего кислорода. Избыточная часть кислорода вступала в реакцию с углеродом. Это привело к уменьшению содержания водорода в синтез-газе и увеличению содержания CO и CO_2 . При этом значительно снизилось потребление энергии от плазмы с 1.52 до $0.4 \text{ кВт}\cdot\text{ч/кг}$. А теплотворная способность получаемого синтез-газа практически не изменилась и составила 11.1 МДж/м^3 . Дальнейшее увеличение расхода кислорода приведет процесс газификации в режим автотермии. Плазмотрон будет необходим только для стабилизации процесса и компенсации тепловых потерь. При добавлении воды порядка 20% (имитируя влажные отходы), в результате получился синтез-газ с соотношением $\text{H}_2:\text{CO} = 2:1$ с калорийностью 11.58 МДж/м^3 . Также проводились расчеты для отдельных компонентов отходов. Результаты расчетов показали, что при газификации 1 кг текстиля синтез-газ имеет теплотворную способность 11.46 МДж/м^3 , а его получаемый объем составляет 1.54 м^3 . Использование воды (водяного пара) в качестве дополнительного окислителя повышает калорийность синтез-газа до 11.7 МДж/м^3 . С учетом тепловой энергии нагретых до 1500 К газа, пара и расплавленного шлака при газификации 1 кг текстиля возможно получение $6.86 \text{ кВт}\cdot\text{ч}$ тепловой энергии.

Древесина отличается от полиэтилена и текстиля значительно. В ее составе достаточно кислорода и воды для полной газификации внутреннего углерода. Значительный избыток влажности в составе древесины увеличивает удельные энергозатраты на ее газификацию. Поэтому целесообразно подсушивать опилки до влажности 20% . Этой влажности достаточно для полной газификации имеющегося углерода в составе опилок. При изменении количества окислителя и воздуха значения калорийности и объема синтез-газа с учетом нагретых до 1500 К продуктов газификации общая тепловая и химическая энергия составляет не менее 14 МДж/м^3 на 1 кг отходов.

На рис. 3 представлены экспериментальные результаты газификации полиэтиленовых гранул. Из графика видно, что при газификации основной массы отходов происходит пик калорийности синтез-газа, затем идет постепенное уменьшение. Этот пик вызван тем, что при экспериментальных исследованиях отходы подавались в камеру газификации плазменной электропечи порционно через определенные промежутки времени. Для обеспечения постоянства калорийности синтез-газа необходимо обеспечить непрерывную подачу отходов.



Рис. 3. Экспериментальные данные калорийности топливного газа при газификации 1 кг полиэтилена

Заключение

Проведенный предварительный термодинамический расчет плазменной газификации органических отходов, которые использовались в экспериментальных исследованиях на лабораторной электродплазменной установке производительностью 20 кг/ч , показал возможность получения синтез-газа. Сравнение расчетных и экспериментальных данных для процесса высокотемпературной

газификации органических отходов показывает хорошую сходимость. В процессе газификации органических отходов получен высококалорийный топливный газ с теплотворной способностью 12–14 МДж/м³. Для создания высокой температуры в камере плазменной электропечи разработан плазмотрон мощностью до 50 кВт. Получены вольт-амперные характеристики электродугового плазмотрона, показывающие его стабильную работу с высоким КПД – более 80 %.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фалеев В.А., Бутаков Е.Б., Радько С.И. // Теплофизика и аэромеханика. – 2017. – Т. 24. – № 4 – С. 633–638.
2. Anshakov A.S., Domarov P.V., Faleev V.A., et al. // J. Phys.: Conf. Ser. – 2017. – V. 830. – P. 012052.
3. Anshakov A.S., Domarov P.V., Alifеров A.I., et al. // J. Phys.: Conf. Ser. – 2017. – V. 899. – P. 092003.
4. Anshakov A.S., Domarov P.V., Urbakh A.E., et al. // AER. – 2017. – V. 133. – P. 181–185.
5. Anshakov A.S., Alifеров A.I., and Domarov P.V. // Thermophysics and Aeromechanics. – 2016. – V. 23. – No. 5. – P. 767–772.
6. Messerle V.E., Mosse A.L., and Ustimenko A.B. // Waste Management. – 2018. – V. 79. – P. 791–799.
7. Аньшаков А.С., Домаров П.В., Бауэр В.Р., Чередниченко М.В. // Изв. вузов. Физика. – 2018. – Т. 61. – № 8/2. – С. 23–26.

Поступила в редакцию 13.09.19.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Аньшаков Анатолий Степанович, д.т.н., профессор, гл. науч. сотр. ИТ СО РАН, e-mail: anshakov@itp.nsc.ru;

Домаров Павел Вадимович, к.т.н., науч. сотр. ИТ СО РАН, e-mail: domaroff@yandex.ru;

Фалеев Валентин Александрович, к.т.н., ст. науч. сотр. ИТ СО РАН, e-mail: v.faleev2012@yandex.ru.

УДК 621.785:669.14.08

DOI: 10.17223/00213411/62/11/137

Ю.Ф. ИВАНОВ¹, И.В. ЛОПАТИН¹, Е.А. ПЕТРИКОВА¹, М.Е. РЫГИНА^{1,2}, О.С. ТОЛКАЧЕВ^{1,2}, В.И. ШИМАНСКИЙ³

МНОГОЦИКЛОВОЕ ЭЛЕКТРОННО-ИОННО-ПЛАЗМЕННОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ СИЛУМИНА: СТРУКТУРА, СВОЙСТВА *

Сделан анализ результатов и выявлены закономерности модифицирования поверхностного слоя силумина методами многоциклового комбинированной обработки, совмещающей в одном цикле формирование системы «пленка (металл)/(силумин) подложка» и последующее облучение поверхности интенсивным импульсным электронным пучком субмиллисекундной длительности. Обработку силумина проводили на установке «КОМ-ПЛЕКС», разработанной и созданной в ИСЭ СО РАН (г. Томск). В качестве легирующего элемента был выбран титан. Толщина напыляемой пленки титана в каждом цикле обработки 0.5 мкм. Количество циклов легирования 1, 5 и 10. Процесс поверхностного легирования заключался в последовательной реализации ионной очистки и нагрева в аргоновой плазме несамостоятельного дугового разряда с накаливаемым и полым катодом с подачей отрицательного смещения на образец (начальный нагрев образцов до заданной температуры, очистка и активация обрабатываемой поверхности); плазмо-ассистированного электродугового нанесения металлической (при использовании аргоновой плазмы) пленки; электронно-пучковой обработки системы «пленка (титан) / (силумин) подложка» с использованием низкоэнергетичного интенсивного импульсного электронного пучка микросекундной длительности. Установлено, что многоцикловое легирование силумина марки АК12 титаном приводит к растворению в поверхностном слое толщиной до 30 мкм включений кремния и интерметаллидов, формированию субмикро- и нанокристаллической многофазной структуры, характеризующейся высокими значениями микротвердости и износостойкости, превосходящими соответствующие характеристики литого силумина в 1.4 и 14.2 раза.

Ключевые слова: силумин, плазма, интенсивный импульсный электронный пучок, система «пленка/подложка», многоцикловая обработка, поверхностный сплав, структура, свойства.

Введение

Силумины, сплавы алюминий-кремний, в настоящее время являются одними из наиболее востребованных материалов на основе алюминия. Из них изготавливают посуду, детали автомобилей и мотоциклов, речного и морского транспорта, самолетов, корпуса для огнестрельного оружия и многое другое. К основным преимуществам, которыми характеризуются данные сплавы, относятся высокая удельная прочность, малый вес, высокая износостойкость и коррозионная стойкость, низкая стоимость. Придание дополнительных свойств силумина осуществляется его модифицированием. Одним из перспективных методов поверхностного модифицирования металлов и сплавов, керамических и металлокерамических материалов является облучение концентрированными потоками энергии (мощные ионные пучки, потоки плазмы, лучи лазера, импульсные и непрерывные электронные пучки и т.д.) [1–4].

Целью настоящей работы является анализ результатов и выявление закономерностей модифицирования поверхностного слоя силумина методами многоциклового комбинированной обработки, совмещающей в одном цикле формирование системы «пленка (металл)/(силумин) подложка» и последующее облучение поверхности интенсивным импульсным электронным пучком микросекундной длительности.

Материал и методики исследования

В качестве материала исследования был использован силумин эвтектического состава марки АК12 (Al, 10–13 % Si, до 1.5 % Fe, до 0.5 % Mn, до 0.1 % Ti, до 0.6 % Cu, до 0.1 % Zr, до 0.1 % Mg, до 0.3 % Zn) в литом состоянии [5]. Легирование поверхностного слоя силумина титаном осуществляли путем плавления системы «пленка (Ti)/(АК12) подложка» интенсивным импульсным электронным пучком. Толщина пленки титана в каждом цикле «напыление/облучение» составляла 0.5 мкм; количество циклов 1, 5 и 10. Облучение системы «пленка/подложка» осуществляли интенсивным импульсным электронным пучком при следующих параметрах пучка электронов:

* Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект № 19-52-04009).

энергия ускоренных электронов 18 кэВ, плотность энергии пучка электронов 15 Дж/см², длительность импульсов воздействия пучка электронов 50 мкс, частота следования импульсов 0.5 с⁻¹, количество импульсов 10; облучение проводили в аргоне при остаточном давлении 0.04 Па. Многоцикловое легирование проводили в едином технологическом вакууме на установке «КОМПЛЕКС» [4].

Исследование структуры силумина в исходном состоянии и после модифицирования осуществляли методами рентгеноструктурного анализа (дифрактометр XRD 6000), оптической (Микровизор металлографический μ Vizo-MET-221), сканирующей (прибор SEM 515 Philips) и просвечивающей дифракционной (прибор JEM-2100F) электронной микроскопии. Анализ элементного состава образцов осуществляли методами SEM (STEM)/EDAX. Свойства модифицированного слоя характеризовали, определяя микротвердость (прибор ПМТ-3, нагрузка на индентор 0.5 Н) и износостойкость (прибор TRIBOtechnik; условие сухого трения при комнатной температуре, контртело – шарик ШХ15 диаметром 6 мм, диаметр трека 4 мм, скорость вращения образца 2.5 см/с, нагрузка на индентор 5 Н, количество оборотов 8000). Износостойкость поверхностного слоя материала рассчитывали после проведения профилометрии образовавшегося трека.

Результаты исследования и их обсуждение

Исследуемый материал в литом состоянии является многофазным материалом, содержит микропоры, крупные (десятки-сотни микрометров) включения кремния и интерметаллидов пластинчатой формы, а также в виде «китайских иероглифов» (рис. 1, а). Наличие таких включений является основной причиной весьма низкой пластичности и высокой хрупкости данного материала [6].

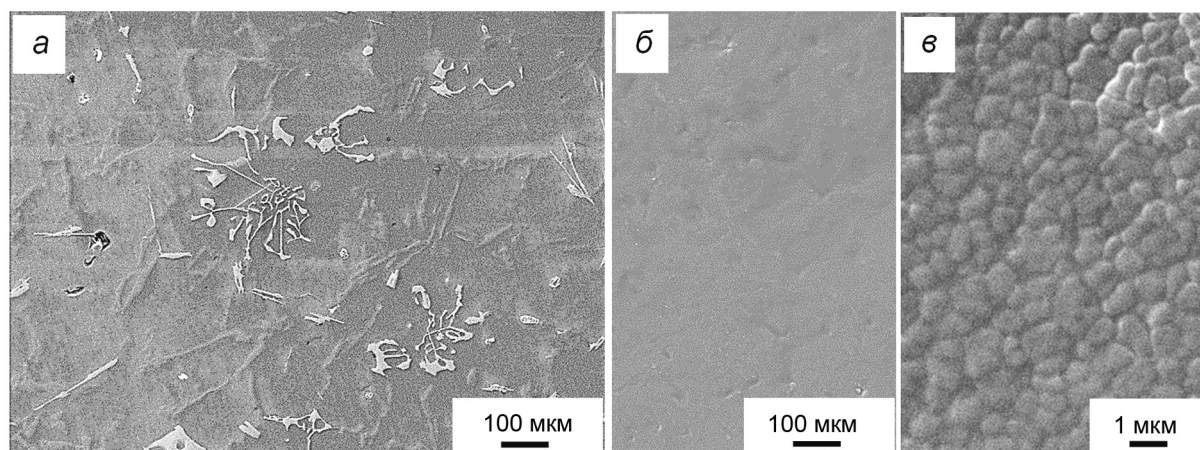


Рис. 1. Структура поверхности образцов силумина марки АК12 в литом состоянии (а) и после модифицирования в течении 5 циклов «напыления/облучения» (б, в). Сканирующая электронная микроскопия

Облучение системы «пленка (Ti)/(AK12) подложка» интенсивным импульсным электронным пучком приводит к растворению в поверхностном слое включений кремния и интерметаллидов (рис. 1, б) и формированию структуры высокоскоростной ячеистой кристаллизации (рис. 1, в). Анализ структуры поперечных шлифов показал, что толщина модифицированного слоя, который не содержит включений интерметаллидов, растет с увеличением количества циклов и изменяется в пределах от 20 мкм после 1 цикла модифицирования до 30 мкм после 10 циклов модифицирования (рис. 2, а). Травление поперечного шлифа выявило в модифицированном слое структуру, размер кристаллитов которой изменяется в пределах от 1 до 5 мкм (рис. 2, б).

Методами рентгенофазового анализа установлено, что после 5 и 10 циклов «напыления/облучения» в поверхностном слое силумина формируется многофазная структура, содержащая, наряду с фазами исходного состояния (алюминий и кремний), алюминиды титана состава TiAl и TiAl_3 . Относительное содержание алюминидов достигает максимального значения после 5 циклов обработки и суммарно составляет 56 мас. %.

Исследования элементного и фазового состава, состояния дефектной субструктуры силумина после многоциклового облучения осуществляли методами просвечивающей электронной дифрак-

ционной микроскопии. Установлено, что в поверхностном слое формируется градиентная структура, элементный и фазовый состав, размеры структурных составляющих которой существенным образом зависят от расстояния до поверхности модифицирования (рис. 3). Размеры частиц упрочняющих фаз изменяются в пределах от 10 до 370 нм (рис. 3).

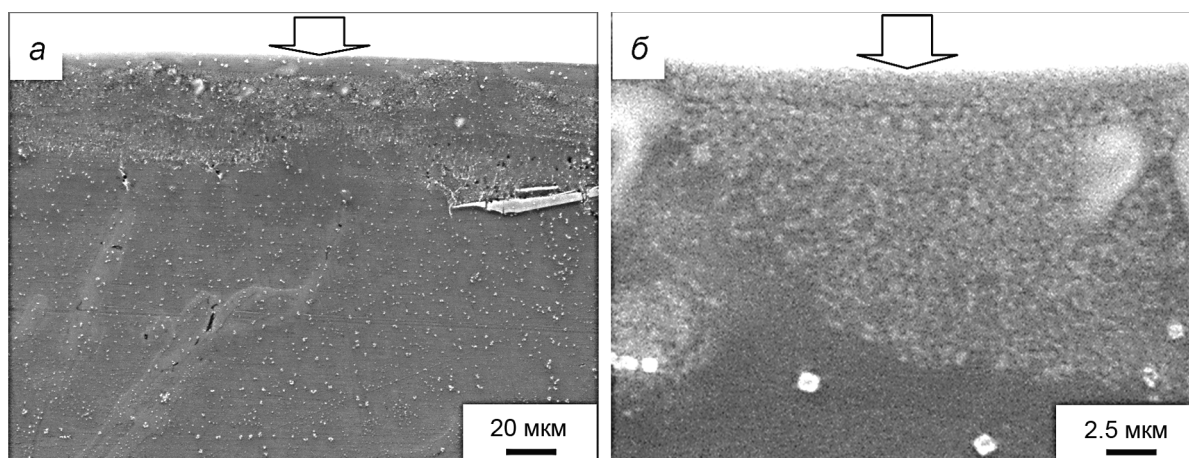


Рис. 2. Структура поперечного шлифа образцов силумина марки АК12 после модифицирования в течение 5 циклов «напыления/облучения». Стрелками указана поверхность модифицирования. Сканирующая электронная микроскопия

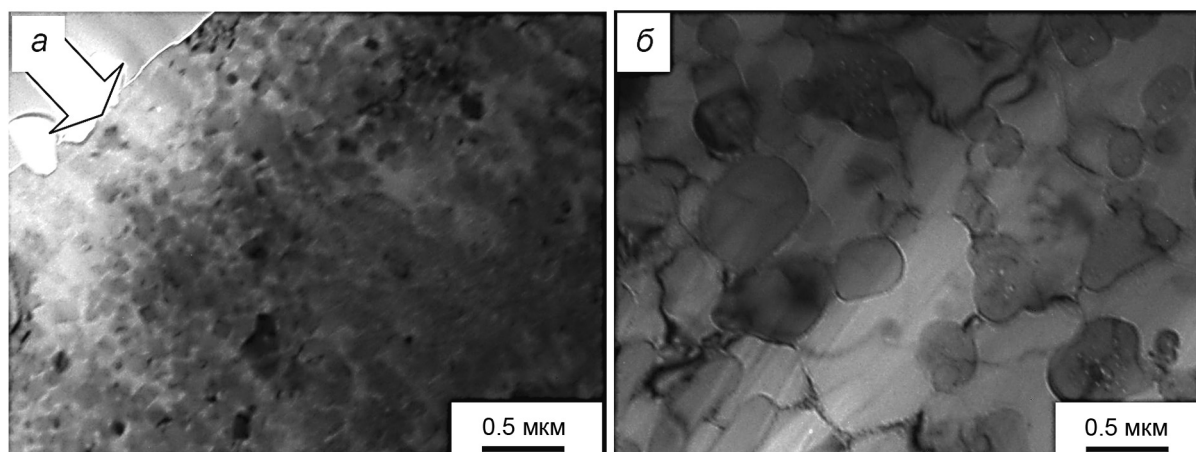


Рис. 3. Электронно-микроскопическое изображение структуры силумина марки АК12 после модифицирования в течение 10 циклов «напыления/облучения»: *а* – поверхностный слой (стрелкой указана поверхность модифицирования); *б* – слой, расположенный на расстоянии 25–30 мкм от поверхности модифицирования. Просвечивающая электронная микроскопия

Распределение химических элементов в модифицированном слое силумина изучали методами микрорентгеноспектрального анализа тонких фольг [7]. Химический состав поверхностного слоя силумина марки АК12 после модифицирования в течение 5 циклов «напыления/облучения» приведен в таблице. Исследовали поверхностный слой, электронно-микроскопическое изображение которого представлено на рис. 4, *а*. Показано, что анализируемый слой является многоэлементным; усредненная по слою концентрация атомов титана достигает ≈ 5 мас. %. Результаты

Результаты микрорентгеноспектрального анализа элементного состава поверхностного слоя силумина марки АК12 после модифицирования в течение 5 циклов «напыления/облучения»

Элемент	Концентрация, вес. %	Концентрация, ат. %
Mg	0.42	0.48
Al	73.6	83.2
Si	2.48	2.48
Ti	4.98	2.92
Mn	0.11	0.06
Fe	0.52	0.26
Ni	0.07	0.03
Cu	2.36	1.04

анализа распределения атомов титана в данном слое представлены на рис. 4, б. Отчетливо видно, что атомы титана в исследуемом слое распределены неравномерно, формируют многослойную структуру. Слои характеризуются размерами областей, обогащенных атомами титана. Выделяются слои с размерами областей 30–50 нм и слои с размерами областей до 0.5 мкм. Следует отметить, что слои с наноразмерным распределением титана чередуются со слоями с субмикронными размерами областей распределения титана, при этом размеры таких областей увеличиваются по мере удаления от поверхности модифицирования.

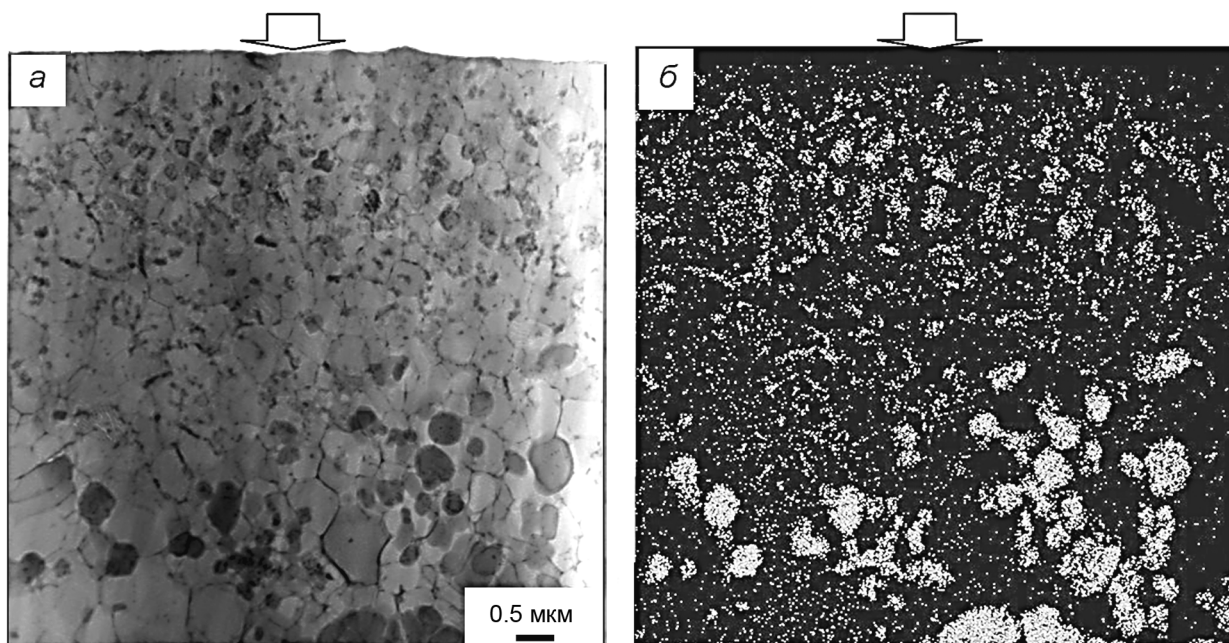


Рис. 4. Электронно-микроскопическое изображение структуры силумина марки АК12 после модифицирования в течение 5 циклов «напыления/облучения»: а – светлопольное изображение (стрелкой указана поверхность модифицирования); б – изображение, полученное в характеристическом рентгеновском излучении атомов титана. Просвечивающая электронная микроскопия, STEM-анализ

Фазовый состав, размеры и морфологию фаз изучали методами просвечивающей электронной дифракционной микроскопии с привлечением темнопольного анализа и техники индицирования микроэлектроннограмм [8, 9]. Результаты электронно-микроскопического микродифракционного анализа структуры поверхностного слоя силумина после модифицирования приведены на рис. 5. Отчетливо видно, что модифицированный слой имеет сложную структуру, кристаллиты которой изменяются от единиц до десятков и сотен нанометров (рис. 5, а). Основным объемом поверхностного слоя занимают зерна твердого раствора на основе алюминия (рис. 5, в). На рис. 5, а данные зерна имеют светлый контраст. В объеме зерен алюминия выявляются наноразмерные (5–10 нм) частицы кремния (рис. 5, в). Частицы кремния нескольких больших размеров (20–30 нм) формируют протяженные прослойки вдоль границ зерен алюминия (рис. 5, г). Наряду с фазами, характерными для силумина (алюминий и кремний), в поверхностном слое образца обнаружены включения алюминида титана состава Al_3Ti (рис. 5, д, е) и силицида титана состава TiSi . Данные включения имеют глобулярную форму, размеры их изменяются в пределах 100 нм.

Таким образом, многоцикловое легирование силумина титаном приводит к формированию поверхностного слоя с многофазной субмикро- и нанокристаллической градиентной структурой.

Механические и трибологические свойства модифицированного силумина характеризовали микротвердостью и износостойкостью. Показано, что микротвердость модифицированной поверхности силумина увеличивается в 1.4 раза и достигает максимальных значений после 5 циклов «напыления/облучения». Износостойкость достигает максимальных значений также после 5 циклов «напыления/облучения» и превышает износостойкость исходного материала в 14.2 раза.

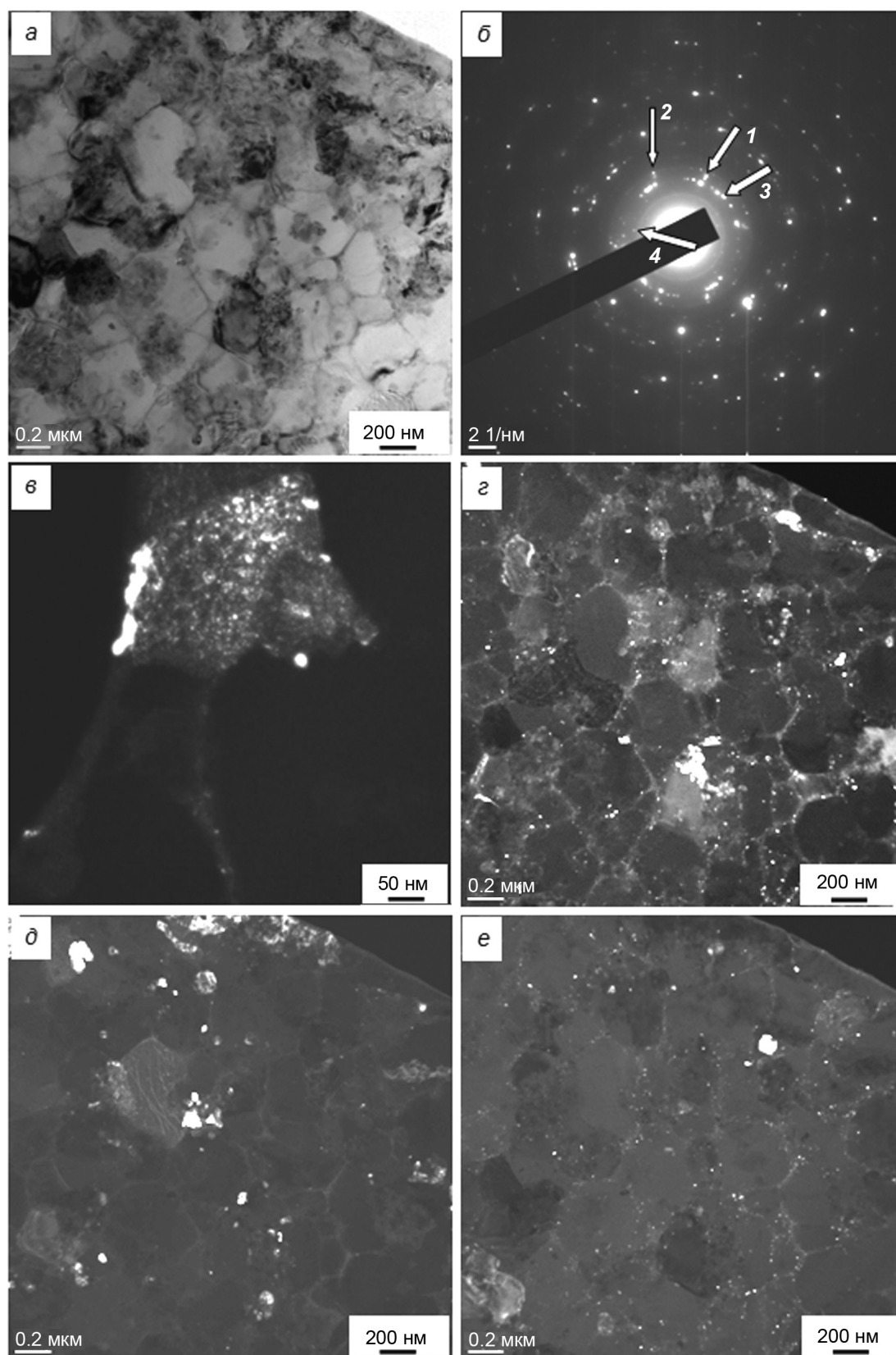


Рис. 5. Электронно-микроскопическое изображение структуры силумина марки АК12 после модифицирования в течение 5 циклов «напыления/облучения»: а – светлопольное изображение; б – микро-электронограмма данного участка фольги (стрелками указаны рефлексy, в которых получены темнопольные изображения); в–е – темнопольные изображения, полученные в рефлексах; 1 – $[200]\text{Al} + [200]\text{Si}$; 2 – $[200]\text{Si}$; 3 – $[004]\text{Al}_3\text{Ti}$; 4 – $[111]\text{Si} + [110]\text{Al}_3\text{Ti}$. Просвечивающая электронная дифракционная микроскопия

Выводы

Осуществлена многоцикловая обработка в едином вакуумном пространстве поверхностного слоя силумина эвтектического состава марки АК12, сочетающая в одном цикле формирование системы «пленка (титан)/(силумин) подложка» и последующее облучение поверхности интенсивным импульсным электронным пучком субмиллисекундной длительности. Выявлено формирование многофазного субмикро- и нанокристаллического поверхностного слоя толщиной до 30 мкм, содержащего, наряду с фазами исходного состояния (алюминий и кремний), алюминиды титана состава $TiAl$ и $TiAl_3$, относительное содержание которых достигает максимального значения после 5 циклов обработки и суммарно составляет 56 мас. %. Показано, что модифицированный слой имеет градиентное строение, элементный и фазовый состав, размеры структурных составляющих которого зависят от расстояния до поверхности модифицирования. Установлено, что микротвердость и износостойкость модифицированного слоя силумина превышает соответствующие характеристики литого силумина в 1.4 и 14.2 раза, достигая максимальных значений после 5 циклов «напыления/облучения».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грибков В.А., Григорьев Ф.И., Калинин Б.А. и др. Перспективные радиационно-пучковые технологии обработки металлов. – М.: Круглый стол, 2001. – 528 с.
2. Кадыржанов К.К., Комаров Ф.Ф., Погребняк А.Д. и др. Ионно-лучевая и ионно-плазменная модификация материалов. – М.: Изд-во МГУ, 2005. – 640 с.
3. Ласковнев А.П., Иванов Ю.Ф., Петрикова Е.А. и др. Модификация структуры и свойств эвтектического силумина электронно-ионно-плазменной обработкой. – Минск: Белорусская наука, 2013. – 287 с.
4. Электронно-ионно-плазменная модификация поверхности цветных металлов и сплавов / под общ. ред. Н.Н. Ковалёва, Ю.Ф. Иванова. – Томск: Изд-во НТЛ, 2016. – 312 с.
5. Золотаревский В.С., Белов Н.А. Металловедение литейных алюминиевых сплавов. – М.: МИСиС, 2005. – 376 с.
6. Волочко А.Т. // Литье и металлургия. – 2015. – Т. 4. – № 81. – С. 38–45.
7. Брандон Д., Каплан У. Микроструктура материалов. Методы исследования и контроля. – М.: Техносфера, 2004. – 384 с.
8. Утевский Л.М. Дифракционная электронная микроскопия в металловедении. – М.: Металлургия, 1973. – 584 с.
9. Эндрюс К., Дайсон Д., Киоун С. Электронограммы и их интерпретация. – М.: Мир, 1971. – 256 с.

Поступила в редакцию 13.09.19.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

² Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

³ Белорусский государственный университет, г. Минск, Республика Беларусь

Иванов Юрий Федорович, д.ф.-м.н., гл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: yuf55@mail.ru;

Лопатин Илья Викторович, к.т.н., ст. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: lopatin@opeee.hcei.tsc.ru;

Петрикова Елизавета Алексеевна, мл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: petrikova@opee.hcei.tsc.ru;

Рыгина Мария Евгеньевна, мл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, аспирантка НИ ТПУ, e-mail: l-7755me@mail.ru;

Толкачев Олег Сергеевич, мл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, инженер НИ ТПУ, e-mail: ole.ts@mail.ru;

Шиманский Виталий Игоревич, к.ф.-м.н., доцент каф. физики твёрдого тела БГУ, e-mail: shymaniskiv@mail.ru.

УДК 538.9

DOI: 10.17223/00213411/62/11/143

А.С. ГРЕНАДЁРОВ¹, К.В. ОСКОМОВ¹, А.А. СОЛОВЬЕВ^{1,3}, А.В. СЕЛИВАНОВА², М.Е. КОНИЩЕВ³

ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОЕ ОСАЖДЕНИЕ АНТИОТРАЖАЮЩЕГО И ЗАЩИТНОГО ПОКРЫТИЯ ДЛЯ ИК-ОПТИКИ

Пленки аморфного гидрогенизированного углерода, легированного Si и O, наносились на образцы кристаллического кремния методом плазмохимического осаждения в смеси паров полифенилметилсилоксана и аргона. Исследовались физико-механические и оптические свойства пленок для использования в качестве антиотражающих и защитных покрытий в устройствах ИК-оптики. Прозрачность пленок в диапазоне длин волн 2.5–8 мкм измерялась методом инфракрасной спектроскопии с фурье-преобразованием. Структура и состав пленок изучались методами рамановской и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. Твердость и другие механические свойства пленок определялись с помощью наноиндентирования. Показано, что двухстороннее нанесение а-С:H:SiO_x-пленок на Si-пластины позволяет повысить их интегральную пропускную способность в области длин волн 3–5 мкм с 50 до 87 %. При этом пленки обладают отличными механическими характеристиками, термостойкостью в диапазоне температур от комнатной до 500 °С и стойкостью к водным растворам соли.

Ключевые слова: антиотражающие покрытия, защитные покрытия, ИК-оптика, плазмохимический синтез.

Введение

Пленки аморфного гидрогенизированного углерода (а-С:H) рассматриваются в качестве перспективных защитных антиотражающих (просветляющих) покрытий для оптики среднего (3–5 мкм) ИК-диапазона [1]. Фториды (BaF₂, ThF₄, PbF₂) и халькогениды, которые часто используются в качестве многослойных покрытий на оптических ИК-материалах, имеют плохую адгезию и механическую прочность [2]. В отличие от них а-С:H-пленки обладают высокой устойчивостью к солям, кислотам, щелочам, большинству органических растворителей. Высокая механическая твердость и низкий коэффициент трения делают данные пленки стойкими к абразивному воздействию. Кроме того, а-С:H-пленки имеют очень хорошую адгезию к Ge и Si, что обуславливает их использование на внешних поверхностях кремниевой и германиевой оптики тепловизоров, применяемых в военной технике и/или работающих в экстремальных климатических условиях. Такие пленки защищают внешние оптические поверхности от абразивного воздействия частиц пыли в воздухе, от морской воды и соли, высокой влажности и т.п. Аморфный гидрогенизированный углерод характеризуется умеренным уровнем поглощения и рассеяния во всем инфракрасном диапазоне длин волн, а его показатель преломления в ИК-диапазоне близок к 1.95.

Потенциальные возможности использования пленок а-С:H в качестве антиотражающего и защитного покрытия были продемонстрированы в ряде работ. В работе [3] пленки а-С:H были нанесены на обе стороны Si-подложки методом ионно-лучевого распыления графита в смеси Ar и CH₄. Показано, что пленки, имеющие твердость около 15–16 ГПа, позволяют повысить среднее значение коэффициента пропускания Si-подложки до 95.1 % в диапазоне 3.5–5 мкм. Пленки а-С:H, нанесенные на обе стороны Si-подложки методом химического осаждения из газовой фазы с ВЧ-разрядом (RF-PECVD) в атмосфере ацетилена, продемонстрировали увеличение максимальной пропускной способности Si до 89 % в диапазоне длин волн 3–5 мкм [4]. Пленки а-С:H, нанесенные этим же методом на обе стороны Ge-подложки, позволили увеличить максимальную прозрачность Ge до 91 % в диапазоне длин волн 3–6 мкм [5]. Прозрачность Ge-образцов с односторонним защитным а-С:H-покрытием твердостью 20 ГПа достигала 65–67 % в диапазоне длин волн 4.5–6 мкм, в то время как прозрачность исходной подложки составляла 51 % [6].

Тем не менее многие источники сообщают о плохой адгезии а-С:H-пленок вследствие сильных внутренних напряжений, возникающих в них во время осаждения [7]. Снизить внутренние напряжения и повысить термическую стабильность а-С:H-пленок до 500 °С позволяет их легирование кремнием и кислородом [8, 9]. По механическим и трибологическим свойствам а-С:H:SiO_x-пленки во многом не уступают алмазоподобным углеродным пленкам, их твердость составляет 10–20 ГПа, скорость износа не превышает 10⁻⁵ мм³/(Н·м), а коэффициент трения находится в диапазоне от 0.02 до 0.2. Легирование а-С:H-пленок легко осуществляется в процессе плазмохимиче-

ского синтеза путем введения легирующего компонента в состав плазмы [10]. В качестве таких компонентов используют различные силосаны, силаны и силаны.

Оптические свойства а-С:H:SiO_x-пленок в видимом диапазоне длин волн были исследованы в работах [11, 12], где было показано, что они обладают большим потенциалом для использования в качестве просветляющих покрытий для солнечных батарей на основе кремния. Однако исследование оптических свойств а-С:H:SiO_x-пленок в ИК-диапазоне длин волн, по нашим сведениям, никогда прежде не проводилось. Поэтому цель данной работы заключалась в изучении антиотражающих и защитных свойств а-С:H:SiO_x-пленок на Si-подложках в среднем ИК-диапазоне.

Экспериментальное и аналитическое оборудование

Эксперименты по нанесению а-С:H:SiO_x-пленок осуществлялись на вакуумной установке, схема которой представлена на рис. 1. В качестве подложек использовались пластины высокоомного оптического кремния, выращенного методом бестигельной зонной плавки, толщиной (350±20) мкм. Пластины имеют *n*-тип проводимости, двухстороннюю полировку поверхности, ориентацию кристалла (100), удельное электрическое сопротивление (630±10) Ом·см. Перед загрузкой в вакуумную камеру они обрабатывались в ультразвуковой ванне в течение 5 мин, наполненной сначала изопропиловым спиртом, затем химически чистым ацетоном и дистиллированной водой. Непосредственно перед нанесением а-С:H:SiO_x-пленки производилась очистка поверхности подложек в плазме аргона в течение 10 мин. В этом случае давление аргона составляло 0.3 Па, индукция магнитного поля в области подложки равнялась 3 Гс. Напряжение и ток разряда составляли (100±5) В и (11±0.5) А соответственно. К подложкам прикладывалось импульсное биполярное напряжение смещения с амплитудой отрицательного импульса (1000±50) В, частотой следования импульсов 100 кГц и коэффициентом заполнения 60 %.

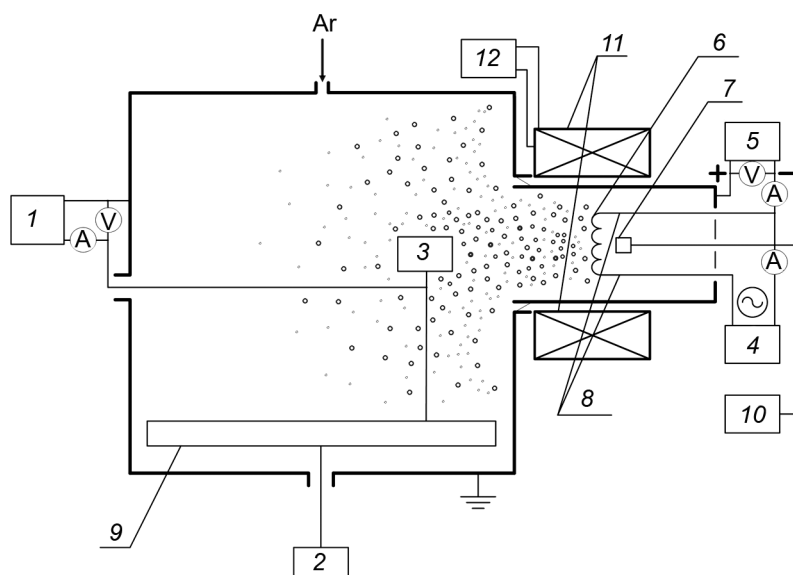


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для осаждения а-С:H:SiO_x-пленок: 1 – источник питания напряжения смещения подложки; 2 – двигатель вращения стола; 3 – подложкодержатель; 4 – источник питания нити накала; 5 – источник питания разряда; 6 – накаливаемый вольфрамовый катод; 7 – источник паров ПФМС; 8 – медные держатели-электроды; 9 – вращаемый рабочий стол; 10 – насос для подачи ПФМС; 11 – электромагнитная катушка; 12 – источник питания катушки

Процесс нанесения плёнки осуществлялся в смеси аргона и паров полифенилметилсилоксана (ПФМС, химическая формула – ((CH₃)₃SiO(CH₂C₆H₅SiO)₃Si(CH₃)₃). Рабочее давление смеси составляло 0.1 Па при расходе ПФМС ~ 100 мкл/мин. Расстояние между плазмогенератором и подложкой составляло 100 мм, а индукция магнитного поля в области подложки равнялась 3 Гс. Ток накала находился на уровне (50±2) А. Напряжение разряда составляло (140±5) В при токе разряда (5±0.5) А. В процессе нанесения плёнки амплитуда отрицательного импульса биполярного напряжения смещения составляла (500±25) В.

Твердость H и модуль упругости E полученных образцов определялись по методике Оливера – Фарра [13] с помощью наноиндентора Nanotest 600 при нагрузке 20 мН. Производилось десять измерений твердости при данной нагрузке, после чего вычислялось среднее значение. Для измерения пропускания образцов в ИК-области длин волн использовался инфракрасный фурье-спектрометр Nicolet 5700, регистрирующий спектры в диапазоне 2.5–25 мкм. Рамановские спектры измерялись с помощью комплекса Centaur U HR (на длине волны лазерного возбуждения 532 нм) в диапазоне 800–1800 см^{-1} со спектральным разрешением 1.5 см^{-1} . Морфология поверхности полученных образцов исследовалась при помощи атомно-силового микроскопа (АСМ) Solver P47 в полуконтактном режиме. Элементный состав полученных а-С:H:SiO_x-плёнок исследовался методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) на спектрометре фирмы «SPECS Surface Nano Analysis GmbH». Для записи спектров использовали монохроматизированное излучение AlK_α ($h\nu = 1486.74$ эВ). Для измерения адгезионной прочности плёнки использовался скретч-тестер Micro-Scratch Tester MST-S-AX-0000. Метод основывается на определении критической нагрузки на индентор в момент разрушения/отслаивания плёнки при контролируемом нанесении царапины алмазным индентором с радиусом закругления 100 мкм. Оптические изображения поверхности образцов были получены на оптическом микроскопе μVizo-MET-221. Для исследования оптических показателей, таких, как коэффициент преломления и коэффициент экстинкции, использовался спектральный эллисометрический комплекс «Эллипс 1891 САГ», работающий в диапазоне длин волн 350–1000 нм с разрешением 2 нм.

Результаты и их обсуждение

Для повышения коэффициента пропускания оптических элементов в видимой или ИК-области длин волн используют тонкие пленки определенной толщины и с известным коэффициентом преломления. Толщина просветляющих покрытий связана с длиной волны следующим соотношением:

$$d = \lambda/4 \cdot n, \quad (1)$$

где d – толщина просветляющего слоя; λ – длина волны, которой должен соответствовать минимум отражательной способности; n – показатель преломления просветляющего слоя.

Значения показателя преломления n и коэффициента экстинкции (k), измеренные с помощью метода эллисометрии в диапазоне длин волн от 350 до 1050 нм, показаны на рис. 1.

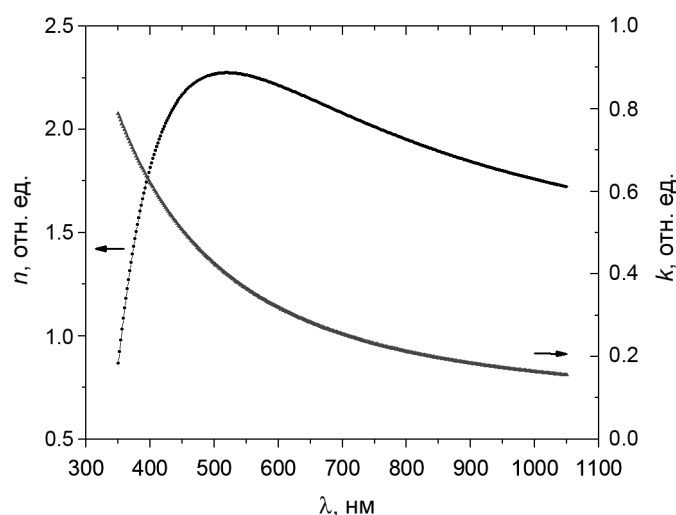


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента преломления и коэффициента экстинкции а-С:H:SiO_x-плёнки

В видимой области спектра коэффициент преломления находится в диапазоне от 2 до 2.27. В ближней инфракрасной области он снижается до 1.75 на длине волны 1050 нм. Данные значения хорошо согласуются с результатами работы [14], в которой коэффициент преломления а-С:H:SiO_x-пленок, в зависимости от величины высокочастотного напряжения смещения подложки, находился в диапазоне 1.6–2.1 на длине волны 1050 нм. Коэффициент экстинкции а-С:H:SiO_x-пленки

в ближней ИК-области имеет низкие значения, как и у а-С:Н-пленок [3], что имеет важное практическое значение для изготовления ИК-покрытий.

Для повышения пропускной способности в среднем ИК-диапазоне длин волн минимум отражательной способности должен соответствовать длине волны ~ 4 мкм, т.е. при коэффициенте преломления просветляющего слоя ~ 1.75 его толщина должна составлять 570 нм. В дальнейшем на Si-пластины наносились пленки толщиной (500 ± 50) нм.

На рис. 3 представлены спектры пропускания в ИК-области длин волн (2.5–8 мкм) исходной кремниевой пластины, а также пластины с односторонним и двухсторонним нанесением просветляющего а-С:Н:SiO_x-слоя. Одностороннее нанесение а-С:Н:SiO_x-пленки обеспечивает повышение интегральной пропускной способности в области длин волн 3–5 мкм с 50 до 65.5 % с максимумом просветления на длине волны 4.1 мкм. Двухстороннее нанесение пленки повышает интегральное пропускание до 87 % с максимумом просветления на длине волны 3.8 мкм. Таким образом, а-С:Н:SiO_x-пленки не уступают а-С:Н-пленкам по своим оптическим характеристикам в среднем ИК-диапазоне длин волн.

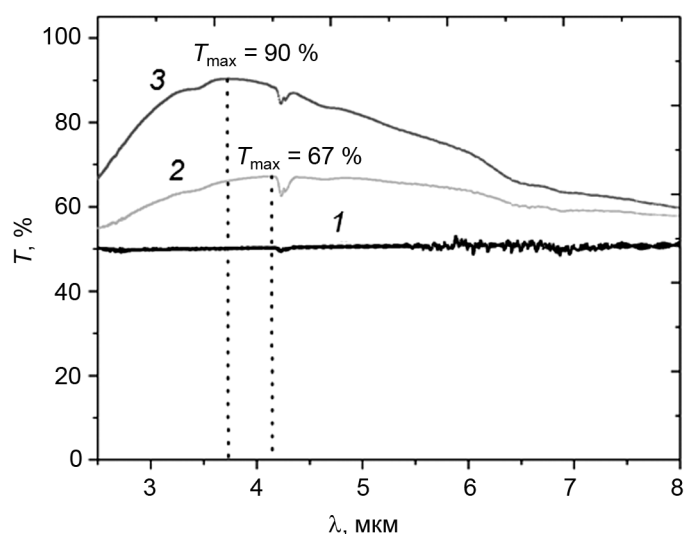


Рис. 3. Спектры пропускания в ИК-области длин волн исходной Si-подложки (кр. 1), подложки с односторонним нанесением а-С:Н:SiO_x-пленки (кр. 2), подложки с двухсторонним нанесением а-С:Н:SiO_x-пленки (кр. 3)

Образцы с двухсторонним нанесением а-С:Н:SiO_x-пленки были исследованы на термостабильность. Для этого они были отожжены на воздухе при температуре 250 и 500 °С в течение 2 ч. На рис. 4 показано, как изменились спектры пропускания полученных образцов в области длин волн 2.5–8 мкм после отжига на воздухе. При увеличении температуры происходит небольшое смещение максимума пропускания в область меньших длин волн. Это означает, что оптическая толщина пленки уменьшается. Тем не менее интегральная пропускная способность в диапазоне 3–5 мкм не снижается и составляет 86.8 % (без отжига), 86.3 % (после отжига при 250 °С) и 89.4 % (после отжига при 500 °С).

В работе [15] была исследована термостабильность а-С:Н:SiO_x-пленок, отожженных в воздушной атмосфере при температуре от 200 до 600 °С. Влияние термообработки оценивалось по изменению рамановских спектров, твердости и скорости износа пленок. Было показано, что указанные изменения в а-С:Н:SiO_x-пленках начинаются при 400 °С, что на 100 °С больше, чем в пленках аморфного углерода. Янг с соавторами связывают это с наличием Si–O-связей в пленке [16].

На спектрах (рис. 3 и 4) можно заметить пики поглощения на длине волны 3400 и 4300 нм. Первый пик относится к sp^3 C–H-связям [17]. Второй пик вызван валентными колебаниями молекул CO₂, образующихся в результате окисления атомов углерода атмосферным кислородом [18].

Защитное покрытие должно иметь твердость выше, чем твердость подложки (оптического элемента). При использовании кремния в качестве оптического материала твердость защитной пленки должна быть более 5–11 ГПа. Для повышения стойкости к упругой деформации разрушения и уменьшения пластической деформации материал защитного покрытия должен обладать вы-

сокой твердостью при низком модуле упругости. Высокая твердость пленки гарантирует устойчивость к царапинам и абразивному износу, а низкий модуль упругости обеспечивает высокую устойчивость к пластической деформации. Для количественной сравнительной оценки стойкости материала пленки к упругой деформации разрушения используется отношение твердости к модулю упругости H/E , называемое также индексом пластичности. Для оценки сопротивления пласти-

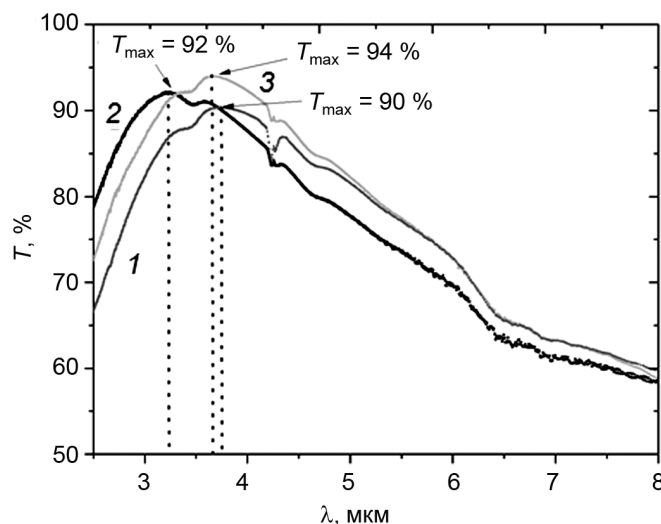


Рис. 4. Спектры пропускания в ИК-области длин волн образцов Si с двухсторонним нанесением а-С:Н:SiO_x-плёнки: кр. 1 – без отжига, кр. 2 – после отжига при температуре 250 °C, кр. 3 – после отжига при температуре 500 °C

ческой деформации применяется параметр H^3/E^2 . В качестве параметра, характеризующего прочность поверхностного слоя, связанного с упругим восстановлением свойств при наноиндентировании, используется параметр упругого восстановления W_e . Результаты исследований показали, что помимо эффекта просветления, а-С:Н:SiO_x-пленка обладает и хорошими защитными свойствами, т.е. высокой твердостью ($H = 18$ ГПа), высокими значениями индекса пластичности ($H/E = 0.13$) и сопротивления пластической деформации ($H^3/E^2 = 325$ МПа) (табл. 1). Значение W_e составляет 78 %, что соответствует адгезивным и твердым а-С:Н покрытиям [1].

Таблица 1

Механические и упруго-пластические характеристики а-С:Н:SiO_x-пленки на кремнии

H , ГПа	E , ГПа	H/E	H^3/E^2 , МПа	W_e , %
18 ± 2	140 ± 10	0.13 ± 0.01	325 ± 25	78

Полученные пленки были исследованы с помощью рамановской спектроскопии. Этот метод является одним из самых простых методов исследования структуры плёнок на основе углерода, поскольку позволяет качественно оценить соотношение содержания sp^3 - и sp^2 -гибридизированных атомов углерода по интенсивности, расположению и соотношению площадей D - и G -пиков. Для алмазоподобных углеродных плёнок, в том числе содержащих кремний и кислород, на рамановских спектрах выделяют широкую полосу в районе $1000\text{--}1700\text{ см}^{-1}$ [14]. С помощью разбиения этой полосы на гауссианы можно выделить два основных пика – D и G (рис. 5). В табл. 2 представлены результаты анализа рамановских спектров а-С:Н:SiO_x-пленок. Максимум D -пика расположен на волновом числе 1379 см^{-1} , максимум G -пика – на волновом числе 1527 см^{-1} , а соотношение интегральных интенсивностей D - и G -пиков I_D/I_G равно 2.2.

Величину соотношения I_D/I_G часто используют для оценки количества и размера sp^2 -кластеров в алмазоподобных углеродных пленках [19]. Для пленки, полностью состоящей из углерода в состоянии sp^3 -гибридизации, отношение I_D/I_G стремится к нулю. Полученные в данной работе результаты анализа рамановского спектра а-С:Н:SiO_x-пленки (табл. 2) оказались близки к аналогичным параметрам а-С:Н:SiO_x-пленок, нанесенных методом ассистированного плазмой химического газозафазного осаждения [20]. У последних соотношение I_D/I_G находилось в диапазоне 1.55–1.9.

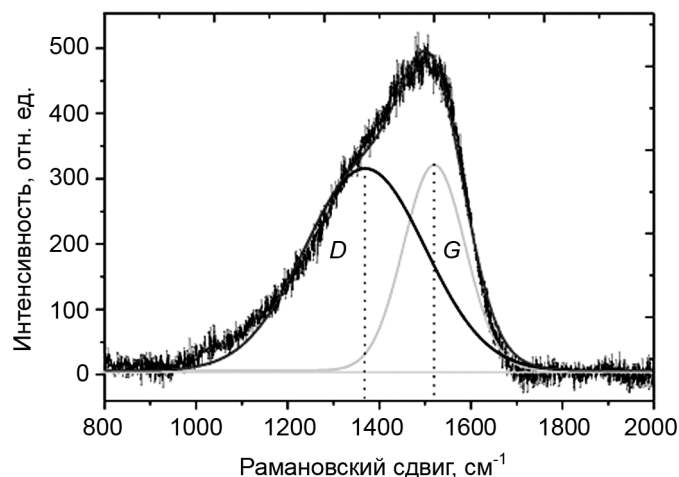


Рис. 5. Рамановский спектр a-C:H:SiO_x-плёнки на кремниевой подложке

Таблица 2

Результаты анализа рамановского спектра a-C:H:SiO_x-плёнки на кремнии

$\omega_D, \text{см}^{-1}$	$\Gamma_D, \text{см}^{-1}$	$\omega_G, \text{см}^{-1}$	$\Gamma_G, \text{см}^{-1}$	I_D/I_G
1379	316	1527	156	2.2

Примечание. Здесь ω_D – расположение максимума D-пика; ω_G – расположение максимума G-пика; Γ_D – полная ширина на уровне половинной амплитуды D-пика; Γ_G – полная ширина на уровне половинной амплитуды G-пика; I_D/I_G – соотношение площадей D- и G-пиков.

На рис. 6 представлено АСМ-изображение морфологии поверхности a-C:H:SiO_x-плёнки на кремниевой подложке. Поверхности пленки довольно однородная и гладкая. Среднеквадратичная шероховатость поверхности R_q на участке размером 5×5 мкм составляет всего 0.35 нм.

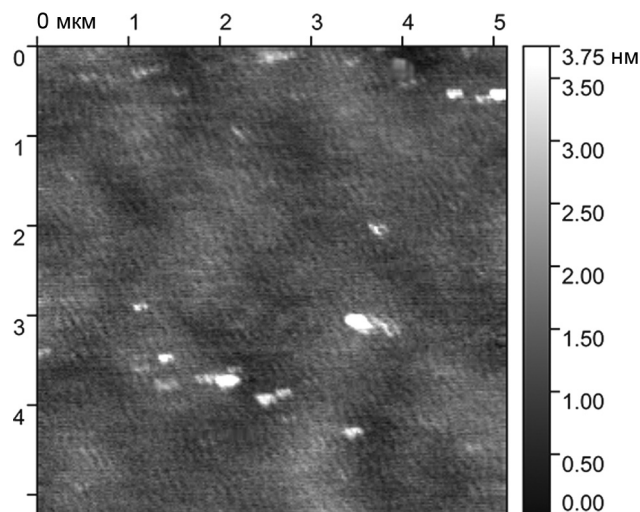


Рис. 6. АСМ-изображение морфологии поверхности a-C:H:SiO_x-плёнки на кремниевой подложке

В табл. 3 представлен элементный состав a-C:H:SiO_x-плёнки, полученный методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. Согласно этим данным, пленки содержат 55 ат. % С, 13 ат. % Si, 24 ат. % О, а соотношение C/Si = 4.2. К сожалению, данный метод не позволяет определить содержание водорода в пленке. Наличие в пленке следов азота, натрия и вольфрама может объясняться влиянием остаточной атмосферы в процессе осаждения пленки, загрязнением поверхности при транспортировке образцов и испарением накаливаемого катода соответственно. Похожий состав имели a-C:H:SiO_x-плёнки, нанесенные с помощью ионного источника с замкну-

тым дрейфом электронов [21]. При использовании гексаметилдисилоксана $((\text{CH}_3)_3\text{SiOSi}(\text{CH}_3)_3)$ в качестве прекурсора пленки содержали 59 ат. % C, 13.4 ат. % Si, 27.6 ат. % O, а соотношение C/Si равнялось 4.5.

Таблица 3

Элементный состав а-C:H:SiO_x-пленки, полученный методом РФЭС

C, ат. %	Si, ат. %	O, ат. %	N, ат. %	Na, ат. %	W, ат. %	O/Si	C/Si
55	13	24	4	1	3	1.84	4.2

Адгезионная прочность а-C:H:SiO_x-пленок была исследована методом скрэтч-теста. На рис. 7 представлено изображение царапины на поверхности а-C:H:SiO_x-пленки, полученное с помощью оптического микроскопа. Можно заметить, что микротрещины на поверхности начинают образовываться при нагрузке на индентор 17 Н, а критическая нагрузка, при которой наблюдается отслоение плёнки, составляет 22 Н. Увеличение нагрузки на индентор до 17 Н не приводит к разрушению поверхности, что свидетельствует о хорошей адгезионной прочности плёнки с подложкой.

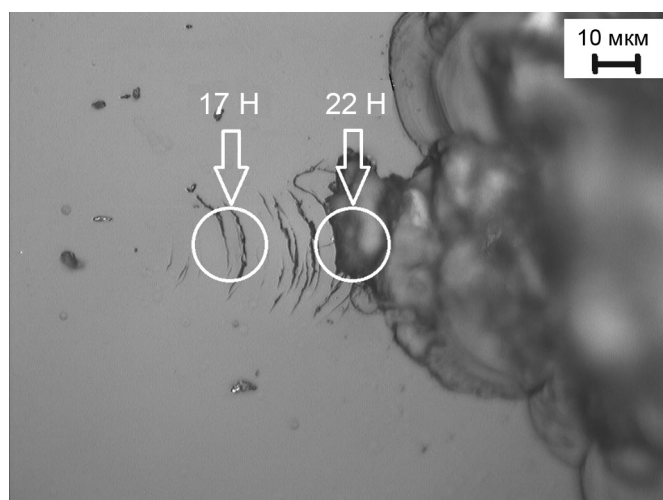


Рис. 7. Изображение царапины на поверхности а-C:H:SiO_x-пленки, полученное с помощью оптического микроскопа

Эксплуатация оптических элементов с просветляющими слоями в агрессивных условиях среды может приводить к разрушению и деградации поверхности плёнок. В частности, в условиях влажного морского воздуха соль оседает на поверхность, разрушая ее. Полученное покрытие было проверено на соответствие военному стандарту США, MIL-C-48497A «Покрывтие, одиночное или многослойное, интерференция: требования к долговечности». Согласно п. 4.5.5.2 данного стандарта, плёнки не должны разрушаться при погружении в раствор морской соли (170 г соли на 4.5 л воды при комнатной температуре) на 24 ч. После погружения в раствор морской соли образцы промываются в дистиллированной воде, высушиваются, а их поверхность исследуется на наличие повреждений (отслаиваний, трещин и т.п.). Образцы с а-C:H:SiO_x-пленкой были погружены в раствор морской соли на 5 сут (120 ч). До и после погружения образцов в раствор морской соли повреждений пленки не произошло.

Заключение

В работе показано, что пленки аморфного гидрогенизированного углерода, легированные кремнием и кислородом (а-C:H:SiO_x), могут использоваться в качестве защитных антиотражающих покрытий для оптических элементов на основе кремния в среднем (3–5 мкм) ИК-диапазоне длин волн. Пленки наносились методом плазмохимического осаждения без использования каких-либо промежуточных буферных слоев, необходимых для адгезии. Показано, что при двухстороннем нанесении а-C:H:SiO_x-плёнки толщиной 500 нм на кремниевую пластину интегральная пропускная способность в области длин волн 3–5 мкм увеличивается с 50 до 87 %. При этом плёнка обладает хорошими механическими характеристиками (твёрдость равна (18 ± 2) ГПа, индекс пластич-

ности $H-E = 0.13$, сопротивление пластической деформации $H^3/E^2 = 325$ МПа, параметр упругого восстановления $W_e = 78$ %) и хорошей адгезией. Методом скрет-теста показано, что критическая нагрузка, при которой происходит отслоение пленки, составляет 22 Н. Согласно результатам атомно-силовой микроскопии, плёнка имеет низкую среднеквадратичную шероховатость поверхности $R_q = 0.35$ нм. Помимо хороших оптических и механических характеристик пленка обладает отличной термостабильностью на воздухе (до 500 °С) и химической стойкостью к раствору морской соли. По совокупности характеристик а-С:H:SiO_x-пленки превосходят защитные антиотражающие покрытия на основе аморфного гидрогенизированного углерода и могут использоваться в качестве однослойных широкополосных антиотражающих покрытий в ИК-диапазоне.

Авторы выражают благодарность региональному центру коллективного пользования Томского научного центра СО РАН за возможность использования наноиндентора NanoTest 600, атомно-силового микроскопа AFM Solver P47. Авторы выражают признательность научному сотруднику лаборатории плазменной эмиссионной электроники ИСЭ СО РАН О.В. Крысиной за помощь в исследовании поверхности образцов с помощью оптической микроскопии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ankit K., Varade A., Reddy K.N., et al. // *Diam. Relat. Mater.* – 2017. – V. 78. – P. 39–43.
2. Kutsay O.M., Gontar A.G., Novikov N.V., et al. // *Diam. Relat. Mater.* – 2001. – V. 10. – P. 1846–1849.
3. Peng S., Ming H., Feng Z., et al. // *Chin. Phys. B.* – 2015. – V. 24. – No. 6. – P. 067803-1–067803-5.
4. Reddy K.N., Varade A., Krishna A., et al. // *Procedia Eng.* – 2014. – V. 97. – P. 1416–1421.
5. Varade A., Reddy K.N., Chellamalai M., and Shashikumar P.V. // *Procedia Mater. Sci.* – 2014. – V. 5. – P. 1015–1019.
6. Zolkin A., Semerikova A., Chepkasov S., and Khomyakov M. // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2018. – V. 1115. – Art. 032095.
7. Miller A.J., Reece D.M., Hudson M.D., et al. // *Diam. Relat. Mater.* – 1997. – V. 6. – P. 386–389.
8. Damasceno J.C. and Camargo S.S. // *Thin Solid Films.* – 2008. – V. 516. – P. 1890–1897.
9. Zavedeev E.V., Zilova O.S., Shupegin M.L., et al. // *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* – 2016. – V. 122. – No. 11. – Art. 961.
10. Mort J., Machonkin M.A., and Okumura K. // *Appl. Phys. Lett.* – 1991. – V. 59. – No. 24. – P. 3148–3150.
11. Jana S., Das S., De D., et al. // *Appl. Phys. A.* – 2014. – V. 114. – P. 965–972.
12. Tamulevičienė A., Meškinis Š., Kopustinskias V., and Tamulevičius S. // *Thin Solid Films.* – 2011. – V. 519. – P. 4004–4007.
13. Oliver W.C. and Pharr G.M. // *J. Mater. Res.* – 2004. – V. 19. – P. 3–20.
14. Barve S.A., Chopade S.S., Kar R., et al. // *Diam. Relat. Mater.* – 2017. – V. 71. – P. 63–72.
15. Venkatraman C., Brodbeck C., and Lei R. // *Surf. Coat. Tech.* – 1999. – V. 115. – P. 215–221.
16. Yang W.J., Choa Y.H., Sekino T., et al. // *Thin Solid Films.* – 2003. – V. 434. – P. 49–54.
17. Sudip A., Chandra G.D., Ram A.H., et al. // *Diam. Relat. Mater.* – 2008. – V. 17. – P. 696–699.
18. Scaf T.W., Ott R.D., Yang D., and Barnard J.A. // *J. Appl. Phys.* – 1999. – V. 85. – P. 3142–3154.
19. Pimenta M.A., Dresselhaus G., Dresselhaus M.S., et al. // *Phys. Chem. Chem. Phys.* – 2007. – V. 9. – P. 1276–1290.
20. Santra T.S., Liu C.H., Bhattacharyya T.K., et al. // *J. Appl. Phys.* – 2010. – V. 107. – Art. 124320.
21. Lazauskas A., Grigaliūnas V., Meškinis Š., et al. // *Appl. Surf. Sci.* – 2013. – V. 276. – P. 543–549.

Поступила в редакцию 13.09.19.

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

² Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, г. Новосибирск, Россия

³ Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Гренадёр Александр Сергеевич, к.т.н., инженер-исследователь ИСЭ СО РАН, e-mail: 1711Sasha@mail.ru;
Оскомов Константин Владимирович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: oskomov@lae.hcei.tsc.ru;
Соловьев Андрей Александрович, к.т.н., зав. лаб. прикладной электроники ИСЭ СО РАН, доцент каф. экспериментальной физики НИ ТПУ, e-mail: andrewsol@mail.ru;
Селиванова Александра Васильевна, аспирантка, мл. науч. сотр. ИК СО РАН, e-mail: avselivano-va@catalysis.ru;
Конищев Максим Евгеньевич, ассистент исследовательской школы физики высокоэнергетических процессов НИ ТПУ, e-mail: mkonishchev@googlegmail.com.

УДК 537.525

DOI: 10.17223/00213411/62/11/151

*П.П. КИЗИРИДИ, Г.Е. ОЗУР***ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО АНОДА В СИЛЬНОТОЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПУШКЕ С ПОМОЩЬЮ ГИБРИДНОГО РАЗРЯДА ***

Представлены результаты исследования пространственной структуры свечения и временной динамики гибридного разряда, сочетающего сильноточный отражательный разряд с вакуумными дугами при напряжении питания разряда до 9 кВ и давлениях рабочего газа (аргона) 0.1–1 мТорр. Показана возможность формирования плазменного анода с усиленной на периферии концентрацией ионов с помощью данного разряда. Представлены также предварительные результаты измерений распределения плотности энергии по сечению нерелятивистского (до 30 кэВ) сильноточного (до 25 кА) электронного пучка, формируемого в электронной пушке со взрывоэмиссионным катодом и плазменным анодом на основе этого (гибридного) разряда. Показана перспективность предложенного метода улучшения однородности пучка.

Ключевые слова: *сильноточный электронный пучок, плазменный анод, гибридный разряд, дуговой источник плазмы, однородность пучка.*

Введение

Сильноточные (до 25 кА) электронные пушки со взрывоэмиссионным катодом и плазменным анодом на основе сильноточного отражательного (пеннинговского) разряда (ОР) широко используются для получения низкоэнергетических (до 40 кэВ) пучков микросекундной длительности, применяемых для поверхностной модификации материалов [1–4]. Опыт эксплуатации таких пушек показал, что для получения более однородных пучков предпочтительно создавать плазменный анод с увеличенной концентрацией плазмы на периферии. Для этой цели в [5, 6] использовался гибридный разряд, сочетающий сильноточный ОР с вакуумными дугами, инициируемыми искровым пробоем по поверхности диэлектрика. Данный метод позволил улучшить однородность пучка, однако стабильность параметров разряда от импульса к импульсу оставляла желать лучшего. Одной из причин этого считалась недостаточная амплитуда импульса напряжения, подаваемого на анод (≤ 5 кВ), что приводило к нестабильности зажигания вакуумных дуг и соответственно к нестабильности параметров пучка.

В настоящей работе исследованы пространственная структура свечения и временная динамика такого разряда при повышенном (до 9 кВ) анодном напряжении, а также проведены тепловизионные измерения распределения плотности энергии по сечению низкоэнергетического сильноточного электронного пучка, формируемого в данной электронной пушке в различных режимах.

Экспериментальная установка и методики измерений

Эксперименты проводились на установке «ВЭКсМА», схема электронной пушки которой представлена на рис. 1, а. Использовались два типа взрывоэмиссионного катода: меднооплеточный и катод с резистивной развязкой эмиттеров (на базе резисторов ТВО-1). Анодный узел (рис. 1, б) представлял собой кольцо внутренним диаметром 80 мм и высотой 30 мм, в которое встроено 12 дуговых источников плазмы. Катоды этих источников изготовлены из медной проволоки диаметром 2 мм и заземлены через резисторы 75 Ом. В ряде экспериментов на аноде устанавливался кольцевой экран, ограничивающий распространение плазмы дуговых источников в радиальном направлении. Диаметр экрана, изготовленного из нержавеющей фольги толщиной 200 мкм, составлял 70 мм, а ширина – 15 мм. Амплитуда импульса выходного напряжения блока питания разряда (U_0) варьировалась от 5.6 до 9 кВ.

Исследование пространственной структуры свечения разряда осуществлялось с помощью цифрового фотоаппарата CASIO QV-3000EX/Ir в режиме открытого затвора. В этом случае коллатором служила сетка из нержавеющей стали. Распределение плотности энергии по сечению пучка изучалось с помощью тепловизора TESTO 875-1 по методике, описанной в [7–9].

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-08-00230).

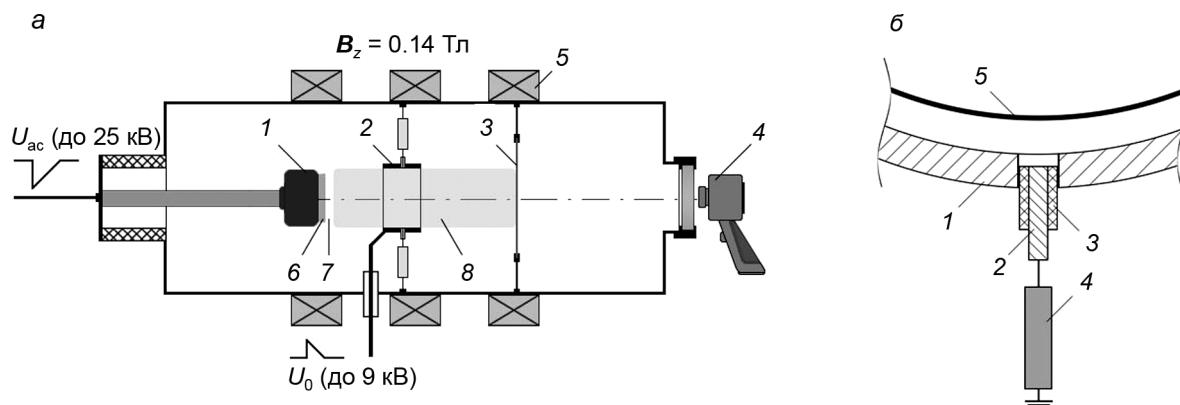


Рис. 1. Схемы: а – электронной пушки установки «ВЭКсМА»: 1 – взрывоэмиссионный катод, 2 – анодный узел, 3 – коллектор (сетка или тепловизионная мишень: фольга из нержавеющей стали толщиной 200 мкм), 4 – средство съемки (цифровой фотоаппарат CASIO QV-3000EX/Ir или тепловизор TESTO 875-1), 5 – соленоид, 6 – катодная плазма, 7 – двойной слой, 8 – анодная плазма; б – анодного узла: 1 – стенка кольцевого анода, 2 – медный катод, 3 – керамическая трубка, 4 – резистор ТВО-2, 5 – экран

Наряду с регистрацией свечения разряда и тепловизионными измерениями, проводилось осциллографирование (Tektronix 2024, 200 MHz) как разряда, так и пучка. Следует отметить, что осциллограммы напряжения горения разряда ($U_d(t)$) регистрировались с помощью активного делителя, размещенного между балластным сопротивлением блока питания разряда (2.1 Ом) и сопротивлением в цепи дуговых источников плазмы ($75/12 = 6.25$ Ом). Поэтому U_d было меньше U_0 на величину падения напряжения на балластном резисторе.

Индукция ведущего магнитного поля, создаваемого секционированным соленоидом, во всех случаях составляла 0.14 Тл, амплитуда импульса ускоряющего напряжения U_{ac} , подаваемого на катод, составляла 20–25 кВ. Давление рабочего газа (аргона) варьировалось от 0.1 до 1 мТорр.

Регулировка исходной концентрации анодной плазмы осуществлялась путем изменения времени задержки τ между началом импульса тока разряда и подачей импульса ускоряющего напряжения на катод. Управление моментами включения источников питания ведущего магнитного поля, разряда и ускоряющего напряжения осуществлялось с помощью генератора задержанных импульсов с оптической развязкой каналов.

Результаты и их обсуждение

Предварительно был определен порог напряжения, при котором все дуговые источники начинают стабильно работать. Он находился в диапазоне $U_0 = 5.6\text{--}5.8$ кВ. В дальнейшем, в качестве минимального значения использовалось $U_0 = 6$ кВ.

На рис. 2 приведены типичные осциллограммы тока и напряжения горения разряда, на которых можно выделить две стадии: первая, длительностью t_d , представляет собой горение вакуум-

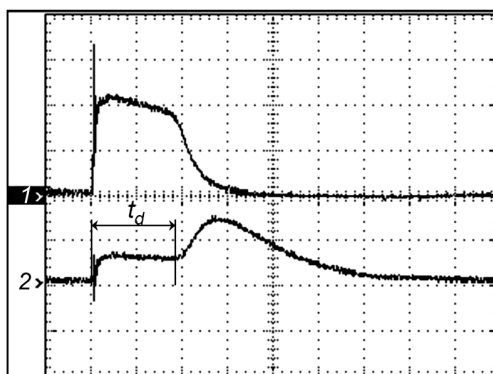


Рис. 2. Типичные осциллограммы напряжения (Ch1, 2 кВ/дел.) и тока разряда (Ch2, 1 кА/дел.). Горизонтальная шкала: 2.5 мкс/дел., $U_0 = 6$ кВ

ных дуг, а вторая – зажигание сильноточного ОР. Последняя характеризуется резким падением напряжения на аноде и соответствующим ростом тока разряда.

Анализ большого количества осциллограмм позволил построить зависимость времени задержки t_d перехода ОР в сильноточную стадию от давления аргона при различных анодных напряжениях (рис. 3). Видно, что с ростом напряжения и давления время, необходимое для зажигания сильноточного ОР, сокращается, причем напряжение влияет более существенно. Отметим, что в случае гибридного разряда значения этих времен существенно меньше значений, характерных для обычного ОР, что обусловлено обнулением статистического времени запаздывания при впрыске электронов от стороннего источника (в нашем случае из вакуумных искр-дуг) [1–3, 5, 6].

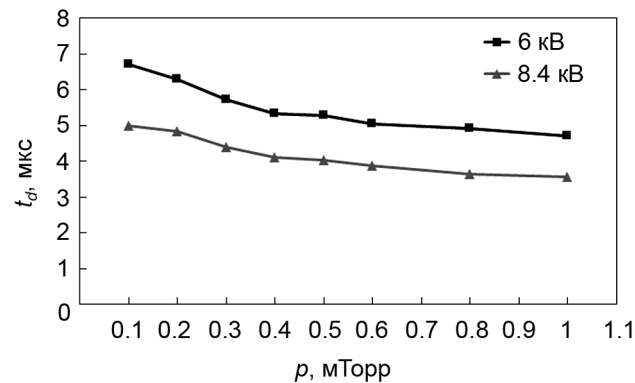


Рис. 3. Время задержки перехода отражательного разряда в сильноточную стадию в зависимости от давления рабочего газа и напряжения

На большинстве фотографий свечения наблюдалась квазикольцевая структура разряда, как правило, азимутально неоднородная (рис. 4). Возможно, что неоднородность обусловлена возникновением на сетке 3 (рис. 1, а) катодных пятен-лидеров, положение которых случайно. При крайних значениях давления (0.1 и 1 мТорр) часто наблюдались неустойчивости зажигания разряда и пробои на стенку камеры.

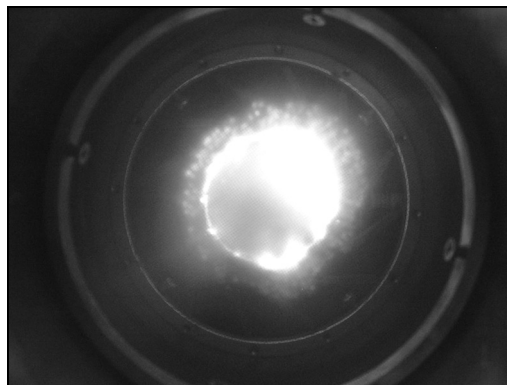


Рис. 4. Фотографии свечения разряда:
 $p = 0.5$ мТорр, $U_0 = 8.4$ кВ

Была предпринята попытка создать более выраженную кольцевую структуру разряда путем ограничения радиального распространения плазмы дуговых источников с помощью кольцевого экрана. Его наличие увеличило время перехода разряда в сильноточную стадию в среднем в 1.5 раза (рис. 5).

Желательная структура разряда наблюдалась при $p = 0.4–0.6$ мТорр и $U_0 = 7.2–8.4$ кВ (рис. 6).

Были также проведены предварительные испытания электронной пушки с плазменным анодом на основе вышеописанного разряда. На рис. 7 представлены характерные осциллограммы ускоряющего напряжения и тока катода.

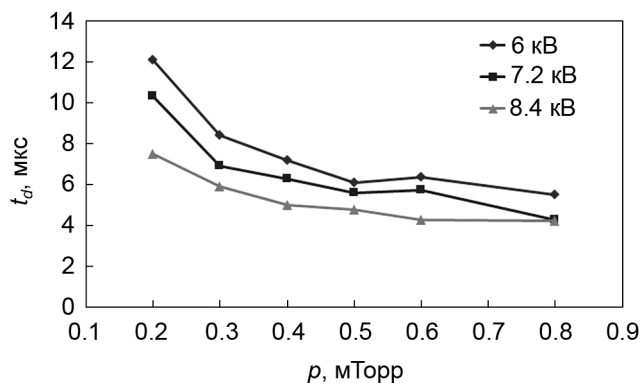


Рис. 5. Время задержки перехода разряда в сильноточную стадию в зависимости от давления рабочего газа и напряжения. Гибридный анод с экраном

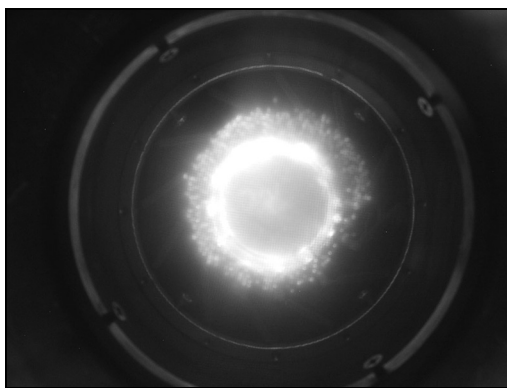


Рис. 6. Фотография свечения разряда: $p = 0.6$ мТорр, $U_0 = 8.4$ кВ. Гибридный анод с экраном

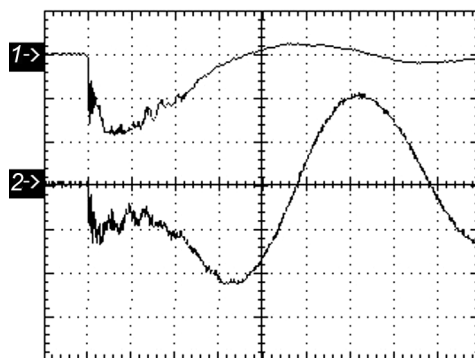


Рис. 7. Осциллограммы ускоряющего напряжения (Ch1, 10 кВ/дел.) и тока катода (Ch2, 10 кА/дел.). Горизонтальная шкала: 1 мкс/дел.; $U_{ac} = 20$ кВ, $p = 0.4$ мТорр, $U_0 = 8.4$ кВ, $\tau = 30$ мкс

В отсутствие экрана 5 (рис. 1, б) были получены распределения с пиковыми значениями плотности энергии $W = 5\text{--}6$ Дж/см² и диаметром ее однородного распределения 45–50 мм (по уровню 0.9). Использование экрана позволило немного увеличить этот диаметр (до 55 мм) за счет перераспределения энергии в пользу периферийной части пучка. В результате пиковая величина плотности энергии несколько уменьшается (рис. 8).

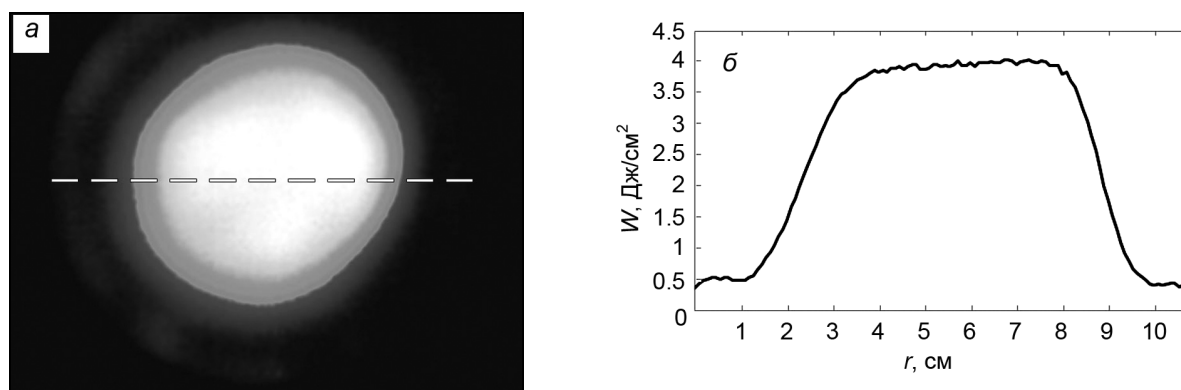


Рис. 8. Термограмма (а) и соответствующее ей распределение плотности энергии по сечению пучка (б). Катод с резистивной развязкой эмиттеров, гибридный анод с экраном. $U_{ac} = 20$ кВ, $p = 0.4$ мТорр, $U_0 = 8.4$ кВ, $\tau = 30$ мкс

Отметим, что при использовании гибридного разряда напряжением до 5 кВ пучки с диаметром однородного распределения плотности энергии 50–55 мм (по уровню 0.9) ранее были получены лишь при использовании полых ферромагнитных концентраторов, обеспечивающих дополнительное перераспределение плотности энергии в пользу периферии пучка [9].

Заклучение

Установлено, что в гибридном разряде, сочетающем вакуумные дуги с сильноточным отражательным разрядом низкого давления, время задержки зажигания последнего медленно уменьшается с ростом давления рабочего газа (аргон) и более существенно – с увеличением напряжения питания разряда.

Показана возможность формирования плазменного анода с кольцевой структурой при помощи вспомогательного экрана, ограничивающего радиальное распространение плазмы дуговых источников.

Получены пучки с диаметром однородного распределения плотности энергии до 55 мм (по уровню 0.9), что соответствует наилучшим результатам, полученным ранее при использовании гибридного разряда с анодным напряжением до 5 кВ совместно с полыми ферромагнитными концентраторами. Поскольку использование концентраторов не всегда возможно, то предложенный метод улучшения однородности пучка является перспективным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ozur G.E., Proskurovsky D.I., Rotshtein V.P., and Markov A.B. // *Laser Particle Beams*. – 2003. – V. 21. – No 2. – P. 157–174.
2. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И., Карлик К.В. // *ПТЭ*. – 2005. – № 6. – С. 58–65.
3. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. // *Физика плазмы*. – 2018. – № 1. – С. 21–44.
4. Озур Г.Е., Григорьев В.П., Карлик К.В. и др. // *ЖТФ*. – 2011. – Т. 81. – Вып. 9. – С. 100–104.
5. Ozur G.E. and Razin A.V. // *Proc. of the 16th Symposium on High Current Electronics*. Tomsk, Russia, Sept 19–24, 2010 (eds. B.M. Kovalchuk and G.E. Remnev). – Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2010. – P. 144–147.
6. Кизириди П.П., Озур Г.Е., Зюлькова Л.А., Батраков А.В. // *Изв. вузов. Физика*. – 2012. – Т. 55. – № 6/2. – С. 42–48.
7. Pushkarev A.I., Kholodnaya G.E., Sazonov R.V., and Ponomarev D.V. // *Rev. Sci. Instrum.* – 2012. – V. 83. – No. 10. – P. 103301.
8. Кизириди П.П., Марков А.Б., Озур Г.Е., Фролова В.П. // *Изв. вузов. Физика*. – 2014. – Т. 57. – № 3/2. – С. 114.
9. Кизириди П.П., Озур Г.Е. // *ЖТФ*. – 2015. – Т. 85. – Вып. 6. – С. 132.

Поступила в редакцию 13.09.19.

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Кизириди Павел Петрович, мл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: kiziridi_pavel@mail.ru;

Озур Григорий Евгеньевич, д.т.н., ведущ. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: ozur@lve.hcei.tsc.ru.

УДК 537.533

DOI: 10.17223/00213411/62/11/156

Э.Н. АБДУЛЛИН, Г.Ф. БАСОВ

ПОЛУЧЕНИЕ МОЩНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ИСТОЧНИКЕ С ПЛАЗМЕННЫМ АНОДОМ И ПИТАНИЕМ ОТ ГЕНЕРАТОРА МАРКСА С СОГЛАСОВАННЫМИ НАГРУЗКАМИ *

Выполнены эксперименты по получению мощных микросекундных электронных пучков с высокой энергией в электронном источнике со взрывоэмиссионным катодом и плазменным анодом. Формирование и транспортировка пучка осуществлялась в продольном магнитном поле. Источником напряжения служил генератор Маркса со ступенями на основе искусственных длинных линий с подключаемыми к ним согласованными нагрузками. Продемонстрирована возможность реализации режимов работы электронного источника с квазипостоянными значениями ускоряющего напряжения и тока в отсутствие формирования в межэлектродном промежутке сильно-точного дугового разряда. При квазипостоянном ускоряющем напряжении до 200 кВ получены электронные пучки круглого и прямоугольного поперечного сечения $\sim 100\text{--}200\text{ см}^2$ с током до 1–1.5 кА и длительностью 5 мкс. Зарегистрировано вращение пучка относительно оси. Опробована возможность вывода электронного пучка через фольговое окно в атмосферу.

Ключевые слова: электронные пучки, взрывоэмиссионный катод, плазменный анод, генератор Маркса на основе длинных линий, согласованные нагрузки.

Введение

К числу важных задач при разработке мощных электронных источников со взрывоэмиссионным катодом с энергией пучка $\sim 1\text{ кДж}$ и более с поперечным сечением $\sim 100\text{--}1000\text{ см}^2$ и токами $\sim 1\text{--}10\text{ кА}$ микросекундной длительности относится обеспечение близких к постоянным в течение импульса ускоряющих напряжений на межэлектродном промежутке катод – анод, предотвращение пробоев межэлектродного промежутка.

Причинами спада напряжения и формирования пробоев является рост проводимости межэлектродного промежутка в процессе заполнения катодной и образующейся под действием пучка анодной плазмой, а также разряд конденсаторов генератора Маркса, используемого в качестве источника питания. Уменьшение скорости поступления плазмы в межэлектродный промежуток достигается за счет уменьшения токов эмиттеров и плотности тока на аноде [1, 2], что, однако, ведет к снижению мощности генерируемого электронного пучка. Близкую к прямоугольной форму импульса напряжения получают при использовании промежуточных накопителей энергии в виде формирующих линий, а также срезающих разрядников, подключаемых параллельно нагрузке, обеспечивающих укорочение спадающей части импульса. Получаемая при этом длительность электронных пучков невелика и составляет $\sim 0.1\text{--}1\text{ мкс}$ [3, 4].

Известно, что в источнике с плазменным анодом влияние катодной плазмы на проводимость межэлектродного промежутка уменьшается. Формирование пучка происходит в двойном слое между катодной и инжектированной анодной плазмой, при этом величина тока определяется концентрацией инжектированной плазмы [5]. В [6] продемонстрирована возможность получения микросекундных электронных пучков в электронном источнике с плазменным анодом при квазипостоянных ускоряющих напряжениях и токах с питанием от генератора Маркса со ступенями в виде искусственных длинных линий. Недостатком источника являлось отличие получаемых импульсов от прямоугольных при работе генератора на несогласованную нагрузку за счет отражений в виде «хвостов», появляющихся в результате поступления к нагрузке импульсов, отраженных от свободных концов линий. Появление отражений приводит к удлинению импульса, способствует подержанию тока дуги при формировании пробоев межэлектродного промежутка.

В этой связи в настоящей работе выполнены эксперименты по генерации мощных микросекундных электронных пучков с высоким энергозапасом в электронном источнике с плазменным

* Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-48-700034 р-а.

анодом при квазипостоянных ускоряющих напряжениях с включением в схему генератора Маркса согласованных нагрузок.

Ранее было показано, что использование в схеме генератора Маркса со ступенями в виде искусственных длинных линий согласованных нагрузок обеспечивает возможность получения прямоугольных импульсов напряжения на произвольной постоянной резистивной нагрузке [7, 8]. В случае изменяющейся со временем резистивной нагрузки форма импульса отличается от прямоугольной, однако длительность импульса сохраняется и может изменяться в диапазоне от τ до 2τ , где τ – электрическая длина линий. Предполагалось, что применение для питания электронного источника в настоящей работе генератора такого типа позволит устранить появление отраженных импульсов и, тем самым, затруднит формирование в межэлектродном промежутке сильноточного дугового разряда.

В результате проведенных исследований продемонстрирована возможность реализации квазистационарных режимов работы электронного источника с квазипостоянными значениями ускоряющего напряжения и тока в отсутствие пробоев межэлектродного промежутка, сопровождающихся протеканием значительных токов дуги. В случаях зажигания в межэлектродном промежутке дугового разряда в конце импульса наблюдалось ограничение и прекращение тока в цепи по истечении времени τ , обеспечиваемое применением согласованных нагрузок. Обнаружено вращение пучка при движении в ведущем магнитном поле. Опробована возможность вывода электронного пучка через фольговое окно в атмосферу.

Устройство установки и результаты экспериментов

Электронный источник собирался в двух модификациях с двумя вариантами взрывоэмиссионного катода и плазменного анода (рис. 1), обеспечивающих получение пучков круглого или прямоугольного поперечного сечения $\sim 100\text{--}200\text{ см}^2$. Использовались круглый и прямоугольный многоострыйные катоды соответственно с близкими к кругу или прямоугольнику областями расположения эмиттеров. Эмиттерами служили острия из медной проволоки диаметром 0.2 мм. Число острий в круглом и прямоугольном катодах составляло соответственно 100 и 50. Эмиттеры размещались в полости катода, обращенной к аноду. Длинная ось прямоугольного катода располагалась горизонтально. Для защиты от пробоев острые края катодов закрывались экраном или закруглялись до радиуса $\sim 15\text{--}20$ мм. Глубина погружения вершин эмиттеров в полость катода составляла $\sim 10\text{--}20$ мм.

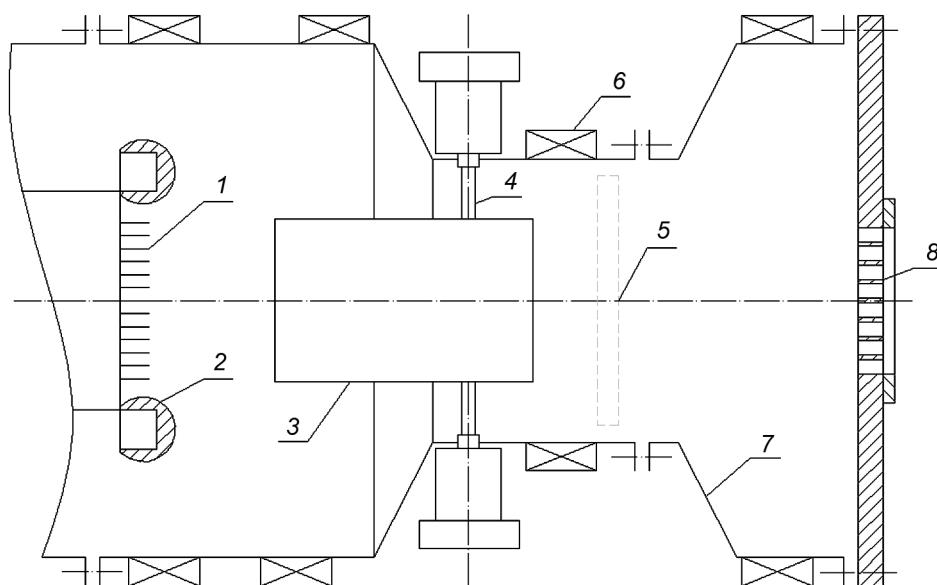


Рис. 1. Схема электронного источника: 1 – эмиттеры; 2 – экран; 3 – анод; 4 – плазменные пушки; 5 – коллектор; 6 – катушки магнитного поля; 7 – патрубок; 8 – решетка

Инжекцию плазмы для образования плазменного анода производили с помощью 4–8 плазменных пушек с разрядом по поверхности диэлектрика. При использовании круглого катода и формирования соответственно близкого к цилиндрическому электронного пучка торцы пушек размещались по окружности тонкостенного цилиндра из нержавеющей стали диаметром 100 мм, высотой 125–180 мм, являющегося анодом. В случае прямоугольного катода плазму инжестировали в отрезок трубы прямоугольного сечения $180 \times 90 \text{ мм}^2$ и высотой до 150 мм. В отдельных случаях с прямоугольным катодом использовали цилиндрический анод, что позволяло сопоставить положение автографа электронного пучка после прохождения пространства дрейфа с положением катода. Инжекцию плазмы производили по радиусам в направлении оси вакуумной камеры.

Для вывода электронного пучка в атмосферу электронный источник снабжался патрубком в виде раструба с фланцем и размещенной на нем опорной решеткой, закрытой алюмомагниевого фольгой АМГ-2н толщиной 30 мкм. Поперечное сечение выводного окна $115 \times 225 \text{ мм}^2$. Геометрическая прозрачность решетки $\sim 80 \%$.

Формирование пучка осуществлялось при наложении на межэлектродный промежуток, область плазменного анода и дрейфовое пространство продольного магнитного поля. Использовалось слабонарастающее по направлению от катода к аноду и убывающее за анодом магнитное поле с индукцией в области анода $\sim 300\text{--}600 \text{ Гс}$.

Использовался вариант генератора Маркса с одним блоком разрядников, состоящий из шести ступеней, собранных на основе искусственных длинных линий [7]. Волновое сопротивление ступени-линии 4.2 Ом, электрическая длина $\sim 5 \text{ мкс}$, волновое сопротивление генератора $\rho \sim 25 \text{ Ом}$. Генератор с воздушной изоляцией собран в виде колонны, размеры колонны $1280 \times 950 \times 310 \text{ мм}$. Генератор имеет шесть согласованных нагрузок. Каждая из нагрузок присоединяется одним концом к линии, а другим – к электроду соответствующего разрядника. Полное подключение согласованных нагрузок к линиям осуществляется при пробое разрядников в процессе срабатывания генератора. Зарядное напряжение генератора до 50 кВ. Генератор обеспечивает получение высоковольтных прямоугольных импульсов без отражений до 200–225 кВ на произвольной постоянной резистивной нагрузке $R \sim (2\text{--}3) \rho$ в режиме однократных импульсов.

Выполнены измерения напряжения на межэлектродном промежутке, тока коллектора электронного пучка, полного тока, поступающего от генератора Маркса. Получены данные о структуре и энергии электронного пучка в электронном источнике, а также за выводной фольгой. Для измерения тока и регистрации структуры пучка использовались коллекторы диаметром 180 мм с размещенными на них листами винипроза, закрытыми алюминиевой фольгой толщиной 20 мкм, устанавливаемые за плазменными пушками или перед выводным окном электронного источника на оси камеры. Для измерения тока и получения автографов выведенного пучка использовался коллектор с размерами $110 \times 220 \text{ мм}$ и листы винипроза, размещаемые за фольгой при атмосферном давлении. Оценку энергии пучка, а также энергии, поступающей в электронный источник от генератора Маркса, получали в результате интегрирования зависимостей мощности от времени, рассчитываемых из зарегистрированных осциллограмм напряжения на межэлектродном промежутке и токов коллектора и генератора Маркса. Измерения энергии выведенного за фольгу электронного пучка производили с помощью восьми калориметров ТПИ-2М, объединенных в блок с суммарной площадью приемной поверхности $120 \times 240 \text{ мм}^2$.

Эксперименты показали, что при оптимальных режимах работы плазменных пушек (числе пушек, токах, длительности импульса, времени включения пушек относительно срабатывания генератора) возможен квазистационарный режим работы электронного источника с круглым катодом с близкой к прямоугольной формой импульсов ускоряющего напряжения и тока. При зарядном напряжении генератора 40–45 кВ, запаздывании включения пушек относительно включения генератора 3–8 мкс в электронном источнике получены электронные пучки с энергией электронов до 200 кэВ, током до 1–1.5 кА, поперечным сечением $\sim 100 \text{ см}^2$, длительностью на полувысоте 5 мкс, соответствующей электрической длине линий (рис. 2, а). Ограничение длительности импульса временем пробега волны по линии в условиях значительного рассогласования генератора с нагрузкой ($\rho \sim 25 \text{ Ом}$, $R \sim 100\text{--}200 \text{ Ом}$) свидетельствует об эффективности применения согласованных нагрузок для устранения отраженных импульсов, подтверждает правильность выбора схемы установки. Рассчитанные из осциллограмм значения энергии пучка составляют $\sim 1.2\text{--}1.3 \text{ кДж}$.

При использовании прямоугольного катода режим работы источника менее устойчив, увеличивается скорость роста тока коллектора и полного тока, рассчитанные значения энергии пучка

уменьшаются до ~ 1 кДж (рис. 2, б), при значительном $\sim 3\text{--}4$ мкс и более запаздывании срабатывания генератора относительно пушек появляются пробой на стенки вакуумной камеры.

Из осциллограммы (рис. 2, б) видно, что к моменту $t \sim 6$ мкс после срабатывания генератора ускоряющее напряжение обращается в нуль, при этом ток в межэлектродном промежутке не прекращается, что может указывать на горение в межэлектродном промежутке дугового разряда. Дальнейшего продолжительного роста или протекания тока не происходит в связи с отсутствием отраженных импульсов, приход которых к межэлектродному промежутку мог бы обеспечить протекание тока.

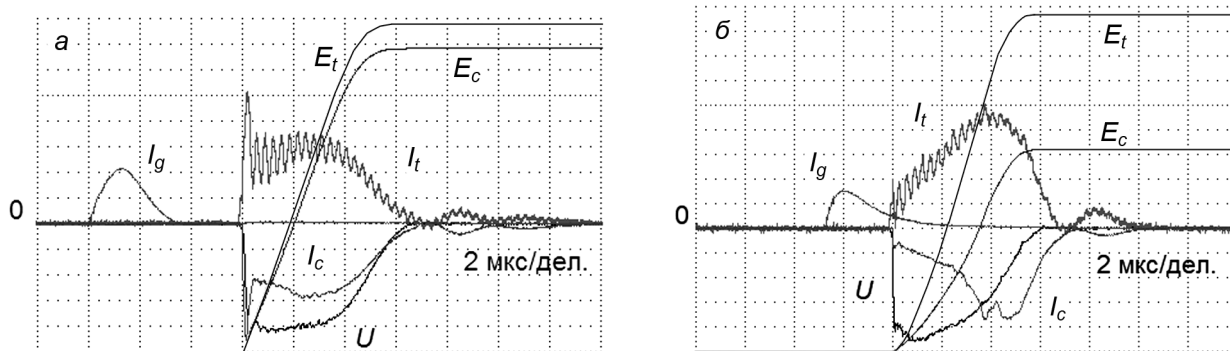


Рис. 2. Осциллограммы ускоряющего напряжения U , тока плазменных пушек I_g , тока коллектора I_c , полного тока генератора Маркса I_t и рассчитанные из них зависимости энергии пучка, поступающего на коллектор, E_c и полной энергии E_t , поступающей в электронный источник с круглым (а) и прямоугольным (б) катодами от времени. Зарядное напряжение генератора 45 кВ. Масштабы по вертикали 50 кВ/дел., 0.5 кА/дел., 0.1 кДж/дел. Для удобства графики зависимостей $E_c(t)$ и $E_t(t)$ на рисунках смещены вниз от нулевой линии

Зарегистрировано вращение пучка вокруг оси в процессе движения вдоль вакуумной камеры. На рис. 3, а показан автограф пучка, отбираемого с горизонтально расположенного прямоугольного катода на листе винипроза после прохождения области формирования пучка и плазменного анода. Виден поворот пучка вокруг оси на угол $\sim 20^\circ$ по часовой стрелке. Наложенное внешнее магнитное поле направлено от анода к катоду. Изменение направления тока в катушках магнитного поля приводит к изменению направления вращения пучка.

На рис. 3, б приведен автограф пучка, выведенного за анодную фольгу, полученный после поворота катода приблизительно на 20° против часовой стрелки (если смотреть в направлении по ходу пучка). Поперечное сечение пучка составляет $\sim 100\text{--}200$ см².

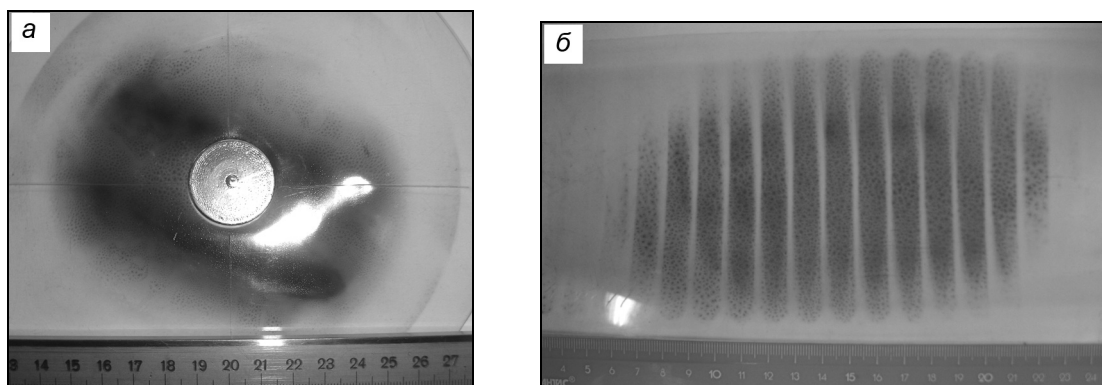


Рис. 3. Автографы пучка, эмитируемого с установленного горизонтально прямоугольного катода на листе винипроза, размещенном за плазменным анодом в 5 см от плазменных пушек (а), и пучка, выведенного за фольгу, за 5 последовательных импульсов после поворота катода против часовой стрелки на 20° (б)

Выведенный за фольгу ток электронного пучка, отбираемого с повернутого на 20° прямоугольного катода, мал и составляет $\sim 200\text{--}300$ А (рис. 4).

Оцененные из осциллограмм значения энергии пучка, поступившей на коллектор (без вычета потерь энергии при прохождении фольги), составляет $\sim 130\text{--}160$ Дж. Значения энергии электрон-

ного пучка, выведенного за фольгу, измеренные с помощью калориметров, составляют $\sim 150\text{--}200$ Дж/имп. Результаты согласуются в пределах погрешности измерений.

Вероятной причиной получения малых значений тока и энергии электронного пучка, выведенного в атмосферу, является вращение пучка, приводящее к увеличению потерь тока пучка и энергии электронов при прохождении выводного окна в фольге и на ребрах решетки.

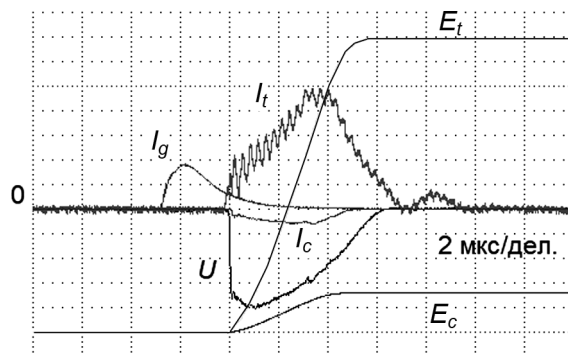


Рис. 4. Осциллограммы ускоряющего напряжения U , тока плазменных пушек I_g , тока коллектора электронного пучка, выведенного в атмосферу I_c , полного тока I_t с рассчитанными зависимостями энергии пучка E_c и поступившей в электронный источник энергии от генератора Маркса E_t от времени. Зарядное напряжение генератора 40 кВ. Масштабы по вертикали 50 кВ/дел., 0.5 кА/дел., 0.1 кДж/дел. Графики зависимостей $E_c(t)$ и $E_t(t)$ перемещены вниз от нулевой линии

Заключение

В электронном источнике со взрывоэмиссионным катодом и плазменным анодом реализованы квазистационарные режимы протекания тока пучка с квазипостоянным ускоряющим напряжением при питании электронного источника от генератора Маркса со ступенями в виде искусственных длинных линий с согласованными нагрузками. Использование генератора с согласованными нагрузками препятствует развитию дугового разряда благодаря отсутствию отраженных импульсов. При ускоряющем напряжении 200 кВ получены электронные пучки круглого и прямоугольного поперечного сечения $\sim 100\text{--}200$ см² с током 1–1.5 кА, длительностью 5 мкс. Реализован вывод электронного пучка с энергией до 200 Дж/имп. через фольговое окно в атмосферу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Abdullin E.N., Bazhenov G.P., Bougaev S.P., et al. // Proc. VII Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. – Novosibirsk, 1976. – P. 379–382.
2. Engelko V.I. // Proc. 15 Int. Conf. on High-Power Particle Beams. – Saint-Petersburg, 2004. – P. 221–226.
3. Hegeler F., Myers M.C., Fridman M., et al. // Proc. 25 IEEE Int. Power Modulator Symposium and High-Voltage Workshop. – Hollywood, California, 2002. – P. 121–125.
4. Кремнев В.В., Месяц Г.А. Методы умножения и трансформации импульсов в сильноточной электронике. – Новосибирск: Наука, 1987. – 226 с.
5. Миллер Р. // Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. – М.: Мир, 1984. – 432 с.
6. Abdullin E.N. and Novikov M.V. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 9/2. – С. 7–11.
7. Абдуллин Э.Н., Басов Г.Ф., Шершнев С.И. // Изв. вузов. Физика. – 2017. – Т. 60. – № 10/2. – С. 5–11.
8. Абдуллин Э.Н., Басов Г.Ф. // Изв. вузов. Физика. – 2018. – Т. 61. – № 9/2. – С. 96–100.

Поступила в редакцию 13.09.19.

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

УДК 537.525

DOI: 10.17223/00213411/62/11/161

А.А. САЙФУТДИНОВА, А.О. СОФРОНИЦКИЙ, Б.А. ТИМЕРКАЕВ, А.И. САЙФУТДИНОВ

**ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ УГЛЕВОДОРОДОВ
НА ОСНОВЕ МИКРОДУГОВОГО РАЗРЯДА С ВРАЩАЮЩИМИСЯ
В ТОЛЩЕ СЫРЬЯ ДИСКОВЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ ***

Разработан инновационный плазмохимический реактор по переработке углеводородов. Он основан на взаимодействии неравновесной газоразрядной плазмы с углеводородами в толще сырья. Результаты проведенных экспериментов показали, что неравновесная газоразрядная плазма микродугового разряда, инициированного в толще углеводородного сырья, является уникальным инструментом по переработке последнего. Было показано, что такой способ позволяет не только разложить углеводороды на легкие фракции, но и попутно получить фуллерены и нанотрубки.

Ключевые слова: плазмохимический синтез, разряд в жидкости, микродуговой разряд, углеводороды, наноструктуры.

Введение

В настоящее время разработанные в мире технологии по переработке тяжелых высоковязких нефтей в «синтетическую» нефть в основном базируются на комбинировании классических методов переработки нефтяных остатков, таких, как коксование, крекинг, гидроочистка, удаление серы. Типовые схемы переработки тяжелого углеводородного сырья на начальной стадии, как правило, включают блок атмосферной и вакуумной перегонки, откуда гудрон направляется в зависимости от технологических целей на какой-либо из вторичных процессов: деасфальтизацию, коксование, висбрекинг – или на их комбинацию, с последующей гидроочисткой полученных газойлей и газификацией кубового остатка. В то же время многие ученые сходятся во мнении, что специфические свойства и сложный состав тяжелого углеводородного сырья указывают на то, что классические способы их переработки малоэффективны. Поэтому одними из перспективных методов переработки углеводородного сырья являются плазмохимические, преимущество которых – возможность воздействовать и управлять химическими реакциями [1].

Стоит отметить, что в последние годы плазмохимические методы воздействия на углеводородное сырье изучаются многими исследователями. Здесь стоит выделить научные группы под руководством Ю.А. Лебедева, В. Shokri, S. Nomura, Б.А. Тимеркаева и др. [2–14]. При этом во многих работах отмечается, что неравновесная газоразрядная плазма является в этом случае более перспективной. В частности, химические процессы, протекающие в неравновесной плазме, отличаются от равновесной плазмы, а также от термических процессов и процессов, протекающих в присутствии катализаторов, по ряду специфических особенностей, позволяющих осуществлять многие химические реакции с более высокой эффективностью. Высокие управляемость и селективность по целевым продуктам плазмохимических реакций обеспечиваются регулированием времени пребывания сырья в зоне реакции, за счет регулирования скорости и объема подачи сырья в реакционную камеру. Благодаря высокой концентрации заряженных и возбужденных частиц, а также радикалов, химические реакции протекают с чрезвычайно большими скоростями.

В последние годы привлекают особое внимание СВЧ-разряды, инициированные в газовых пузырях в жидких углеводородах: n-додекан, бензол, масло для жарки, машинное масло, масляные отходы, кремнийсодержащее масло, вода с метиленовой синью, n-гептан [6–14]. Поскольку плазма находится внутри жидкости, эффективность физико-химических процессов под действием ее активных частиц и излучения оказывается большой. Соответственно велики и скорости образования продуктов. Однако реальных данных для определения перспектив применения таких разрядов недостаточно. Во всех перечисленных выше работах для создания плазмы используются СВЧ-разряды, создаваемые антеннами разных типов. Газовые пузыри создаются либо за счет испарения жидкости, либо барботированием газа (аргона), либо воздействием ультразвука. Однако необхо-

* Работа поддержана грантом Российского научного фонда, проект № 18-43-160005.

димо отметить трудности, связанные непосредственно с СВЧ-техникой и иницированием микро-разрядов в жидкости.

В связи с вышесказанным целью представленной работы являлась разработка способа иницирования микродугового разряда в толще углеводородного сырья для переработки последней.

Описание экспериментальной установки и полученных результатов

Плазмохимическая установка (рис. 1) состоит из источника электрического питания 4, измерительных приборов 1, 2, двух медных пластинчатых электродов 8, 13, балластного сопротивления 3, скребка 9 для чистки электродов во время эксперимента от твёрдых отложений, крышки 6, керамической ёмкости 12 с углеводородным сырьём.

Электроды 8, 13 в виде медных круглых дисков диаметром 5 см расположены друг над другом на таком расстоянии, чтобы обеспечивалось устойчивое горение микродугового разряда. Дисковые электроды закреплены на металлическом стержне, который крепится на крышке с помощью втулки. Электродвигатель 5 расположен в верхней части крышки и приводит во вращение стержень с электродами с помощью ремённой передачи 10. Металлический скребок, который расположен во внутренней части ёмкости вне зоны горения дуги, срезает наросты с электродов, что позволяет установке работать непрерывно в течение длительного времени.

На поверхности крышки имеется выступ 17 (подъёмный механизм для нижнего электрода), обеспечивающий контакт электродов для поджига дуги. Подъёмный механизм реализован следующим образом: на шкиве жестко закреплен штырь 18, который, вращаясь, достигает выступа на крышке и приподнимает вал с катодом 13. Для того чтобы скребок 9, счищающий правый электрод тоже мог подниматься с катодом, он закреплен на валу с помощью подшипника 16 выше шкива. При соприкосновении электродов зажигается дуговой разряд, затем конструкция вновь опускается вниз. Предложенный метод препятствует залипанию электродов и затуханию разряда. Вращающиеся электроды в ходе горения дуги за счет того, что находятся непосредственно в сырье, не накаляются, а, наоборот, остывают.

В ёмкость 12 заливается рабочая жидкость до тех пор, пока пластины (катод и анод) не окажутся на глубине нескольких сантиметров. Ёмкость герметично закрывается крышкой из текстолита. На крышке имеется отверстие, к которому подсоединена газоотводная трубка 14. Летучие фракции через трубку попадают в ёмкость для сбора газа 15. В качестве рабочей жидкости в данном случае используется мазут.

Электроды приводятся во вращение с помощью электродвигателя. Подача напряжения на электроды осуществляется через специальные щёточные контакты. После установления соответствующих значений тока и напряжения установка может работать без вмешательства человека.

Преимуществом данной конструкции является тот факт, что она не требует охлаждения, поскольку в результате вращения в толще мазута электроды успевают охладиться. При этом дуговой разряд постоянно меняет привязки к электродам.

При расстоянии между электродами 0.5 мм стабильное горение дуги наблюдается при токах 0.1–1 А и напряжениях 550–100 В. При этих параметрах разряда происходит разложение углеводородов на лёгкие фракции. В процессе разложения образование парогазовой смеси непрерывное, а образование углеродистых образцов происходит в малых количествах.

Во второй серии экспериментов правый электрод был зафиксирован над левым таким образом, что расстояние между дисками составляло 1 мм. Стабильное горение микродугового разряда при таком межэлектродном расстоянии наблюдается при токах от 0.35 до 1.15 А и напряжениях разряда от 640 до 115 В. При таких параметрах происходит активное образование газопаровой смеси и углеродистых образований.

При установлении межэлектродного расстояния, равного 1.5 мм, стабильное горение дуги достигается только при токах более 2 А. При токе 2 А напряжение разряда оказалось равным 840 В.

Работа на таких режимах приводит к образованию на электродах большого количества углеродистого нароста. Таким образом, в процессе глубокого разложения тяжёлого углеводородного сырья происходит интенсивное образование газа, а на электродах – образование сажи. Количество образований газа и сажи зависит от подаваемого напряжения.

Продукты, полученные в результате взаимодействия газоразрядной плазмы, инициируемой в толще углеводородного сырья с последним, подверглись тщательному анализу. Рассмотрим некоторые результаты этого анализа. Легкие и летучие фракции нефти, образованные в процессе плаз-

мохимической обработки мазута, были проанализированы на хроматографе «Хроматэк Кристалл 5000.2». Результаты этого анализа представлены в таблице.

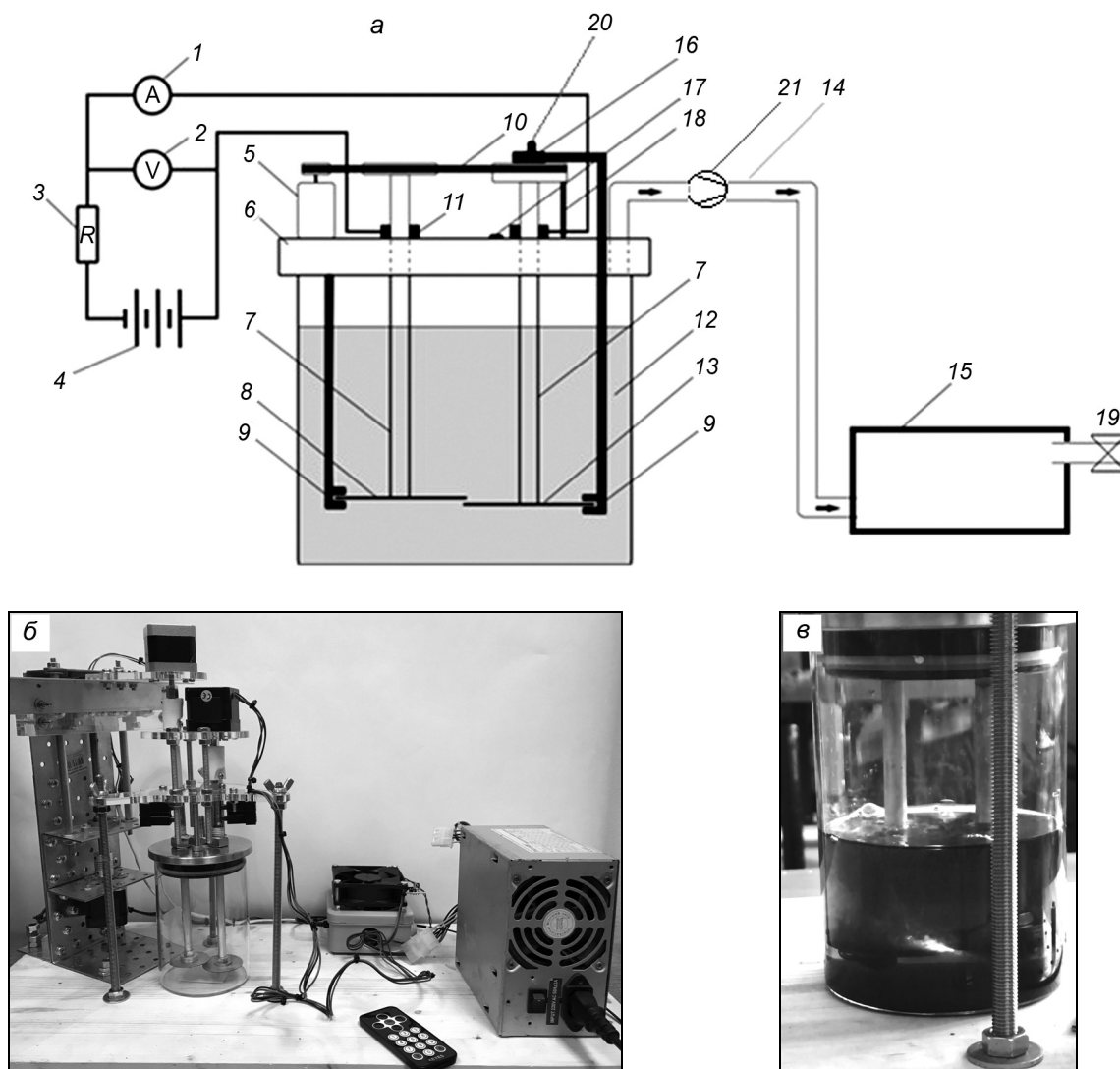


Рис. 1. Схема установки с вращающимися электродами для разложения углеводородного сырья: 1 – амперметр, 2 – вольтметр, 3 – балластное сопротивление, 4 – источник питания, 5 – электродвигатель, 6 – крышка, 7 – ось, 8 – анод, 9 – скребок, 10 – ремённая передача, 11 – скользящий контакт, 12 – ёмкость с сырьём, 13 – катод, 14 – газоотводная трубка, 15 – ёмкость для сбора газа, 16 – подшипник, 17 – выступ, 18 – стержень, 19 – вентиль, 20 – редуктор, 21 – компрессор (а). Фотографии экспериментальной установки (б) и разряда в толще углеводородного сырья (в)

Результаты хроматографического анализа летучих фракций

Группа	Площадь	Высота	Концентрация	Детектор
Этилен	22908.011	4366.667	40.7763	ДТП-2
Этан	1757.163	304.803	0.5075	ДТП-2
Гелий	607.291	82.341	0.1377	ДТП-3
Водород	170170.29	11965.079	24.2153	ДТП-3
Метан	11151.748	320.588	6.9832	ДТП-3
C3	8224.724	905.049	1.904	ДТП-2
C4	5300.193	207.962	1.0706	ДТП-2
C5	1323.808	27.546	0.2137	ДТП-2
C6	1086.32	13.701	0.1635	ДТП-2

Хроматографический анализ показал, что основными продуктами разложения углеводородного сырья являются: этилен более 40 %, водород 24 %, метан 7 %.

Образовавшиеся в ходе эксперимента углеродистые наросты на электродах были проанализированы с помощью электронно-сканирующего микроскопа, снимки которых представлены на рис. 2.

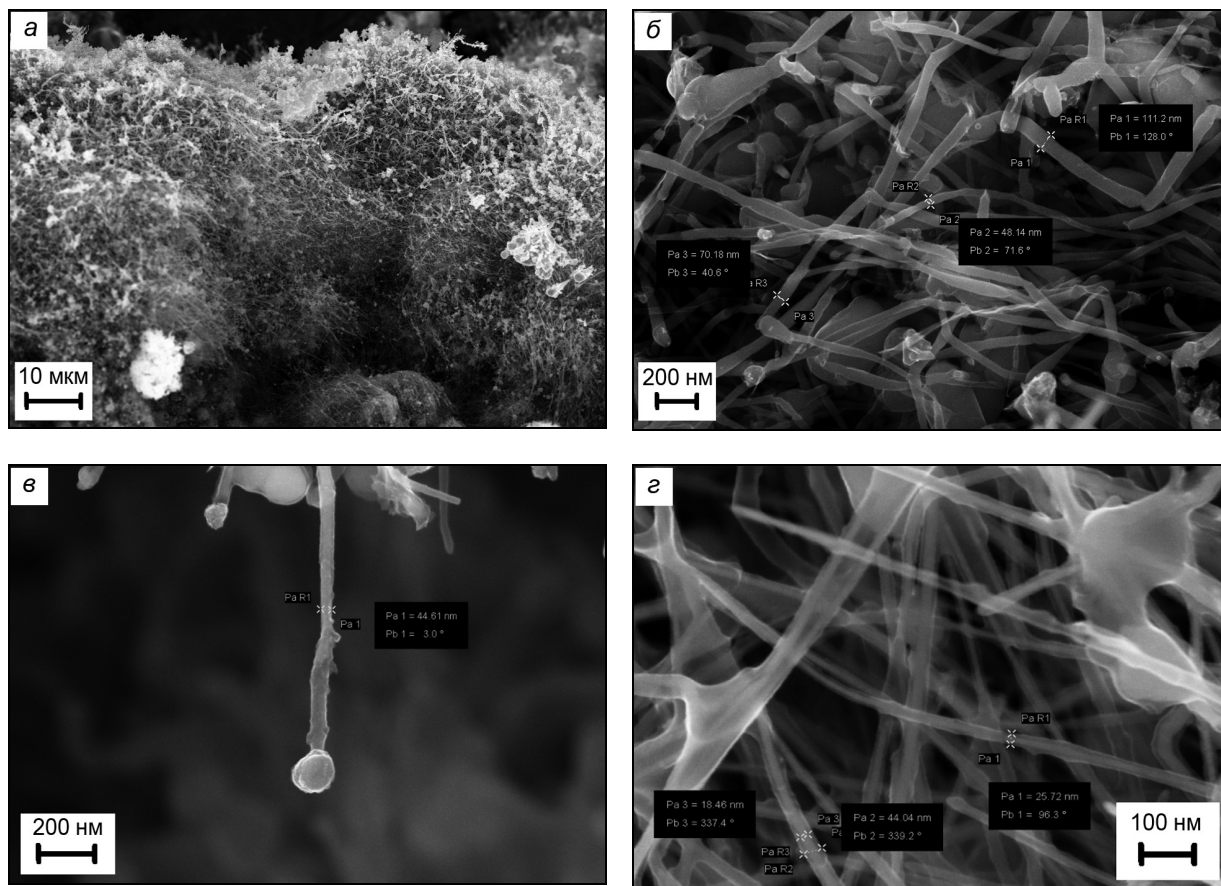


Рис. 2. Электронно-микроскопический снимок углеродистых отложений: увеличение $\times 3000$ (а), $\times 77000$ (б), $\times 125000$ (в) и $\times 260000$ (г)

Как видно из электронно-микроскопических снимков, в отложениях на электродах содержится большое количество углеродных нанотрубок (волокон) различной длины и структуры. Наноструктуры образовались в хаотичном порядке в виде тесно сплетённых между собой нитей. Диаметры нанотрубок колеблются от 50 до 120 нм (рис. 2, а–в). Большой диаметр нанотрубок указывает на их сложную структуру. На отдельных снимках заметно, что нанотрубки представляют собой многослойные конструкции. На рис. 2, г можем увидеть многослойные нанотрубки типа «русской матрёшки». Нанотрубка имеет диаметр 44.04 нм, подобная ей нанотрубка, которая находится внутри неё, имеет диаметр 18.46 нм.

Таким образом, при бомбардировке электронами, ионами и возбужденными частицами углеводородов происходит выделение атомарного углерода. Создание атомарного углерода в плазме под действием сильного электрического поля является принципиально новым результатом, при этом получение фуллеренов и нанотрубок становится управляемым процессом: образованные в таких условиях атомы углерода обладают электроотрицательными свойствами, т.е. способностью к присоединению электрона, и поэтому могут управляться электрическим полем. Под действием электрического поля ионы углерода направляются в сторону анода и участвуют в формировании углеродных соединений. В зависимости от начального зародыша на аноде или в объеме плазмы могут образовываться различные наноструктуры.

Заключение

В работе представлена возможность инициирования микродугового разряда в жидких углеводородах с целью переработки последних. Проведенные серии экспериментов показали, что при межэлектродном расстоянии 0.5 мм, токах 0.1–1 А и напряжениях 550–100 В, а также при межэлектродном расстоянии 1 мм, диапазоне токов от 0.35 до 1.15 А и напряжений от 640 до 115 В происходит интенсивное образование газопаровой смеси и углеродистых образований. Хроматографический анализ показал, что основными продуктами разложения углеводородного сырья являются: этилен – более 40 %, водород – 24 %, метан – 7 %. Электронно-микроскопические снимки продемонстрировали, что в отложениях на электродах содержится большое количество углеродных наноструктур. Таким образом, результаты проведенных экспериментов показали, что неравновесная газоразрядная плазма микродугового разряда, инициированного в толще углеводородного сырья, является уникальным инструментом по переработке последнего: тяжелые углеводороды разбиваются на легкие фракции с одновременным получением углеродистых наноструктур.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ganieva G.R., Ziganshin D.I., Aukhadееv M.M., and Timerkaev B.A. // J. Eng. Phys. Thermophys. – 2014. – V. 87. – No. 9. – P. 699–703.
2. Timerkaev B.A. and Ganieva G.R. // J. Phys.: Conf. Series: Mater. Sci. Eng. – 2015. – No. 012009. – P. 1–4.
3. Timerkaev B.A., Sofronitskiy A.O., and Andreeva A.A. // J. Phys.: Conf. Series. – 2016. – V. 669. – No. 012062. – P. 1–4.
4. Timerkaev B.A. and Ganieva G.R. // J. Phys.: Conf. Series. – 2016. – V. 669. – No. 012062. – P. 1–5.
5. Ganieva G.R. and Timerkaev B.A. // Petroleum Chemistry. – 2016. – V. 56. – No. 9. – P. 869–872.
6. Nomura S. and Toyota H. // Appl. Phys. Lett. – 2003. – V. 83. – P. 4503.
7. Nomura S., Toyota H., Tawara M., and Yamashota H. // Appl. Phys. Lett. – 2006. – V. 88. – No. 231502.
8. Nomura S., Toyota H., Mukasa S., et al. // J. Appl. Phys. – 2009. – V. 106. – No. 073306.
9. Ishijima T., Sugiura H., Satio R., et al. // Plasma Sources Sci. Technol. – 2010. – V. 19. – No. 015010.
10. Ishijima T., Hotta H., and Sugai H. // Appl. Phys. Lett. – 2007. – V. 91. – No. 121501.
11. Lebedev Yu.A., Tatarinov A.V., Epstein I.L., and Averin K.A. // Plasma Chem. Plasma Process. – 2016. – V. 36. – P. 535–552.
12. Averin K.A., Lebedev Yu.A., Shchegolikhin A.N., and Yablokov M.Yu. // Plasma Processes and Polymers. – 2017. – V. 14. – No. e201600227. – P. 1–9.
13. Lebedev Yu.A., Averin K.A., Borisov R.S., et al. // High Energy Chem. – 2018. – V. 52. – No. 4. – P. 324–329.
14. Lebedev Yu.A. and Averin K.A. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2018. – V. 51. – No. 214005. – P. 1–5.

Поступила в редакцию 13.09.19.

Казанский национальный исследовательский технический университет
им. А.Н. Туполева – КАИ, г. Казань, Россия

Сайфутдинова Алия Анисовна, аспирантка КНИТУ – КАИ, e-mail: aliya_2007@list.ru;

Софроницкий Артем Олегович, аспирант КНИТУ – КАИ, e-mail: artempic8@mail.ru;

Тимеркаев Борис Ахунович, д.ф.-м.н., проф., зав. каф. общей физики КНИТУ – КАИ, e-mail: btimerkaev@gmail.com;

Сайфутдинов Алмаз Ильгизович, к.ф.-м.н., доцент каф. общей физики КНИТУ – КАИ, e-mail: as.uav@bk.ru.

УДК 51-74

DOI: 10.17223/00213411/62/11/166

*П.Е. ГОЛУБКОВ, Е.А. ПЕЧЕРСКАЯ, Д.В. АРТАМОНОВ, Т.О. ЗИНЧЕНКО, Ю.Е. ГЕРАСИМОВА, Н.В. РОЗЕНБЕРГ***ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА МИКРОДУГОВОГО ОКСИДИРОВАНИЯ ***

На основе предложенной авторами эквивалентной электрической схемы разработана математическая модель формирования защитных покрытий методом микродугового оксидирования, позволяющая смоделировать формовочную кривую на стадии анодирования. Выведены выражения для поверхностной пористости анодной оксидной пленки и минимального электронного тока, протекающего через поры при ее пробое; рассмотрены условия возникновения парогазовых пузырьков. Показана возможность вычисления доли сформированного кристаллического оксида алюминия в результате фазового перехода с использованием уравнения Колмогорова – Джонсона – Мела – Аврами. Результаты исследования могут быть использованы при разработке обобщенной математической модели процесса микродугового оксидирования.

Ключевые слова: микродуговое оксидирование, эквивалентная электрическая схема, математическое моделирование.

Введение

Покрyтия, получаеmые методом микродугового оксидирования (МДО), обладают высокими механическими (микротвердостью, износостойкостью), химическими (коррозионной стойкостью), диэлектрическими (электрической прочностью) и теплотехническими (жаростойкостью) свойствами, что позволяет применить их во многих отраслях промышленности и народного хозяйства [1–3].

Существует ряд теоретических и экспериментальных исследований, направленных на изучение процесса МДО: приданию покрытиям новых свойств путем добавления в электролит наночастиц [4–6], поиск новых применений МДО-покрытий [7, 8], улучшение их характеристик [9–12], но самой важной проблемой был и остается вопрос поиска оптимальных параметров процесса МДО [13–19]. Для управления столь сложным многофакторным процессом [20–22] необходимо полное понимание всех аспектов его функционирования, включая электрохимические и плазмохимические реакции, физические закономерности диэлектрического пробоя и существования газового разряда в микропорах, акустические явления при схлопывании и отрыве парогазовых пузырьков, химических процессов, приводящих к обеднению электролита, что делает решение данной проблемы объектом междисциплинарных исследований. Однако большинство известных моделей не учитывают разнородные факторы, присущие процессу МДО [23, 24].

В данной статье изложены модельные представления о механизме процесса МДО на основе эквивалентной электрической схемы, предложенной авторами.

Математическое описание механизма микродугового оксидирования с использованием эквивалентной электрической схемы

Как известно, процесс микродугового оксидирования можно разделить на ряд последовательно протекающих стадий [25]:

- анодирование;
- стадии микрозарядов (искровых, микродуговых, дуговых).

Стадию анодирования можно разделить на два этапа, соответствующих формированию барьерного и пористого слоев. Напротив, разделение стадии микрозарядов является в некоторой степени условным, поскольку все типы микрозарядов происходят по одному и тому же механизму, отличаясь друг от друга лишь длиной разрядного промежутка и соответственно выделяемой мощностью [26].

МДО-покрытие можно представить в виде эквивалентной схемы (рис. 1). На этапе формирования барьерного слоя (рис. 1, а) сопротивление покрытия моделируется сопротивлением барьерного слоя $R_b(t)$, емкость покрытия – конденсатором $C_b(t)$; на этапе формирования пористого слоя

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 19-08-00425.

сопротивление покрытия представлено последовательным соединением $R_{bl}(t)$ и сопротивления пористого слоя ($R_{ep}(t) + R_m(t)$), емкость покрытия – в виде последовательного соединения $C_{bl}(t)$ и емкости пористой оксидной матрицы $C_m(t)$; микроразряды символизирует сопротивление $R_{dis}(t)$ (рис. 1, б) (до пробоя $R_{dis}(t) = 0$). В процессе формирования МДО-покрытия в данной эквивалентной схеме могут протекать два тока – ионный $I_i(t)$ и электронный $I_e(t)$: ионный ток отвечает за электрохимические процессы (окисление и растворение оксидной пленки), а электронный ток – за плазменные (горение микроразрядов). Тогда полная плотность тока $j(t)$ в системе металл – оксид – электролит будет равна

$$j(t) = \frac{I(t)}{S_{tot}} = j_i(t) + j_e(t) = \frac{I_i(t)}{S_i} + \frac{I_e(t)}{S_e},$$

где $j_i(t)$, $j_e(t)$ – плотности ионного и электронного тока соответственно; S_{tot} , S_i , S_e – полная площадь образца и площади, на которых реализуются электрохимические и плазменные процессы соответственно; $I(t)$ – технологический ток:

$$I(t) = I_i(t) + I_e(t).$$

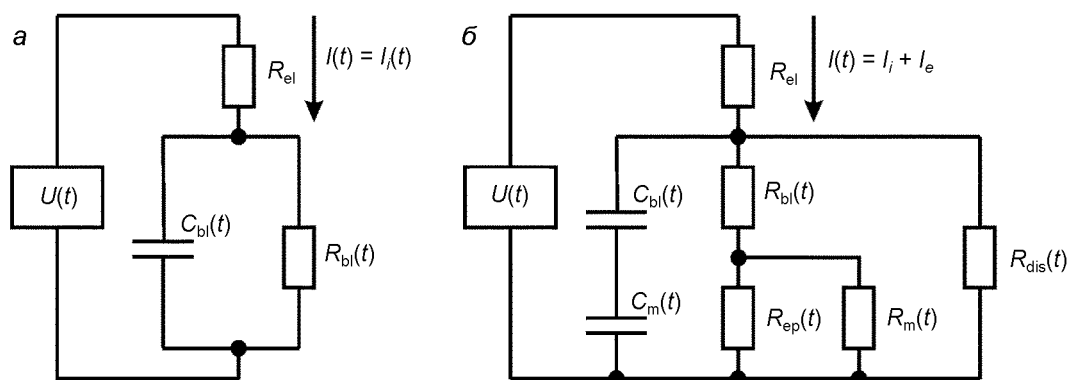


Рис. 1. Эквивалентная электрическая схема процесса МДО

На стадии анодирования на поверхности образца образуется сначала плотная беспористая оксидная пленка – барьерный слой, а затем на нем формируется пористый слой. При этом падение напряжения на образце (формовочное напряжение) возрастает, что объясняется увеличением сопротивления сначала барьерного, а затем пористого слоев. Полное сопротивление образца в гальванической ячейке на этапе формирования барьерного слоя $Z_{bl}(t)$ содержит активную $R_b(t)$ и реактивную $X_{Cb}(t)$ составляющие (последняя связана с наличием емкости покрытия $C_{bl}(t)$):

$$Z_{bl}(t) = \sqrt{R_b(t)^2 + X_{Cb}(t)^2},$$

$$R_b(t) = R_{bl}(t) + R_{el} = \frac{r_{ox} h_{bl}(t)}{S_{tot}} + R_{el},$$

$$X_{Cb}(t) = \frac{1}{\omega C_{bl}(t)} = \frac{h_{bl}(t)}{\omega \epsilon_{ox} \epsilon_0 S_{tot}},$$

где $R_{bl}(t)$ и R_{el} – сопротивление барьерного слоя и электролита между анодом и катодом гальванической ячейки соответственно; r_{ox} и ϵ_{ox} – удельное сопротивление и диэлектрическая проницаемость оксида; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная; $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота. Падение напряжения на образце с барьерным слоем определим по закону Ома:

$$U_{F(bl)}(t) = Z_{bl}(t) I(t). \quad (1)$$

Согласно [27], толщину барьерного слоя $h_{bl}(t)$ можно определить, используя закон Фарадея:

$$h_{bl}(t) = \frac{M_{ox} I_i t \eta}{z F \rho_{ox} S_{полн}}.$$

Здесь M_{ox} – молярная масса образовавшегося оксида; z – число электронов, участвующих в реакции окисления; F – постоянная Фарадея; ρ_{ox} – плотность оксида; $I_i(t)$ – ионный ток (на стадии анодирования $I_i(t) = I(t)$); η – коэффициент, определяющий долю ионного тока, пошедшую на окисление; t – время обработки; S_{tot} – полная площадь образца (для простоты примем, что образец имеет плоскую прямоугольную форму):

$$S_{\text{tot}} = ab,$$

где a – длина, b – ширина образца.

Аналогично вычисляется толщина пористого слоя:

$$h_{\text{pl}}(t) = \frac{M_{\text{ox}} I t \eta}{z F \rho_{\text{ox}} S_{\text{wp}}},$$

где $S_{\text{wp}}(t)$ – площадь поверхности образца, не занятая порами. Согласно модели Келлера (рис. 2), пористый анодный оксид (или МДО-покрытие на стадии анодирования) представляет собой совокупность гексагональных ячеек с порами в центре и характеризуется следующими геометриче-

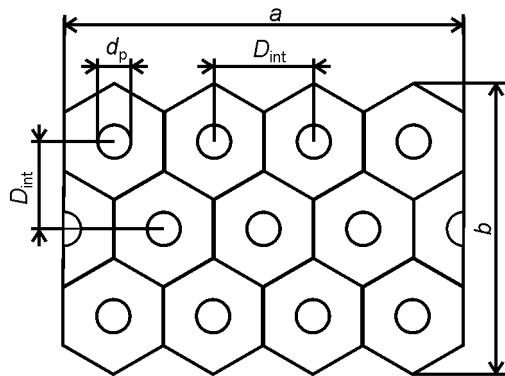


Рис. 2. Структура пористого анодного оксида по модели Келлера (вид сверху)

скими параметрами: расстояние между центрами соседних пор $D_{\text{int}}(t)$, толщина стенки ячейки, диаметр поры $d_p(t)$, причем расстояние $D_{\text{int}}(t)$ пропорционально напряжению $U_F(t)$:

$$D_{\text{int}}(t) = k U_F(t),$$

где $2.5 \leq k \text{ (нм/В)} \leq 2.8$ – коэффициент пропорциональности. Тогда из рис. 2 и выражения [27]

$$d_p(t) = D_{\text{int}}(t) - 1.67 \cdot h_{\text{pl}}(t)$$

общая площадь пор определяется соотношением

$$S_p(t) = \frac{S_{\text{tot}} \pi d_p^2(t)}{4 D_{\text{int}}^2(t)}, \quad (2)$$

площадь, не занятая порами:

$$S_{\text{wp}}(t) = S_{\text{tot}} - S_p(t) = S \left(1 - \frac{\pi d_p^2(t)}{4 D_{\text{int}}^2(t)} \right).$$

Поверхностную пористость $P_S(t)$ покрытия можно найти из выражения (2):

$$P_S(t) = \frac{S_p(t)}{S_{\text{tot}}} = \frac{\pi d_p^2(t)}{4 D_{\text{int}}^2(t)}, \quad (3)$$

а объемную пористость $P_V(t)$ – следующим образом:

$$P_V(t) = \frac{V_p}{V} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{d_p(t)}{2 D_{\text{int}}(t)} \right)^2,$$

где V_p – объем пор; V – общий объем покрытия.

Согласно предложенной эквивалентной схеме, сопротивление пористого слоя представляет собой параллельное соединение сопротивлений множества пор, заполненных электролитом, и сопротивления оксидной матрицы, в которой находятся поры. Тогда эквивалентное активное сопротивление покрытия складывается из сопротивления барьерного и пористого слоев:

$$R_p = R_{bl}(t) + \frac{R_{ep}(t)R_m(t)}{R_{ep}(t) + R_m(t)},$$

где сопротивление матрицы

$$R_m(t) = \frac{r_{ox}h_{pl}(t)}{S_{wp}(t)},$$

сопротивление электролита в порах

$$R_{ep}(t) = \frac{r_{el}h_{pl}(t)}{S_p(t)}, \quad (4)$$

r_{el} – удельное сопротивление электролита.

Реактивная составляющая сопротивления $X_{Cp}(t)$ покрытия имеет вид

$$X_{Cp}(t) = \frac{1}{\omega C_{eq}(t)},$$

где $C_{eq}(t)$ – эквивалентная емкость покрытия, представляющая собой последовательное соединение емкости барьерного и пористого слоев. В общем случае расчет емкости пористого слоя с порами, заполненными электролитом, сводится к расчету емкости сложной структуры, образованной массивом проводящих наностержней в диэлектрической матрице. Однако эту же структуру можно представить в виде неидеального конденсатора с диэлектриком в виде пористой оксидной матрицы толщиной $h_{pl}(t)$, имеющего утечку через поры, которая выражается сопротивлением электролита в порах (4). Тогда эквивалентная емкость покрытия будет

$$C_{eq}(t) = \frac{C_m(t)C_{bl}(t)}{C_m(t) + C_{bl}(t)} = \frac{\varepsilon_{ox}\varepsilon_0 S_{wp}(t)S_{tot}}{S_{wp}(t)h_{pl}(t) + S_{tot}h_{bl}(t)},$$

где $C_m(t)$ – емкость матрицы.

Падение напряжения на покрытии на этапе формирования пористого слоя найдем по закону Ома:

$$U_{F(pl)}(t) = Z_{pl}(t)I(t) = \sqrt{(R_p(t) + R_{el})^2 + X_{Cp}(t)^2} I(t), \quad (5)$$

где $Z_{pl}(t)$ – полное сопротивление цепи на этапе формирования пористого слоя.

Согласно литературным данным, толщина покрытия перед началом искровой стадии составляет 2–2.5 мкм [28]. Известно, что для малых толщин (до 9 мкм) напряжение пробоя анодной оксидной пленки U_{bd} линейно зависит от ее толщины h :

$$U_{bd} = k_1 h + k_2, \quad (6)$$

где k_1, k_2 – эмпирические коэффициенты (для анодной оксидной пленки, полученной в щелочном электролите, $k_1 = 12, k_2 = 86$) [29]. Для МДО-покрытия это значение соответствует напряжению искрения.

Вычислим минимальный электронный ток, протекающий перед пробоем, в предположении, что пробой происходит одновременно во всех порах, для чего оценим поверхностную пористость покрытия. Из литературных данных [26] известны примерные значения геометрических параметров оксидной пленки, полученной классическим анодированием: $d_p = 30$ нм, $D_{int} = 275$ нм. Подставив эти значения в выражение (3), получим

$$P_s = \frac{S_p}{S_{tot}} \cdot 100 = 0.9 \%. \quad (7)$$

Используя (7), найдем, какую часть составляет плотность электронного тока от полной плотности тока с учетом того, что ток в поре определяется сопротивлением электролита и сопротивлением барьерного слоя на дне поры:

$$\frac{j_e(t)}{j(t)} = \frac{1}{P_S} \frac{I_e(t)}{I(t)} = \frac{Z_{pl}(t)}{R_{bl}(t) + R_l(t)}, \quad (8)$$

где $R_l(t)$ – сопротивление прослойки электролита толщиной $h_{pl}(t)$ и площадью S_{tot} :

$$R_l(t) = \frac{r_{el} h_{pl}(t)}{S_{tot}}.$$

Выразив из (8) $I_e(t)$ и введя функцию $N(t)$, отражающую тот факт, что не во всех порах происходит пробой, имеем

$$I_e(t) = N(t) \frac{P_S I(t) Z_{pl}(t)}{R_{bl}(t) + R_l(t)},$$

где

$$N(t) = \frac{S_{bd}}{S_p(t)},$$

S_{bd} – суммарная площадь пор, в которых произошел пробой.

Когда формовочное напряжение достигает напряжения пробоя U_{bd} , происходит диэлектрический пробой барьерного слоя, а также вскипание электролита в поре. Электролит в поре вскипает, если количество теплоты Q_p , выделившееся в поре за время импульса тока, превышает теплоту парообразования электролита:

$$Q_p \geq Lm. \quad (9)$$

Здесь

$$Q_p = I_{por}^2 R_{ep} t_p = t_p \frac{U_{bd}^2}{R_{ep}},$$

где I_{por} – электронный ток в единичной поре; R_{ep} – сопротивление электролита в единичной поре; t_p – длительность токового импульса; L – удельная теплота парообразования (для воды как основного компонента электролита, $L = 2260$ кДж/кг); m – масса электролита в поре. При этом в поре образуется парогазовый пузырек, в котором зажигается микроразряд.

На стадиях микроразрядов электронный ток постепенно начинает превышать ионный вследствие уменьшения числа пор, на которых протекает электрохимическое окисление, и соответственно увеличения площади, на которой реализуются плазмохимические процессы. Кроме того, в результате действия микроразрядов часть пор оказывается закрытой кристаллическими пробками и не принимает участия в процессе МДО.

Под действием микроразряда прилегающие к поре участки покрытия разогреваются до высокой температуры, при этом скорость электрохимического окисления в соседних порах возрастает, соответственно увеличивается толщина и пробойное напряжение покрытия, сформированного в этих порах.

Процесс пробоя и зарастания поровых каналов происходит циклически, и в какой-то момент температура, которую разряд передает покрытию (1050 °С и выше), становится достаточной для фазового перехода аморфного оксида алюминия ($\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$) в кристаллическую фазу ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, корунд). Этот переход описывается уравнением Колмогорова – Джонсона – Мела – Аврами

$$C_\alpha = 1 - \exp(-kt^n), \quad (10)$$

где C_α – доля сформированного $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$; k – константа скорости, зависящая от температуры (для 1050 °С $k = 8.5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$); t – длительность токового импульса; $n = 2.1$ – показатель Аврами [30, 31].

Заключение

Полученные выражения (1) и (5) для формовочного напряжения могут быть использованы для моделирования формовочной кривой процесса МДО на стадии анодирования, а формулы (6), (9), (10) отражают некоторые аспекты возникновения микроразрядов (электрический пробой оксидной пленки, образование парогазового пузырька) и их влияние на фазовый состав растущего покрытия, что дает возможность построения обобщенной математической модели процесса МДО.

Однако предложенная модель имеет ограничения, в частности, не были выявлены аналитические выражения, описывающие диэлектрический пробой оксидного покрытия толщиной более 9 мкм, закономерности функционирования микроразряда в поре и изменение температуры в разрядном канале от времени МДО-обработки. Снятие этих ограничений позволит получить обобщенную математическую модель процесса МДО, использование которой значительно повысит управляемость данной технологии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yu J.-M. and Choe H.-Ch. // Appl. Surf. Sci. – 2019. – V. 477. – P. 121–130.
2. Antonio R.F., Rangel E.C., Mas B.A., et al. // Surf. Coat. Technol. – 2019. – V. 357. – P. 698–705.
3. Sowa M., Parafiniuk M., Mouzelo C.M.S., et al. // Elect. Acta. – 2019. – V. 302. – P. 10–20.
4. Bordbar-Khiabani A., Ebrahimi S., and Yarmand B. // Appl. Surf. Sci. – 2019. – V. 486. – P. 153–165.
5. Ding Zh.-Y., Wang Y.-H., Ouyang J.-H., et al. // Surf. Coat. Technol. – 2019. – V. 370. – P. 187–195.
6. Sedelnikova M.B., Komarova E.G., Sharkeev Y.P., et al. // Surf. Coat. Technol. – 2019. – V. 369. – P. 52–68.
7. Tu W., Zhu Zh., Zhuang X., et al. // Surf. Coat. Technol. – 2019. – V. 372. – P. 34–44.
8. Xia Q., Zhang D., Li D., et al. // Surf. Coat. Technol. – 2019. – V. 369. – P. 252–256.
9. Martin J., Nomine A.V., Stef J., et al. // Mater. Design. – 2019. – V. 178. – P. 107859.
10. Fazel M., Salimijazi H.R., Shamanian M., et al. // Surf. Coat. Technol. – 2019. – V. 374. – P. 222–231.
11. Ye Z., Liu D., Zhang X., et al. // Appl. Surf. Sci. – 2019. – V. 486. – P. 72–79.
12. Zhu L., Qiu J., Chen J., et al. // Surf. Coat. Technol. – 2019. – V. 369. – P. 116–126.
13. Buling A. and Zerrer J. // Surf. Coat. Technol. – 2019. – V. 369. – P. 142–155.
14. Golubkov P.E., Pecherskaya E.A., Karpanin O.V., et al. // 24th Conf. of Open Innovations Association FRUCT: Proc. – Moscow, 2019. – P. 96–103.
15. Wei F., Zhang W., Zhang T., et al. // J. All. Com. – 2017. – V. 690. – P. 195–205.
16. Golubkov P.E., Pecherskaya E.A., Karpanin O.V., et al. // IOP Conf. Series: J. Phys.: Conf. Series. – 2017. – V. 917. – P. 092021.
17. Фаткуллин А.Р., Парфенов Е.В. // Вестн. УГАТУ. – 2016. – Т. 20. – № 4 (74). – С. 38–44.
18. Большенко А.В. // Изв. вузов. Технич. науки. Сев.-Кавказ. регион. – 2012. – № 3. – С. 32–36.
19. Голубков П.Е., Печерская Е.А., Карпанин О.В. и др. // IV Междунар. молод. науч. школа-семинар «Наноструктурированные оксидные пленки и покрытия»: сб. ст. – Петрозаводск, 2017. – С. 103–114.
20. Golubkov P.E., Pecherskaya E.A., Shepeleva Y.V., et al. // IOP Conf. Series: J. Phys.: Conf. Series. – 2018. – V. 1124. – P. 081014.
21. Печерская Е.А., Голубков П.Е., Карпанин О.В. и др. // 6-я Междунар. науч.-технич. конф. «Технологии микро- и нанoeлектроники в микро- и наносистемной технике»: сб. тр. – М., 2019. – С. 140–143.
22. Печерская Е.А., Голубков П.Е., Карпанин О.В. и др. // Изв. вузов. Электроника. – 2019. – Т. 24. – № 4. – С. 363–369.
23. Borikov V.N., Stukach O.V., and Popova E.A. // IEEE Int. Siberian Conf. Control and Communications. SIBCON-2007: Proc. – Tomsk, 2007. – P. 114–115.
24. Rakoch A.G., Khokhlov V.V., Bautin V.A., et al. // Protection Metals. – 2006. – V. 42. – No. 2. – P. 158–169.
25. Darband Gh.B., Aliofkhazraei M., Hamghalam P., et al. // J. Magnesium All. – 2017. – V. 5. – P. 74–132.
26. Суминов И.В., Эпельфельд А.В., Людин В.Б. и др. Микродуговое оксидирование (теория, технология, оборудование). – М.: ЭКОМЕТ, 2005. – 368 с.
27. Филяк М.М., Каныгина О.Н. // Вестн. ОГУ. – 2015. – № 9 (184). – С. 207–211.
28. Гордиенко П.С., Достовалов В.А., Жевтун И.Г. и др. // Электр. обраб. материал. – 2013. – № 49(4). – С. 35–42.
29. Филяк М.М., Каныгина О.Н. // Вестн. ОГУ. – 2015. – № 1 (176). – С. 245–249.
30. Dehnavi V. Surface modification of aluminum alloys by plasma electrolytic oxidation: PhD thesis. – The University of Western Ontario, 2014. – P. 133–136.
31. Чурюмов А.Ю., Базлов А.И., Царьков А.А. и др. // Изв. вузов. Цветная металлургия. – 2013. – № 6. – С. 23–27.

Поступила в редакцию 13.09.19.

Пензенский государственный университет, г. Пенза, Россия

Голубков Павел Евгеньевич, аспирант ПГУ, e-mail: golpavpnz@yandex.ru;

Печерская Екатерина Анатольевна, д.т.н., доцент, зав. кафедрой ПГУ, e-mail: peal@list.ru;

Артамонов Дмитрий Владимирович, д.т.н., первый проректор ПГУ, e-mail: dmitrartamon@yandex.ru;

Зинченко Тимур Олегович, аспирант ПГУ, e-mail: timur.zin4enko@yandex.ru;

Герасимова Юлия Евгеньевна, аспирантка ПГУ, e-mail: nauka-fpite@mail.ru;

Розенберг Наталья Владимировна, д.филос.н., доцент, зав. кафедрой ПГУ, e-mail: iit@pnzgu.ru.

УДК 537.9+539.534.9

DOI: 10.17223/00213411/62/11/172

О.И. МАРКОВ, Ю.В. ХРИПУНОВ

ВОЗДЕЙСТВИЕ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ НА ПОВЕРХНОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛА ВИСМУТА

Приводятся данные исследований методом атомно-силовой микроскопии морфологии поверхности скола монокристалла висмута после выдержки в среде атомарного водорода. Установлено, что в результате воздействия атомарного водорода на плоскости скола возникают нанокристаллические образования. Обсуждаются механизм и особенности перестройки рельефа поверхности. Приведены новые данные по иерархии нанообразований.

Ключевые слова: атомно-силовая микроскопия, поверхность скола, висмут, атомарный водород, наноструктурирование.

Введение

Актуальными задачами современной физики поверхности являются изучение свойств чистых атомарных поверхностей монокристаллов, исследование основных атомных механизмов формирования наноструктур на атомарной поверхности. Особый интерес представляет изучение роли неравновесных процессов в формировании таких систем, поскольку неравновесные процессы нередко сопровождаются явлениями самоорганизации структурных элементов. Динамика процессов самоорганизации в неравновесных системах очень сложна и, хотя во многом неясна, интересна тем, что проявляется в формировании новых физических объектов.

В последнее время проявляется большой интерес к исследованию фрактальных свойств самоорганизующихся структур. Самоорганизация диссипативных структур сопровождается нарушением симметрии исходного состояния системы и может быть охарактеризована величиной фрактальной размерности.

В настоящее время идет усиленный поиск новых технологий и методик, позволяющих создать упорядоченные структуры из нанообъектов. Для создания рельефа на поверхности применяются два основных метода: травление в плазме и жидкостное химическое травление. Опыт показывает, что плазмохимическое воздействие всегда сопровождается формированием некоторой морфологии на атомно чистой поверхности. В данной работе предпринята попытка плазменной обработки в химически активных газовых средах, чтобы модифицировать наноморфологию поверхности кристаллов висмута. С этой целью монокристалл висмута облучался потоком атомарного водорода. Атомарный водород используется для очистки поверхности полупроводников от оксидов, пылевых частиц и органических загрязнений, а также для гидрогенизации приповерхностной области полупроводниковых структур с целью улучшения их электрофизических характеристик. Известно [1], что обработка поверхности материалов приводит к модификации поверхности и образованию наноструктур. Адсорбированный водород воздействует на физические свойства полупроводников [2]. Взаимодействие атомарного водорода с поверхностными фазами металл – кремний приводит к самоорганизации нанокластеров металла [3]. Первые исследования влияния обработки атомарным водородом поверхности скола висмута [4] показали интересные результаты, состоящие в существенной модификации поверхности. В работах [4–7] предложена и обсуждается модель самоорганизации явления. Поэтому круг основных явлений, которые реализуются при взаимодействии атомарного водорода с поверхностью висмута, представляет интерес для дальнейшего исследования. Данная работа посвящена изучению воздействия атомарного водорода на топографию поверхности скола (111) монокристалла висмута. Плоскость скола монокристалла висмута атомарно гладкая, на ней отсутствуют разрывы ковалентных связей, поэтому являются хорошей основой для наблюдения явлений самоорганизации. Основные нарушения атомарной поверхности возможны только в области точечных дефектов и выходов дислокаций.

Результаты исследований

В качестве исследуемой атомарной поверхности использовалась плоскость скола (111) монокристалла висмута, выращенного методом зонной перекристаллизации из исходного материала марки Ви-000, подвергнутого дополнительной зонной очистке. Для предотвращения добавочного дефектообразования использовался электроискровой способ вырезания из слитков монокристаллов образцов необходимых размеров. Непосредственно перед проведением обработки поверхности атомарным водородом образцы механически скалывались по плоскости совершенной спайности после замораживания в жидком азоте. Образцы монокристаллов висмута были подвергнуты исследованиям на предмет отсутствия блоков и двойников. По данным металлографии ямки травления, соответствующие выходам дислокаций на поверхность скола, распределены по поверхности скола монокристалла висмута приблизительно равномерно со средней плотностью 10^9 см^{-2} .

Обработка монокристалла висмута производилась потоком атомарного водорода с чистотой 99.995 %. Диссоциированный на радикалы водород с концентрацией активных частиц 10^{13} – 10^{14} см^{-3} получался в результате высокочастотного электрического разряда. Обработка образцов монокристалла висмута атомарным водородом проводилась в течение различных временных интервалов. Поверхность исследовалась с помощью мультимикроскопа СММ-2000 в АСМ-режиме на воздухе при нормальных условиях в полуконтактном режиме. Использовались Si-кантилеверы марки MSCT-AU с радиусом закругления острия 30 нм (согласно паспортным данным). Типичное АСМ-изображение поверхности скола после обработки в течение 15 мин показано на рис. 1. После обработки атомарным водородом в течение 15 мин произошло изменение топологии поверхности с образованием множества хаотично расположенных округлых выступов, имеющих зернистую структуру со средним латеральным размером до 40 нм.

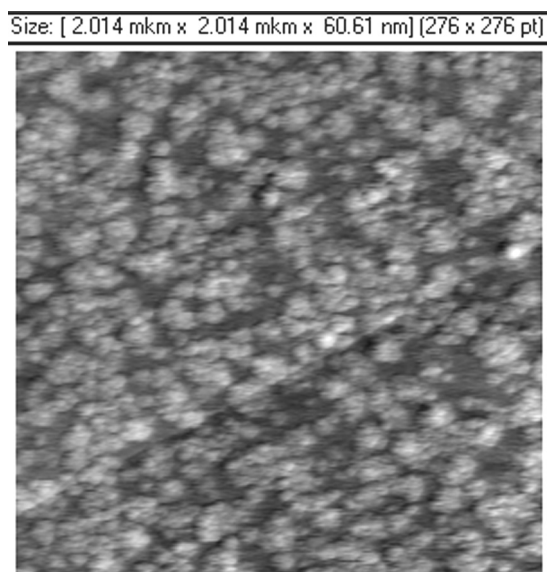


Рис. 1. АСМ-изображение скола после обработки атомарным водородом в течение 15 мин

Высота образований не превышала 50 нм. Средняя шероховатость поверхности составила 5–7 нм, среднеквадратичная шероховатость 7–8 нм. Фурье-анализ показал отсутствие какого-либо порядка расположения объектов на модифицированной поверхности. Фрактальный анализ полученной поверхности показал наличие трех разнородных по морфологии групп объектов. Объекты, размеры которых лежат в интервале 138–1341 нм, представляют собой образования, получаемые при скалывании, – атомарные ступеньки, имеющие минимальную фрактальную размерность 2.000419. Вторая группа объектов, относящаяся к интервалу 43–141 нм, – это образования, полученные в результате обработки поверхности АВ. Эти образования имеют фрактальную размерность 2.005492. Третья группа – объекты, с размерами от 11 до 42 нм с фрактальной размерностью 2.021919.

После обработки атомарным водородом в течение 60 мин происходит существенная модификация структуры поверхности монокристалла висмута. Обнаружено, что на поверхности формируются крупные выступы субмикронных размеров (рис. 2).

Фрактальный анализ обнаружил присутствие четырех разнородных групп объектов. Объекты с размерами в интервале от 500 до 1300 нм представляют собой ступени, получаемые при скалывании кристалла минимальной фрактальной размерностью 2.002219. Вторая группа объектов размером 200–450 нм представляет пирамидальные структуры с фрактальной размерностью 2.002226. Третья группа объектов в интервале размеров 85–200 нм – пирамидальные кристаллические образования с фрактальной размерностью 2.017415. Четвертая группа – объекты, лежащие в интервале размеров от 3 до 84 нм. Это малые пирамидальные образования с фрактальной размерностью 2.032154. Фурье-анализ не выделил какого-либо порядка в расположении объектов на модифицированной поверхности. Средняя шероховатость составляет ~ 15 нм, среднеквадратичная ~ 20 нм.

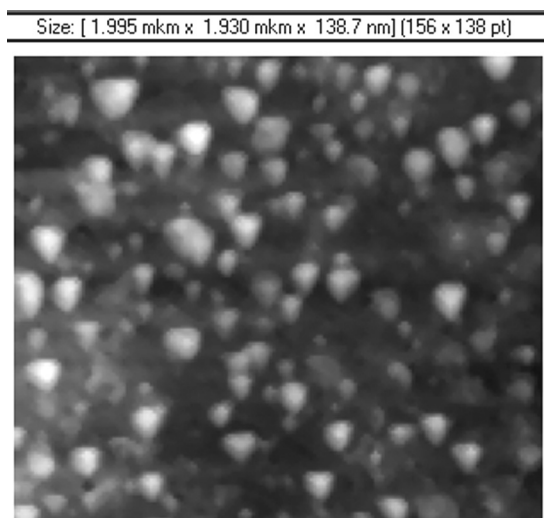


Рис. 2. АСМ-изображение скола после обработки атомарным водородом в течение 60 мин

Анализ распределения образований по диаметрам у основания (рис. 3) показал присутствие двух групп объектов, разнородных по величине диаметра. В первой группе объектов, составляющей 20 % в интервале 13–27 нм, распределение быстро убывает до нуля. Вторая группа от 32–200 нм имеет довольно резкую границу снизу и плавную сверху.

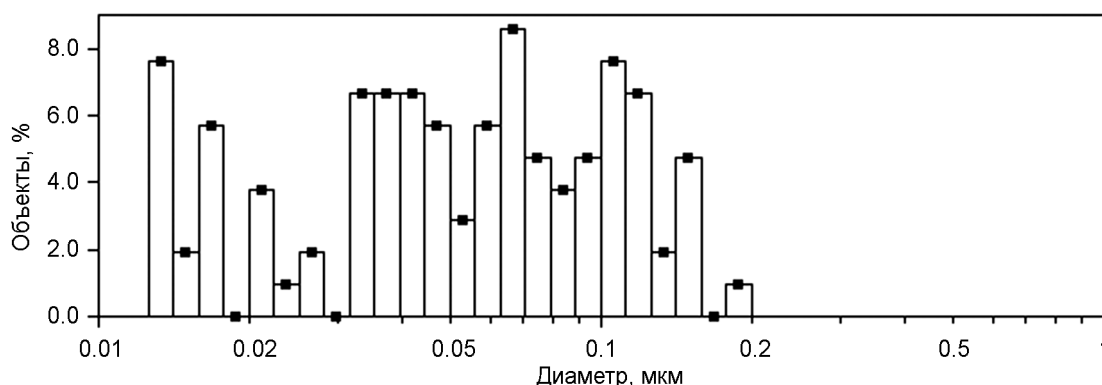


Рис. 3. Дифференциальное распределение образований по диаметрам

Распределение образований по высотам имеет вид кривой с резким максимумом (рис. 4) при 37.6 нм. Доля образований с размерами меньше наиболее вероятного составляет 37 %. Верхняя граница высот составляет 184 нм, что соответствует верхней границе распределения по диаметрам.

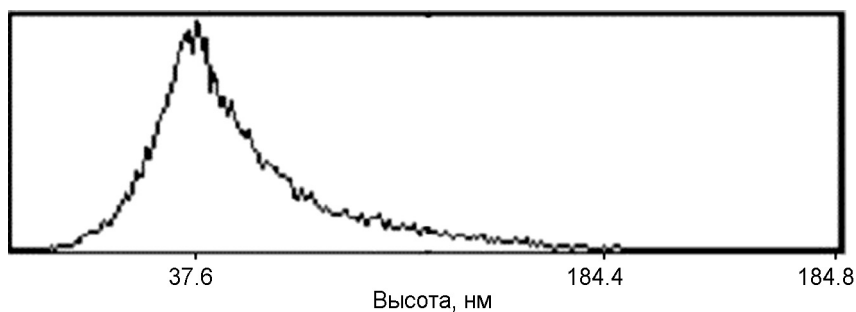


Рис. 4. Распределение образований по высотам

3D-изображение (рис. 5) показывает, что нановыступы в форме одиночных треугольных пирамид и их скоплений расположены на фоне однородного рельефа более мелких нановыступов на поверхности. Одиночные пирамиды с длинами сторон основания 150–200 нм и углами между ними 60° , угол наклона грани пирамиды составляет $\sim 54\text{--}56^\circ$, отвечают реальным граням форм роста кристалла. Некоторые нарушения формы образования связаны с наличием притупления при вершине. Округлая поверхность сложена неизолрованными пирамидами. Помимо пирамид видны треугольные ямки с четким ограничением дна и углом 60° между сторонами их основания. Плотность выступов всех размеров составляет $2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-2}$. Между пирамидами видны треугольные ямки с четким ограничением дна и углом 60° между сторонами основания, по-видимому, являющиеся местами выхода дислокаций.

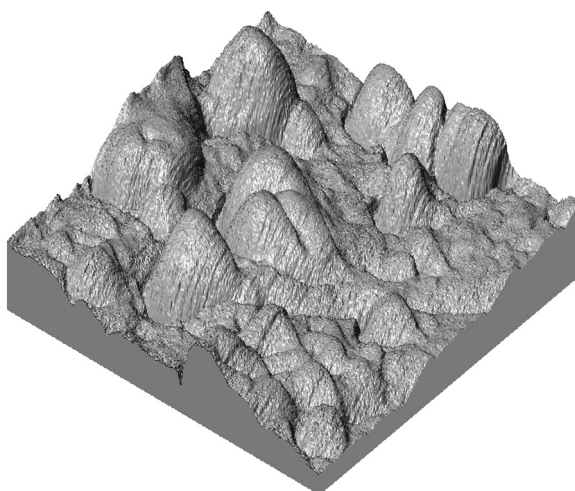


Рис. 5. 3D-изображение структуры участка поверхности монокристалла висмута после облучения атомарным водородом

В данном случае причиной появления образований, подобных фигурам роста, является взаимодействие атомарного водорода с поверхностью монокристалла висмута. Одинаковый наклон боковых граней нановыступов указывает на существование атомных механизмов, играющих основную роль в формировании границы раздела во время самоорганизации атомов на поверхностях (111). Физико-химические процессы, происходящие при взаимодействии поверхности твердых тел с активной газовой средой, сопровождаются активным энергообменом. При рекомбинации атомарного водорода на поверхности кристалла выделяется значительная энергия 4.48 эВ на один акт рекомбинации. Энергия связи атомов висмута составляет 2.15 эВ. Поскольку при передаче энергии рекомбинации одному атому висмута он может получить значительную энергию, то можно предположить, что основным механизмом, ответственным за формирование модифицированной поверхности монокристалла висмута при облучении атомарным водородом, является распыление атомов. Такой механизм образования кратеров, бугорков и ямок при ионной бомбардировке поверхности кристаллов описан в работе [8]. Как отмечается в [9], формирование особенно-

стей структуры поверхности при ионном травлении обусловлено колебаниями скорости распыления поверхности вследствие наличия на ней нерегулярностей и дефектов. Основными дефектами, которые формируются при выращивании монокристаллов висмута, являются дислокации. Поскольку подсчитанная плотность нановыступов составляет по порядку величины $\sim 10^{-9} \text{ см}^{-2}$, то можно предположить основную роль дислокаций в формировании нановыступов на поверхности монокристалла висмута. Влияние структурных дефектов на низкотемпературную диффузию под действием атомарного водорода рассмотрено и в работе [10].

Энергия, выделяющаяся в результате образования молекулярного водорода в случае ее передачи поверхностным атомам, может стимулировать диффузионные процессы в приповерхностных областях полупроводниковых кристаллов, приводить к деградации и распылению кристаллов. Активированные атомы кристалла могут мигрировать вдоль поверхности. Распыленные атомы висмута, осаждаясь на поверхность кристалла, теряют одну степень свободы, также могут мигрировать по поверхности. Поверхностная диффузия является структурно чувствительным процессом. Мигрирующие атомы будут встраиваться в решетку в положениях, наиболее энергетически выгодных. Благодаря этим процессам происходит модификация поверхности монокристалла. Известно, что существует прямая связь между скоростями роста и растворения кристалла. Именно поэтому образования на поверхности монокристалла напоминают фигуры роста висмута. Наноструктуры можно создавать либо «снизу» путем выращивания с помощью исходной нанозатравки, либо «сверху» путем дисперсии макроскопического кристалла. В том случае, когда наноструктуры образуются на поверхности кристалла, возможны оба пути одновременно. На поверхности кристалла всегда найдутся нанозатравки, на которых будет агрегироваться нанокристалл. В связи с этим появляется задача поиска причин возникновения мест локализации процессов самоорганизации на поверхности облучаемого материала. Материал для строительства используется с соседних участков, которые подвергаются разрушению. Такими участками могут быть места выхода дислокаций на поверхность кристалла.

Эволюция поверхности твердых тел под действием ионной бомбардировки подробно рассмотрена с помощью компьютерного моделирования методом статистических испытаний [11]. Как показано в [4], качественно временная зависимость среднеквадратичной высоты выступов подобна рассчитанным временным изменениям высоты конуса в работе [11]. Понимание механизма процессов, происходящих на поверхности скола монокристалла висмута, не является единственным результатом исследования. Обработка монокристаллов висмута в среде атомарного водорода открывает новые возможности модификации электронной поверхностной структуры кристаллов, что выявляет новые возможности для создания веществ и материалов с заданными физико-химическими свойствами.

Заключение

В работе представлены результаты по исследованию атомно-силовым методом поверхности монокристалла висмута после обработки атомарным водородом. При этом наблюдается следующее:

- изменение морфологии поверхности монокристалла висмута;
- установлено селективное распыление поверхности кристалла висмута;
- установлено, что процесс модификации поверхности зависит от длительности облучения;
- воздействие атмосферы атомарного водорода приводит к появлению ансамбля нановыступов в форме треугольных пирамид;
- увеличение продолжительности обработки атомарным водородом привело к увеличению толщины распыленного слоя и соответственно увеличению высоты наноструктур наряду с возрастанием разброса по высоте;
- обнаружена иерархия наноструктурных элементов.

Таким образом, обработка монокристаллов висмута в среде атомарного водорода открывает новые возможности модификации поверхностной структуры монокристаллов, изменяя ее оптические свойства и делая ее химически активной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черныш В.С., Патракеев А.С., Солдатов Е.С. и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2007. – № 12. – С. 25.

2. Жавжаров Е.Л., Матюшин В.М. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2004. – № 12. – С. 36.
3. Оура К., Лифшиц В.Г., Саранин А.А. и др. Введение в физику поверхности. – М.: Наука, 2006. – 490 с.
4. Марков О.И., Хрипунов Ю.В. и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2013. – № 1. – С. 76–79.
5. Марков О.И., Хрипунов Ю.В. // Труды Пятого Междунар. междисциплинар. симп. «Физика поверхностных явлений, межфазных границ и фазовые переходы» (ФПЯ и ФП). – Нальчик, 2015. – С. 154–156.
6. Markov O.I., Khripunov Yu.V., and Gribanov E.N. // Сб. докл. IV Междунар. конф. «Мезоскопические структуры в фундаментальных и прикладных исследованиях». – Новосибирск: НГТУ, 2017. – С. 56–59.
7. Markov O.I. and Khripunov Yu.V. // Proceedings of the 14th Sino-Russia Symposium on Advanced Materials and Technologies. – China, 2017. – P. 658–663.
8. Сангвал К. Травление кристаллов: Теория, эксперимент, применение. – М.: Мир, 1990. – 492 с.
9. Зимин С.П., Горлачев Е.С., Герке М.Н. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2007. – Т. 50. – № 11. – С. 90.
10. Сотников В.М. // Изв. РАН. Сер. физич. – 2008. – Т. 72. – № 5. – С. 636.
11. Матюшин В.М., Полеха Д.А. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2007. – № 10. – С. 93.

Поступила в редакцию 13.09.19.

Орловский государственный университет им. И.С. Тургенева, г. Орел, Россия

Марков Олег Иванович, д.ф.-м.н., доцент, зав. каф. экспериментальной и теоретической физики ОГУ им. И.С. Тургенева, e-mail: O.i.markov@mail.ru;

Хрипунов Юрий Вадимович, к.ф.-м.н., доцент каф. экспериментальной и теоретической физики ОГУ им. И.С. Тургенева, e-mail: phyrexia@yandex.ru.

УДК 621.373.826

DOI: 10.17223/00213411/62/11/178

С.В. АЛЕКСЕЕВ, Ю.М. АНДРЕЕВ, В.Ф. ЛОСЕВ, Д.М. ЛУБЕНКО

МОДЕРНИЗАЦИЯ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ THL-100 ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ МОЩНОГО ТГц-ИЗЛУЧЕНИЯ *

Представляются результаты исследований параметров гибридной лазерной системы видимого диапазона THL-100, направленных на ее модернизацию с целью получения предельных параметров, необходимых для накачки нелинейных кристаллов и получения рекордных мощностей ТГц-излучения. Лазерная система состоит из Ti:Sa-стартового комплекса «Старт-480М» и фотодиссоционного XeF(C-A)-усилителя с апертурой 24 см. После модернизации стартовый комплекс обеспечивает спектрально ограниченный импульс излучения 60 фс на первой гармонике (950 нм) при энергии 25 мДж, а на второй гармонике (475 нм) – 50 фс при энергии 10 мДж. В случае положительно chirпированного импульса с длительностью 50 пс энергия на второй гармонике составляет 3 мДж. При увеличении в XeF(C-A)-усилителе отрицательно chirпированного импульса излучения на длине волны 475 нм с длительностью 1.8 пс достигается мощность 40 ТВт, а максимальная энергия 2 Дж. При усилении положительно chirпированного импульса с длительностью 50 пс реализуется наибольшая энергия 3 Дж.

Ключевые слова: гибридная лазерная система, газовый усилитель, фемтосекундный комплекс, вторая гармоника, энергия излучения, лазерный пучок.

Введение

Источники терагерцового (ТГц) излучения представляют огромный интерес благодаря широким возможностям их использования для научных исследований и прикладных задач. Этому способствуют высокая проникающая способность ТГц-излучения, высокая информативность спектров в ТГц-диапазоне и безопасность низкоэнергетических квантов ТГц-излучения для живой природы. Особый интерес в последнее время вызывают исследования в области создания мощных источников широкополосного ТГц-излучения для исследования спектральных свойств различных объектов, для одновременного зондирования многих газовых компонентов атмосферы, для проведения исследований процессов в области нелинейной оптики ТГц-диапазона и т.д. [1–6]. Однако существующие мощные источники (лазеры на свободных электронах) слишком габаритны и малодоступны для исследователей, а другие источники (оптические выпрямители, квантовокаскадные лазеры, узкополосные перестраиваемые даун-конверторы) слишком маломощны и имеют низкие эксплуатационные характеристики, поэтому непригодны для решения рассматриваемых перспективных задач.

В ИСЭ СО РАН (г. Томск) в последние годы ведутся исследования возможностей создания мощных и надежных источников ТГц-излучения, как широкополосных, так и узкополосных, перестраиваемых в широком спектральном диапазоне [7–14]. Источники планируется создавать методами нелинейной кристаллооптики. Данные источники будут основаны на новых и ранее не использованных в ТГц-технике нелинейных средах с оригинальным сочетанием оптических свойств и неординарно мощной накачки, в том числе видимого диапазона спектра. В качестве нелинейных сред планируется использовать высокостойкие оксидные нелинейные кристаллы (НК), а в качестве накачки – уникальную гибридную лазерную систему THL-100, состоящую из импульсно-периодического фемтосекундного Ti:Sa-лазерного комплекса с удвоителем частоты и газового усилителя на молекулах XeF(C-A). Для накачки нелинейных кристаллов требуется иметь широкий диапазон параметров лазерного излучения как по длительности импульса, так и по его энергии.

Настоящая работа посвящена модернизации лазерной системы THL-100 с целью получения необходимых параметров лазерного излучения для накачки НК. В работе описывается лазерная система THL-100 и приводятся полученные на ней результаты.

Лазерная система THL-100

Лазерная система THL-100 включает Ti:сапфировый фемтосекундный стартовый комплекс «Старт-480М», изготовленный фирмой «Авеста-Проект», и фотодиссоционный XeF(C-A)-

* Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда по проекту №19-19-00241.

усилитель, разработанный и созданный в ИСЭ СО РАН (г. Томск) совместно с ФИАН (г. Москва) [15–21]. Комплекс состоит из следующих узлов: Ti:сапфирового задающего генератора фемтосекундных импульсов с непрерывным лазером накачки (Verdy-8) на длине волны 532 нм, решеточного стретчера, регенеративного и двух многопроходных усилителей с импульсно-периодическими лазерами накачки на длине волны 532 нм, компрессора на дифракционных решетках и генератора второй гармоники (ВГ) на основе кристалла КДП первого типа толщиной 2 мм. Лазерная система может работать по двум оптическим схемам. В первой схеме вторая гармоника формируется в стартовом комплексе при фемтосекундной длительности импульса основной частоты после решеточного компрессора. Далее импульс излучения удлиняется в призмменном паре до 1–2 пс за счет отрицательной дисперсии групповых скоростей и усиливается в XeF(C-A)-усилителе. Выходной пучок может обратно сжиматься до фемтосекундной длительности в компрессоре за счет двойного прохода коллимированного пучка диаметром 20 см через три пластины из плавленного кварца толщиной 4 см, расположенных под углом Брюстера. Потери энергии излучения в компрессоре не превышают 2 %.

Во второй схеме излучение на длине волны 950 нм, усиленное в многопроходных усилителях стартового комплекса, направляется на нелинейный кристалл, минуя выходной компрессор. После преобразования во вторую гармонику пучок с помощью зеркального телескопа увеличивается в диаметре и направляется в XeF(C-A)-усилитель. При этом, как и в первой схеме, для геометрического согласования с многопроходной схемой усилителя пучку придается небольшой угол расхождения.

XeF(C-A)-усилитель возбуждается ВУФ-излучением электронно-пучкового конвертера, преобразующего энергию электронных пучков в излучение ксенона на длине волны 172 нм. Это излучение через окна, изготовленные из CaF_2 , заходит в лазерную кювету со смесью $\text{N}_2\text{--XeF}_2$. В результате фотодиссоциации паров XeF_2 образуются возбужденные молекулы XeF(C) , которые высвечиваются при переходе в состояние (A). Усиление происходит на 33 проходах по активной среде усилителя за счет отражения от 32 зеркал с постепенно увеличивающимся диаметром, установленных внутри лазерной камеры по периметру внутренних фланцев лазерной кюветы. Коэффициент отражения зеркал находится в диапазоне 99.5–99.7 %. Для снижения влияния дифракции пучка на краях зеркал в усилителе на его входе располагается зубчатая диафрагма с внутренним диаметром 13 мм и отношением высоты зуба к шагу $h/d = 7$, которая вырезает центральную часть гауссова пучка по уровню e^2 и приводит к более резкому спаду интенсивности на его краях. За счет угла расхождения пучок постоянно увеличивается в диаметре с 15 мм (на входе) до 60 мм (на предпоследнем зеркале). Предпоследнее выпуклое зеркало ($R = 5$ м) направляло пучок на плоское зеркало диаметром 100 мм, расположенное на оптической оси. После отражения от этого зеркала пучок распространялся по оптической оси кюветы и выводится наружу с диаметром 120 мм и углом расхождения 24 мрад.

Модернизация THL-100 осуществлялась за счет замены многих оптических элементов, параметры которых за счет их длительной эксплуатации уже не отвечали необходимым требованиям. В связи с этим параметры излучения существенно снизились. Методики измерения параметров лазерных пучков подробно описаны в предыдущих публикациях авторов [15–21].

Экспериментальные результаты

Поскольку для исследования условий генерации ТГц-излучения требуются различные параметры излучения накачки (длительность импульса, энергия, мощность, спектральный состав), то на это было обращено особое внимание. Для этого мы использовали две оптические схемы лазерной системы. Для использования лазерного пучка очень важна его однородность по интенсивности и высокая направленность. В связи с этим были найдены условия для формирования в стартовом комплексе гауссова пучка как на первой, так и на второй гармониках (рис. 1). Его расходимость была близка к дифракционной ($M^2 = 1.2$). Энергия основной частоты в стартовом комплексе до компрессора была увеличена с 12 до 30 мДж. В случае преобразования

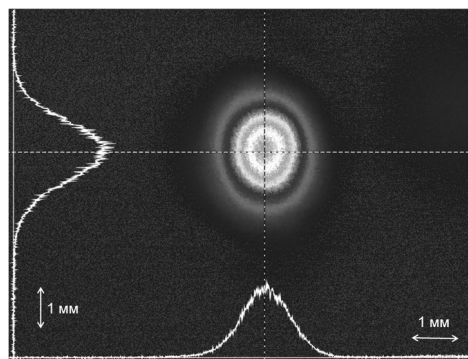


Рис. 1. Распределение интенсивности излучения на второй гармонике

этого излучения после компрессора (при спектрально ограниченном импульсе) на ВГ ее энергия составляла 10 мДж при длительности 50 фс. За счет изменения расстояния между решетками компрессора стартового комплекса мы могли обеспечивать отрицательный или положительный чирп импульса излучения основной частоты. При этом длительность ВГ могла изменяться от 50 до 700 фс. Следует отметить, что при удлинении импульса накачки эффективность ВГ снижалась. Так, в случае преобразования импульса излучения основной частоты с длительностью 100 пс на полувывоте амплитуды (вторая схема) эффективность преобразования снижается в 3–4 раза и энергия ВГ была 3 мДж при длительности импульса 50 пс (рис. 2 и 3).

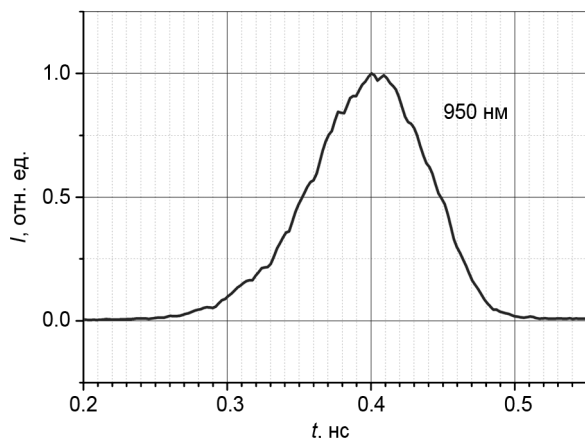


Рис. 2. Форма импульса излучения на первой гармонике

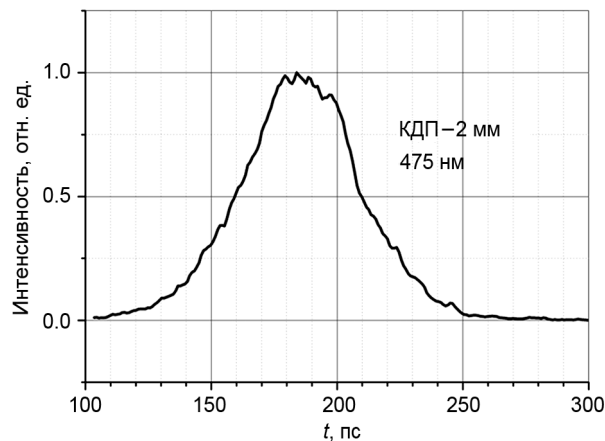


Рис. 3. Форма импульса излучения на второй гармонике

Для повышения энергии и мощности лазерного пучка ВГ использовался XeF(C-A)-усилитель. Усиление пучка ВГ по первой оптической схеме после придания ему в выходном компрессоре отрицательного чирпа (700 фс) и далее в призмной паре его увеличение до длительности 1.8 пс показало, что при входной энергии в усилитель 50–80 мкДж выходная энергия составляла 1–1.2 Дж. При этом в нелинейном кристалле происходило уширение спектра ВГ примерно в 1.5 раза. Поэтому после компрессии усиленного импульса излучения в стеклянном компрессоре его длительность была 29.4 фс (рис. 4). Это соответствует мощности лазерного пучка 40 ТВт.

При увеличении длительности импульса ВГ до 2.4 пс и энергии пучка до 1–2 мДж была получена выходная энергия 2 Дж. Однако сделать рекомпрессию этого пучка до фемтосекундной длительности не позволяли нелинейные эффекты в стеклянном компрессоре.

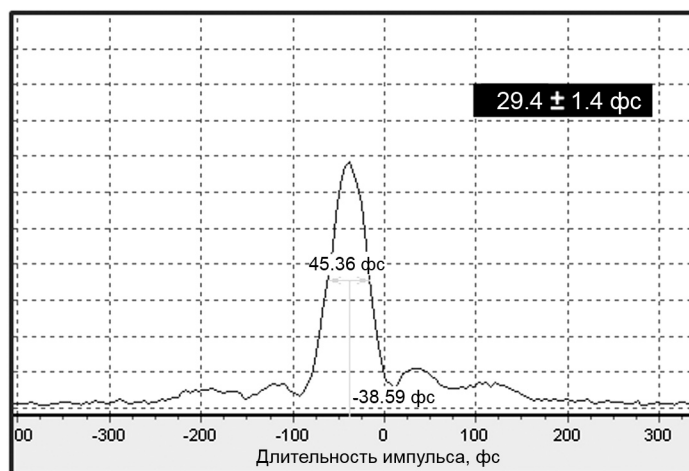


Рис. 4. Автокорреляционная функция усиленного импульса излучения

Наибольшая энергия усиленного пучка в XeF(C-A)-усилителе 3 Дж была получена при работе по второй оптической схеме. При этом наблюдалась достаточно хорошая однородность энергии излучения по сечению 11 пучка (рис. 5).

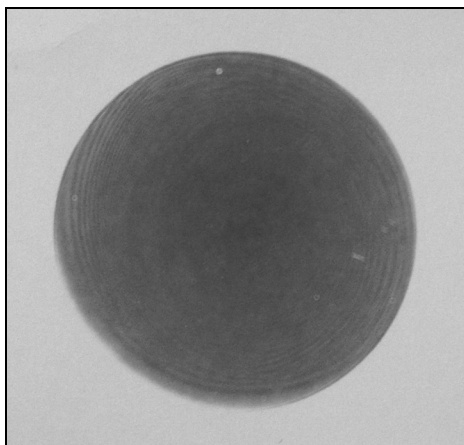


Рис. 5. Автограф усиленного в XeF(C-A)-усилителе пучка при длительности 50 пс и энергии 3 Дж

Заключение

Таким образом, в результате модернизации лазерной системы получены следующие параметры излучения. На первой гармонике (950 нм): длительность импульса 60–700 фс, 100 пс, энергия 1–30 мДж. На второй гармонике (475 нм): длительность импульсов 50–700 фс, 2 пс, 50 пс, энергия 1–10 мДж. В обоих случаях частота следования импульсов 10 Гц. На выходе газового усилителя в режиме одиночных импульсов получен лазерный пучок с энергией 3 Дж при длительности импульса 50 пс и 1–1.2 Дж при длительности импульса 2 пс. Выходная мощность лазерного пучка повышена с 14 до 40 ТВт.

Весь набор лазерных пучков, которые приведены выше, планируется использовать в экспериментах для накачки новых нелинейных кристаллов и генерации ТГц-излучения. Для достижения высокой мощности генерации ТГц-излучения будут использованы субдециметровые образцы НК, а также, после исследования оптических свойств и выяснения возможностей применимости, образцы полупроводниковых и оксидных НК, таких, как чистый и легированный GaSe, LBO, ВВО и т.д.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stepanov A.G., Henin S., Petit Y., and et al. // Appl. Phys. B. – 2010. – V. 101. – P. 11–14.
2. Fülöp J.A., Pálfalvi L., Klingebiel S., and et al. // Opt. Lett. – 2012. – V. 37. – No. 4. – P. 557–559.
3. Hoffmann M.C. and Fülöp J.A. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2011. – V. 44. – P. 083001.
4. Zhang X.-C. and Xu J. Introduction in THz Wave Photonics. – N.Y.: Springer, 2010. – 246 p.
5. Ding Y.J. // J. Opt. Soc. Am. B. – 2014. – V. 31. – No. 11. – P. 2696–2711.
6. Antsygin V.D., Mamrashev A.A., Nikolaev N.A., et al. // Opt. Commun. – 2013. – V. 309. – P. 333–337.
7. Antsygin V.D., Losev V.F., Mamrashev A.A., et al. // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 2016. – V. 52. – No. 4. – P. 374–380.
8. Andreev Yu.M., Naftaly M., Molloy J.F., et al. // Laser Phys. Lett. – 2015. – V. 12. – No. 11. – P. 115402.
9. Анцыгин В.Д., Лосев В.Ф., Мамрашев А.А. и др. // Автометрия. – 2016. – Т. 52. – № 4. – С. 71–78.
10. Лубенко Д.М., Лосев В.Ф., Андреев Ю.М. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 7/2. – С. 144–148.
11. Кононова Н.Г., Кох А.Е., Кох К.А. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 8. – С. 164–171.
12. Лубенко Д.М., Лосев В.Ф., Андреев Ю.М. и др. // Известия РАН. Сер. физич. – 2019. – Т. 83. – № 3. – С. 311–315.
13. Николаев Н.А., Андреев Ю.М., Кононова Н.Г. и др. // Квантовая электроника. – 2018. – Т. 48. – № 1. – С. 19–21.
14. Лубенко Д.М., Лосев В.Ф., Андреев Ю.М., Ланский Г.В. // Известия РАН. Сер. физич. – 2017. – Т. 81. – № 10. – С. 1376–1381.
15. Алексеев С.В., Аристов А.И., Иванов Н.Г. и др. // Квантовая электроника. – 2012. – Т. 42. – № 5. – С. 377–378.
16. Алексеев С.В., Иванов М.В., Иванов Н.Г. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 12/2. – С. 101–105.

17. Losev V.F., Alekseev S.V., Ivanov N.G., et al. // Изв. вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 11/3. – С. 277–281.
18. Алексеев С.В., Аристов А.И., Грудцын В.Я. и др. // Квантовая электроника. – 2013. – Т. 43. – С. 190–200.
19. Alekseev S.V., Aristov A.I., Ivanov N.G., et al. // Laser and Particle Beams. – 2013. – V. 31. – No. 1. – P. 17–21.
20. Алексеев С.В., Иванов М.В., Иванов Н.Г. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2015. – Т. 58. – № 8. – С. 50–54.
21. Иванов Н.Г., Иванов М.В., Лосев В.Ф., Ястремский А.Г. // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 7. – С. 65–73.

Поступила в редакцию 13.09.19.

Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

Алексеев Сергей Владимирович, мл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: darok@sibmail.com;
Андреев Юрий Михайлович, д.ф.-м.н., гл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: yuandreev@yandex.ru;
Лосев Валерий Федорович, д.ф.-м.н., зав. лабораторией ИСЭ СО РАН, e-mail: losev@ogl.hcei.tsc.ru;
Лубенко Дмитрий Михайлович, мл. науч. сотр. ИСЭ СО РАН, e-mail: lubenkodm@gmail.com.