



## 4-Физика плазмы, плазменная техника и технологии

Авдеев Сергей Михайлович, аспирант  
Томский Государственный Университет, радиофизический  
**Обработка плазмой атмосферного давления контаминированных *Escherichia coli* поверхностей**  
Научный руководитель: Соснин Эдуард Анатольевич, к.ф.-м.н.  
E-mail: [semiavd@mail.ru](mailto:semiavd@mail.ru) стр. 181

Амренова Асем Уахитовна, аспирант  
Казахский Национальный Университет, физический  
**Основные электротехнические характеристики и энерговыделение в коаксиальном плазменном ускорителе**  
Научный руководитель: Баимбетов Фазылхан Баимбетович, Жукешов Ануар Муратович, д. ф - м. н., к. ф - м. н.  
E-mail: [Amrenova\\_assem@mail.ru](mailto:Amrenova_assem@mail.ru) стр. 182

Баландин Василий Николаевич, аспирант 1 года  
Рязанская Государственная Сельскохозяйственная Академия, инженерный  
**Определение фактического состояния моторного масла в процессе эксплуатации ДВС**  
Научный руководитель: Пащенко Василий Михайлович, д.б.н.  
E-mail: [phisik@mail.ryazan.ru](mailto:phisik@mail.ryazan.ru) стр. 183

Белозёров Дмитрий Михайлович, 4 курс  
Петрозаводский Государственный Университет, физико-технический  
**Исследование характеристик плазменной струи, генерируемой микроплазматроном с жидкометаллическим анодом.**  
Научный руководитель: Гостев Валерий Анатольевич, к.ф.-м.н.  
E-mail: [Alex@onego.ru](mailto:Alex@onego.ru) стр. 184

Гаджиев Махач Хайрудинович, м.н.с.  
Дагестанский Государственный Университет, физический  
**Заселение возбужденных состояний атомов гелия в процессе формирования волны ионизации**  
Научный руководитель: Курбанисмаилов В.С., к.ф.-м.н.  
E-mail: [makhach@mail.ru](mailto:makhach@mail.ru) стр. 185

Гаджиев Махач Хайрудинович, м.н.с.  
Дагестанский Государственный Университет, физический  
**Формирование ускоренных электронов в прикатодной области объемного разряда в гелии**  
Научный руководитель: Курбанисмаилов В.С., к.ф.-м.н.  
E-mail: [makhach@mail.ru](mailto:makhach@mail.ru) стр. 186

Галов Александр Сергеевич, 3 курс  
Петрозаводский Государственный Университет, физико-технический  
**Инжектор на основе жидкостного микроплазматрона для плазмохимического реактора**  
Научный руководитель: Гостев Валерий Анатольевич, к.ф.-м.н.  
E-mail: [suhona@karelia.ru](mailto:suhona@karelia.ru) стр. 187

Гиниятова Шолпан Гиниятовна, аспирант  
Казахский Национальный Университет, физический  
**О псевдопотенциальной модели взаимодействия частиц плотной квазиклассической плазмы**  
Научный руководитель: Баимбетов Фазылхан Баимбетович, д.ф.-м.н.  
E-mail: [giniyatova@fromru.com](mailto:giniyatova@fromru.com) стр. 188

Евтушенко Антон Борисович, 2 курс  
Новосибирский Государственный Университет, физический  
**Особенности исследования ионного тока в тлеющем разряде**  
Научный руководитель: Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.  
E-mail: [ragnar@gorodok.net](mailto:ragnar@gorodok.net) стр. 190

Игнахин Владимир Станиславович, 3 курс  
Петрозаводский Государственный Университет, физико-технический  
**Получение и исследование низкотемпературного плазменного спрея**  
Научный руководитель: Гостев Валерий Анатольевич, к.ф.-м.н.  
E-mail: [art101@mail.ru](mailto:art101@mail.ru) стр. 191

Качко Александр Станиславович, 2 курс  
Новосибирский Государственный Университет, физический  
**Установка для исследования ионного тока в тлеющем разряде**  
Научный руководитель: Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.  
E-mail: [ragnar@gorodok.net](mailto:ragnar@gorodok.net) стр. 192

Коваль Илья Юрьевич, 4 курс  
Новосибирский Государственный Университет, физический  
**Исследование электрофизических характеристик электрической дуги в плазмотроне с жидкометаллическими электродами**  
Научный руководитель: Предтеченский Михаил Рудольфович, чл.-корр. РАН  
E-mail: [ki1308@gorodok.net](mailto:ki1308@gorodok.net) стр. 193

Матвеев Александр Иванович, доцент  
Таганрогский Государственный Радиотехнический Университет, естественно - гуманитарный  
**Дисперсия ленгмюровской волны в слабонеоднородной плазме с положительным градиентом концентрации**  
E-mail: [physics@egf.tsure.ru](mailto:physics@egf.tsure.ru) стр. 193

Рамазанов Сиражудин Абдуллаевич, аспирант 3 года  
Дагестанский Государственный Университет, физический  
**Качественные закономерности взаимодействия электронных лавин**  
Научный руководитель: Кишов М.-Р.Г., д.ф.-м.н.  
E-mail: [adad@mail.ru](mailto:adad@mail.ru) стр. 195

Смовж Дмитрий Владимирович, магистрант 2 года  
Новосибирский Государственный Университет, физический  
**Электрофорез углеродных нанотрубок в плазме газового разряда с полым катодом**  
Научный руководитель: Нерушев Олег Алексеевич, к.ф.-м.н.  
E-mail: [smovzh@gorodok.net](mailto:smovzh@gorodok.net) стр. 196

Филимонова Софья Владимировна, аспирант 2 года  
Ростовский Государственный Университет, НИИ физики  
**Исследование спектрального состава плазмы при напылении пленок Y-Ba-Cu-O в емкостном ВЧ разряде**  
Научный руководитель: Толмачев Геннадий Николаевич, к.ф.-м.н.  
E-mail: [sophfil@mail.ru](mailto:sophfil@mail.ru) стр. 197

Филимонова Софья Владимировна, аспирант 2 года  
Ростовский Государственный Университет, НИИ физики  
**Исследование особенностей поведения интенсивностей линий иона кислорода при напылении пленок сложных оксидов**  
Научный руководитель: Толмачев Геннадий Николаевич, к.ф.-м.н.  
E-mail: [sophfil@mail.ru](mailto:sophfil@mail.ru) стр. 197

Чепкасов Сергей Юрьевич, 5 курс  
Новосибирский Государственный Технический Университет, физико-технический  
**Исследование ионного источника на основе тлеющего разряда**  
Научный руководитель: Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.  
E-mail: [Vodafonefl@ngs.ru](mailto:Vodafonefl@ngs.ru) стр. 198

Шахсинов Гаджи Шабанович, аспирант  
Дагестанский Государственный Университет, физический  
**Формирование импульсов оптического излучения в высоковольтных наносекундных разрядах в режиме формирования двух встречных высокоскоростных волн ионизации**  
Научный руководитель: Ашурбеков Назир Ашурбекович, д.ф.-м.н.  
E-mail: [gadz@bk.ru](mailto:gadz@bk.ru) стр. 199

## Обработка плазмой атмосферного давления контаминированных *Escherichia coli* поверхностей

Авдеев Сергей Михайлович

Кузнецова Евгения Анатольевна, Соснин Эдуард Анатольевич

Томский Государственный Университет

Соснин Эдуард Анатольевич, к.ф.-м.н.

[semiavd@mail.ru](mailto:semiavd@mail.ru)

Начиная с 1990-х г. ведётся поиск новых способов низкотемпературной стерилизации, обеспечивающих высокий уровень дезинфекции. Хотя традиционные термические и химические методы стерилизации хорошо освоены и широко практикуются, все же существует потребность в более быстрых по времени и менее агрессивных, для обрабатываемых поверхностей, методов стерилизации. Так, например, химические растворы, используемые для стерилизации, как правило, токсичны. Кроме термических и жидкостных способов стерилизации используют ионизирующее излучение, высоковольтные импульсные поля, УФ-излучение и плазму. Настоящая работа посвящена изучению бактерицидного воздействия плазмы на микроорганизмы, на примере тест-культуры *Escherichia coli* (музейный штамм из Американской национальной академии, серийный номер K12 ATCC 25922).

Плазма является сложной, многокомпонентной системой, включающей излучение плазмы, заряженные частицы и электронейтральные частицы, являющиеся, тем не менее, химически активными (радикалы, возбужденные атомы и молекулы). Таким образом, плазма выступает одновременно и как источник излучения, часть которого обладает бактерицидными свойствами, и как химически активная среда. К сожалению, несмотря на большое количество исследований влияния плазмы на микроорганизмы, до последнего времени почти не было исследований, позволяющих оценить действие различных компонентов плазмы на микроорганизмы, исключением является работа [1]. Особый интерес вызывает плазма атмосферного давления, поскольку инициация разряда в подобных условиях позволяет реализовать относительно простые установки для стерилизации или, например, фильтров очистки воздуха.

Причина выбора тест-культуры *E. Coli*, в качестве объекта воздействия, обусловлена тем, что данный вид микроорганизмов проявляет самую низкую чувствительность среди энтеробактерий к разного рода воздействиям, а потому считается важным тест-объектом для оценки санитарно-эпидемиологического состояния окружающей среды. Штаммы культивировали в мясопептонном агаре при температуре 4<sup>0</sup>С. В предварительных опытах на основе метода кратных разведений нами была определена оптимальная для опытов концентрация микробной взвеси. В рамках основного эксперимента проводили облучение зараженных бактериальной культурой поверхностей.

В качестве источника плазмы использовался высокочастотный разряд на воздухе при атмосферном давлении. Разряд зажигался в промежутке между высоковольтным и заземленным электродами, в микробиологическом боксе. Длина разрядного промежутка составляла 5 мм. Генератор создавал высоковольтные импульсы с частотой 122 кГц. Плазма зажигалась на различных расстояниях 0.7 и 2.7 см соответственно от подложки, на которую наносился слой бактерий с известной концентрацией. В ходе облучения подложка перемещалась под областью так, чтобы обеспечивалось равномерное облучение всей поверхности. Время обработки фиксировалось. После облучения, подложки выдерживали в термостате при температуре 37<sup>0</sup>С в течение 2 суток. На третьи сутки проводили подсчет колоний микроорганизмов, чтобы судить об эффективности стерилизации. Эксперимент проводился с использованием металлической сетки, кварцевой пластинки и светофильтра ПС-11, которые помещались в промежутке между разрядом и обрабатываемой поверхностью. Металлическая сетка применялась для устранения заряженных частиц, как одного из компонент плазмы, который наряду с УФ-излучением и химически активными частицами оказывают бактерицидное воздействие. Кварцевая пластинка и светофильтр ПС-11 использовались для пропуска только УФ-излучения и для выделения различных полос УФ-излучения соответственно.

Результаты проведенных экспериментов позволяют заключить, что, ключевыми факторами стерилизующего действия плазмы атмосферного давления в наших условиях на бактериальные культуры являются ультрафиолетовое излучение с  $200 < \lambda < 220$  нм и электронейтральные химически активные частицы. Оценка эффективности воздействия указанной полосы УФ-излучения обусловлена тем, что в данной полосе частот лежит основной максимум сечения инактивации ДНК микроорганизмов. Последнее особенно интересно, так как интенсивность излучения плазмы в полосе  $200 < \lambda < 220$  нм составляет около 7%, в то время как основной бактерицидный эффект приходится именно на эту полосу частот. Последнее было показано благодаря использованию светофильтра ПС-11, который пропускает УФ-излучение в полосе  $220 < \lambda$  нм.

Поскольку при атмосферном давлении скорость рекомбинации таких частиц и поглощение излучения на  $\lambda < 200$  нм высоки, то наилучшим решением для оптимизации воздействия плазмы на подложку было бы использование технологии плазменной иглы [2, 3], в которой нетермическая плазма зажигается прямо на зараженную подложку. Этим обеспечивается лучший транспорт коротковолнового излучения и химически

активных частиц к подложке. Однако, эта технология нуждается в оптимизации. Поэтому в дальнейшем, учитывая различия в строении и чувствительности микроорганизмов, необходимо провести исследования стерилизующего действия плазмы на споры и живые клетки.

Список публикаций:

[1] Солошенко А.И., Циолко В.В., Хомич В.А. и др., *Физика плазмы*, Т.26, №9, с. 845, (2000).

[2] Stoffels E., Kieft I.E., Sladek R.E.J., *J. Phys. D. Appl. Phys.*, V.36, P. 2908, (2003).

[3] Sosnin E.A., Stoffels E., Erofeev M.V., Kieft I.E., Kuntz S.E., *IEEE Transactions on Plasma Science.*, V.32, №4, P.1544, (2004)

## Основные электротехнические характеристики и энерговыделение в коаксиальном плазменном ускорителе

*Амренова Асем Уахитовна*

*Казахский Национальный Университет*

*Баимбетов Фазылхан Баимбетович, д.ф.-м.н., Жукешов Ануар Муратович, к.ф.-м.н.*

*[Amrenova\\_assem@mail.ru](mailto:Amrenova_assem@mail.ru)*

Измерение разрядного тока и напряжения на электродах.

Для развития направления прикладных физических исследований, связанных с промышленным применением импульсного плазменного потока в инженерии поверхности материалов, необходимо исследование процессов ускорения в импульсных коаксиальных ускорителях. В связи с этим, ставится задача определения электротехнических и энергетических параметров плазмы, генерируемой в импульсной коаксиальном ускорителе.

Разрядный ток на коаксиальном плазменном ускорителе (КПУ) измерялся поясом Роговского с  $RL$  - интегрированием, в этом случае выходные напряжение с пояса

$$U(t) = \frac{R}{n} I(t),$$

где  $n = 140$  - число витков, намотанных на ферритовое кольцо, нагрузочное сопротивление  $R = 1 \text{ Ом}$ . Напряжение на электродах измерялось при помощи емкостного делителя  $Д6 - 2$ . Сигналы с пояса и делителя по коаксиальным кабелям  $РК - 75$  подавались на вход запоминающих осциллографов  $С8 - 11$  и  $С8 - 14$ .

Максимальная амплитуда разрядного тока составила  $I = 51.4 \text{ кА}$  при работе от батареи конденсаторов емкостью  $C_0 = 600 \text{ мкФ}$ , заряжаемой до напряжения  $U_0 = 4.5 \text{ кВ}$ . Период разряда  $T = 125 \text{ мкс}$ .

Для калориметрических измерений применялся алюминиевый стакан диаметром  $8 \text{ мм}$  и высотой  $20 \text{ мм}$ . Изменение температуры стакана регистрировалось хромель-копелевой термопарой. Сигнал с термопары измерялся цифровым вольтметром  $Щ4315$ . Чувствительность калориметра  $S = 0.156 \frac{\text{мВ}}{\text{Дж см}^2}$ . Калориметром определялась энергия плазменного потока, падающая на  $1 \text{ см}^2$  за импульс.

Для определения условий максимального энерговыделения снималась зависимость показаний калориметра от давления в плазмопроводе. Калориметр был установлен на расстоянии  $\ell = 15 \text{ см}$  от среза электродов.

Эксперимент показал, что максимальное энерговыделение в ИПУ реализуется при давлении рабочего газа  $P = (25 \div 30) \text{ Па}$ .

Полученные данные необходимы при импульсной обработке материалов, когда значение энергии  $Q$ , падающей на поверхность образца, должно быть строго фиксировано. Максимальное энерговыделение составило  $Q = 12.03 \text{ Дж/см}^2$ .

Таким образом, измеренные плотности потока энергии позволяют эффективно воздействовать на поверхности легкоплавких металлов, в частности, алюминия и его сплавов.

## Определение фактического состояния моторного масла в процессе эксплуатации ДВС

*Баландин Василий Николаевич*

*Колосов Александр Анатольевич, Ванцов Андрей Викторович*

*Рязанская Государственная Сельскохозяйственная Академия*

*Пащенко Василий Михайлович, д.б.н.*

*[Phisik@mail.ryazan.ru](mailto:Phisik@mail.ryazan.ru)*

На кафедре физики РГСХА, в результате проведения лабораторных экспериментов, был обнаружен аномальный эффект, названный эффектом остаточной вязкости. Он заключается в том, что масла нагретые до одной и той же температуры термически и ультразвуком, после отключения нагревателей меняют вязкость различными способами. В масле, нагретом ультразвуком, вязкость выше, чем в масле, нагретом термически, т. е. наблюдается остаточная вязкость.

На основе проведенных экспериментов обнаружены особенности проявления эффекта остаточной вязкости (Э.О.В.):

1. Э.О.В. в большей мере проявляется в чистом минеральном моторном масле, меньше в полусинтетическом и в наименьшей степени в синтетическом.
2. Э.О.В. после обработки сохраняется в масле еще 15-30 мин. При более высокой температуре нагрева время сохранения меньше.
3. Э.О.В. не проявляется в базовой однородной основе масла, не содержащей химических присадок.
4. Э.О.В. не обнаруживается при определении вязкости вискозиметром.

Эти особенности позволяют предположить механизм формирования Э.О.В. При воздействии на моторное масло ультразвука определенной частоты и интенсивности, в зависимости от состава базового масла и природы химических присадок, оно нагревается. При этом возможно формирование стоячих ультразвуковых волн с выраженными минимумами и максимумами энергии, которые приводят к перераспределению молекул присадок так, что они начинают концентрироваться в областях с минимумами энергии. Таким образом, в масле обработанном ультразвуком, возникают области повышения и понижения концентрации молекул присадок. На рисунке 1 показано распределение молекул присадок масла в процессе воздействия ультразвуком ( $L$  - толщина слоя масла;  $E_{MAX}$  - область максимальной энергии;  $E_{MIN}$  - область минимальной энергии;  $УЗ$  - излучатель ультразвуковых колебаний;  $M$  - область концентрации молекул присадок масла).

В области повышенной концентрации между молекулами присадок могут устанавливаться дополнительные связи, что и приводит к образованию эффекта остаточной вязкости. С течением времени, в результате теплового движения, происходит размазывание областей повышенной концентрации и Э.О.В. снижается и пропадает.

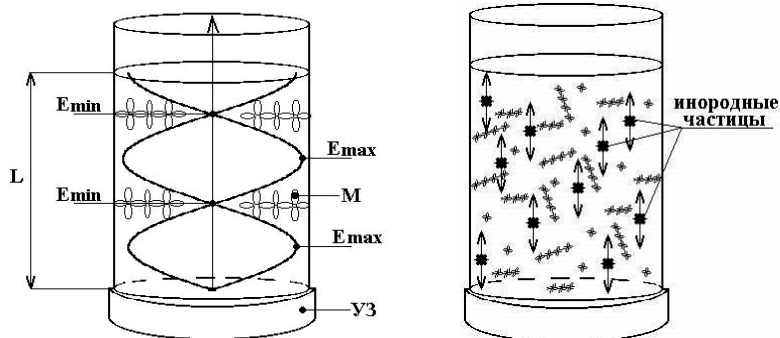


рис. 1

рис. 2

В процессе эксплуатации ДВС в масле происходит нарастание инородных частиц металлической и угарной природы. Предположительно, что под воздействием ультразвука инородные частицы совершают возвратно-поступательные колебания и приводят к микроперемешиванию масла и размыванию зон повышенной концентрации молекул присадок, а следовательно и к убыванию эффекта остаточной вязкости. Чем больше в масле инородных частиц, тем в меньшей степени проявляется Э.О.В. На рисунке 2 показано разрушение зон повышенной концентрации молекул присадок в отработанном масле, содержащем инородные частицы при действии ультразвука.

Данный метод был применен при разработке способа и устройства для контроля и прогнозирования процесса обкатки ДВС. В дальнейшем предполагается использовать эффект остаточной вязкости при разработке мобильного и компактного устройства для оперативной оценки фактического состояния моторного масла в процессе эксплуатации ДВС.

## Исследование характеристик плазменной струи, генерируемой микроплазмотроном с жидкометаллическим анодом

Белозёров Дмитрий Михайлович

Петрозаводский Государственный Университет

Гостев Валерий Анатольевич, к.ф.-м.н.

[alex@onego.ru](mailto:alex@onego.ru)

Новый уровень плазменных технологий связан с разработкой специального технологического оборудования нового поколения и применением эффективных генераторов плазмы. Исследования разряда с острым анодом обнаружили ряд особенностей такого разряда [1]. При токах в несколько десятков миллиампер за счет распыления материала анода происходит резкое ухудшение эффективности образования прианодной плазмы. В работе [2] была показана возможность осуществления слаботокового разряда с малым анодом и поступлением вещества с низкой упругостью пара в разрядный канал с поверхности жидкой пленки на аноде.

Для плазменных технологий предлагается миниатюрный плазмотрон с жидкометаллическим анодом, в котором поступление вещества с низкой упругостью пара в разрядный канал и в плазменную струю осуществляется на основе взаимодействия плазмы с жидким металлом. В качестве плазмообразующего газа использовался гелий, а жидкая пленка на поверхности анода создавалась из эвтектического сплава индий - галлий - олово. Данный сплав имеет температуру плавления  $22^{\circ}\text{C}$ , что позволило отказаться от нагревательных элементов и упростить конструкцию прибора. Схема плазмотрона приведена на (рис.1).

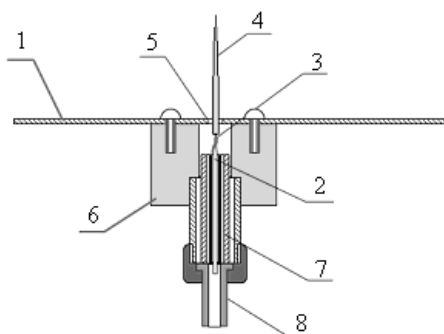


рис.1

Катод (1) выполнен в виде медной пластины с выходным отверстием (5) диаметром 1.2 мм. Анод (2) - медная игла с малым радиусом кривизны. Вблизи острия имеется резервуар (3), в который помещен сплав In - Ga - Sn. Острие смачивается жидким металлом под действием сил поверхностного натяжения. Давление насыщенных паров сплава  $\sim 10^{12}$  Торр. Все части закреплены в диэлектрическом корпусе (6). Плазмообразующий газ гелий подводится по шлангу (8) в керамическую трубку (7) с внутренним диаметром 1 мм. При подаче напряжения между катодом и анодом зажигается разряд с характерным микроплазменным образованием на конце заостренного анода. При увеличении давления гелия из отверстия в катод в атмосферу выходит плазменная струя (4).

Эксперименты проводились при избыточных давлениях гелия на входе плазмотрона 0.5 - 1 атм, токах разряда 10 - 50 мА, напряжениях на разряде 300 - 400 В. Прибор обеспечивал непрерывную работу без изменения основных характеристик в течение 1.5 - 2 часов (максимальное время проведения экспериментов). Расход газа - 1 л/мин при избыточном давлении гелия 1 атм. Размеры плазменной струи определялись давлением газа и мощностью, вкладываемой в разряд. Вкладываемая в разряд мощность составляет 3 - 20 Вт. Длина видимой части плазменной струи составляла 5 - 20 мм, диаметр струи - 1 - 1.5 мм.

Поступление вещества с жидкой пленки на поверхности анода в плазменную струю исследовалось спектрометрическим методом с помощью дифракционного спектрометра МУМ - 1 в области длин волн 200 - 750 нм со спектральным разрешением 2 нм. В ходе эксперимента были измерены интенсивности наиболее ярких линий гелия и 28 линий, принадлежащих компонентам сплава In, Ga, Sn. Ввод вещества с низкой упругостью пара в плазменную струю происходит, по-видимому, за счет высокой напряженности электрического поля вблизи конуса Тейлора, образующегося на игле - аноде, так же как в жидкометаллических источниках ионов [3].

В экспериментальной работе были проведены опыты по нанесению покрытий из материала рабочего вещества на стеклянные подложки. Подложки располагались на расстоянии 5 мм от выходного отверстия. Нанесение покрытий осуществлялось при давлении гелия 0.5 атм, токе разряда 45 мА и напряжении 360 В. Покрытия наносились в течение 1.5 минут. Ширина покрытия соответствовала диаметру плазменной струи (~1 мм). Полученные покрытия изучались с помощью оптического микроскопа визуально, фотографировались, с последующей обработкой фотографий на ЭВМ. Анализ фотографий позволил установить, что покрытия

состоят из практически равномерно распределенных по поверхности подложки капель диаметром около 2 мкм. Оценена скорость нанесения покрытий в данном эксперименте - 12 мкм/мин.

Таким образом, исследование характеристик микроплазмотрона с жидкометаллическим анодом показало эффективность ввода в плазменную струю материала с низкой упругостью пара из тонкой пленки жидкости, нанесенной на поверхность острейного анода, а опыты по нанесению покрытий - возможность использования данного прибора в прикладных целях.

Список публикаций:

- [1] Гостев В. А., Мамкович В. В., Сысун В. И. *Вторая международная конференция по физике плазмы и плазменным технологиям ФППТ - 2*, т. 2, с. 98 - 99, Минск 1997.  
[2] Гостев В. А., Мамкович В. В., Сысун В. И. *Материалы Всероссийской научной конференции по физике низкотемпературной плазмы. ФНТП - 2004*. т. 1, с.202 - 207. Петрозаводск 2004.  
[3] Габович М. Д. *Успехи физических наук*. т. 140, вып. 1, С. 136 - 150. (1983)

## **Заселение возбужденных состояний атомов гелия в процессе формирования волны ионизации**

**Гаджиев Махач Хайрудинович**

*Курбанисмаилов Магомед Валиевич, Рагимханов Гаджимирза Балагланович*

*Дагестанский Государственный Университет*

*Курбанисмаилов Вали Сулейманович, к.ф.-м.н.*

*[makhach@mail.ru](mailto:makhach@mail.ru)*

В работе [1] показано, что формирование объемного разряда (ОР) в гелии происходит в процессе формирования одной катодонаправленной волны ионизации. Следует отметить, что в силу существенной разницы физических условий в области фронта волны ионизации и в плазме столба физические процессы, протекающие в различных областях разряда, могут сильно отличаться.

В данной работе приводятся результаты изучения физического механизма распространения катодонаправленной волны ионизации в газоразрядном промежутке в гелии и анализ кинетики заселения возбужденных состояний атомов гелия.

При численном моделировании разряда в работе решалась система уравнений баланса для концентрации электронов, ионов, уравнение Пуассона для электрического поля и уравнение Кирхгофа для электрической цепи, подробно описанной в работе [1].

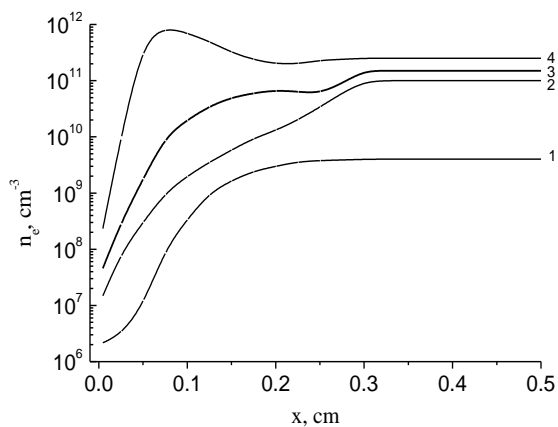
Константы процессов ударного электронного возбуждения атомов гелия ( $He+e \rightarrow He^*+e$ ) определяется

как  $k = \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2} \int_{\varepsilon_0}^{\infty} \varepsilon \sigma(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon$ , где  $e$ ,  $m$  - заряд и масса электрона соответственно;  $\varepsilon_0$  - пороговое

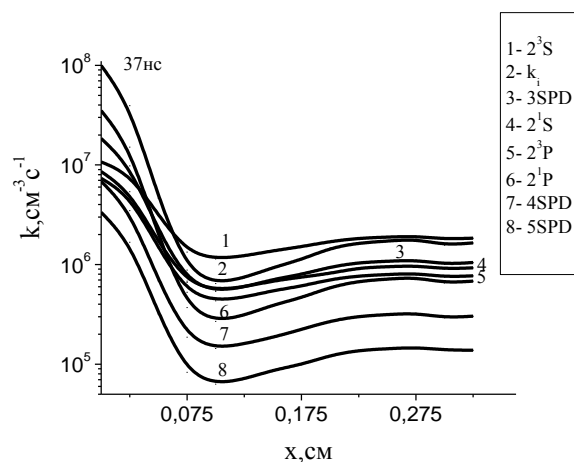
значение энергии возбуждения;  $\sigma(\varepsilon)$  - сечение возбуждения;  $f(\varepsilon)$  - функция распределения электронов по энергиям. Эта функция находилась из численного решения кинетического уравнения Больцмана в двучленном приближении.

Анализ полученных результатов показывает, что на начальной стадии формирования разряда, плазменный столб отодвигается от катода на 0,22 см (кривая 1 на рис.1) между плазменным столбом и катодом образуется зона, обедненная электронами, в которой концентрация ионов больше чем концентрация электронов. При этом наибольших значений в промежутке достигают константы электронного возбуждения уровней  $2^1S$ ,  $2^3S$ ,  $3SPD$ .





**рис.1. Распределения концентрации электронов в межэлектродном промежутке (x-расстояние от катода) t, нс: 1-20, 2-33, 3-35, 4-37.**



**рис.2 Константы возбуждения атома гелия в межэлектродном промежутке через 37 нс от начала формирования разряда**

В дальнейшем, ионы частично экранируют внешнее поле, ослабляя его в плазменном столбе и усиливая в прикатодной области, в результате чего замедляется рост концентрации электронов в столбе (кривая 2,3 на рис.1). При этом в прикатодной области наиболее интенсивно заселяются состояния  $2^3S$ ,  $2^1P$ , 3SPD.

Увеличение скорости ионизации в прикатодной области приводит к тому, что в промежутке формируется КВИ, которая распространяется в сторону катода с характерной скоростью  $\sim 10^7-10^8$  см/с (кривая 4, рис. 1). При этом как на фронте, так и за фронтом наиболее интенсивно заселяется возбужденное состояние  $2^3S$ , поток этого процесса превышает поток процесса ударной электронной ионизации (см. рис.2). В прикатодной области наиболее интенсивно заселяется состояние  $2^1P$ , в столбе состояние  $2^3S$ , которая сравнима с потоком ударной ионизации.

Таким образом, эффективность заселения возбужденных состояний атомов гелия существенно зависит от физических условий в газоразрядном промежутке. В процессе развития волны ионизации наблюдается превалирование констант возбуждения одних уровней над другими, и наиболее интенсивно заселяется состояние  $2^3S$ .

Список публикаций:

[1]. Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., и др. //Известия вузов. Сев. Кавказ. регион. Естеств. науки. 2002. №4. С.31-36.

## Формирование ускоренных электронов в прикатодной области объемного разряда

**Гаджиев Махач Хайрудинович**

**Рагимханов Гаджимирза Балагланович, Курбанисмаилов Магомед Валиевич**

**Дагестанский Государственный Университет**

**Курбанисмаилов Вали Сулейманович, к.ф.-м.н.**

**[makhach@mail.ru](mailto:makhach@mail.ru)**

В настоящее время в импульсных газовых лазерах широко используется плазма высокого давления в качестве активной среды. Известно, что однородное горение самостоятельного объемного разряда (ОР) при высоких давлениях, как правило, неустойчиво: через некоторое время после формирования ОР контрагируется в искровой канал.

Численное моделирование пространственно-однородных ОР в больших объемах для плотных газов обычно проводится в дрейфовом приближении. Однако при достаточно большой внешней разности потенциалов  $U_0$  напряженность поля в прикатодном слое может достигнуть значений достаточной для убегания электронов. Тогда в катодном слое теряет смысл понятие дрейфовой скорости, величина которой определяется локальной напряженностью поля.

В данной работе рассматривается влияние прикладываемого поля на среднюю энергию электронов в катодном слое объемного разряда в гелии.

При расчете средней энергии электронов в работе решалось уравнение баланса для средней энергии электронов [1]:

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = eE_f(x, \psi) - \frac{L(\varepsilon)}{\overline{\cos\Theta}} P - \alpha \cdot \varepsilon,$$

где  $\psi$  - угол между направлением вектора напряженности внешнего поля и полем пространственного заряда;  $P$  - релятивистский импульс;  $\overline{\cos\Theta}$  - отражает рост потерь за счет увеличения пути электронов вследствие рассеяния на нейтральных атомах;  $L(\varepsilon)$  - энергетические потери энергии электрона на единице пути. В условиях работы  $\overline{\cos\Theta}=1$ . Для нерелятивистского электрона неупругие потери энергии определяются по известной формуле [1]:

$$F(\varepsilon) = (2\pi e^4 n_a z / \varepsilon) \ln(2\varepsilon / I),$$

где  $n_a$  - плотность атомов газа;  $z$  - число электронов в атоме;  $\varepsilon = mv^2/2$ ,  $I$  - средняя энергия возбуждения, или средняя энергия неупругих потерь. Для гелия  $I = 44\text{эВ}$ .

Показано, что в гелии таунсендовский механизм пробоя имеет место и в сильных полях при достаточно больших расстояниях между электродами, но оказывает малое влияние на явление убления электронов в газе.

Следует также отметить, что в катодной области разряда наибольшую энергию набирают электроны, которые стартуют с поверхности электрода. Однако, на выходе из катодного слоя электроны тормозятся в столбе разряда, и их скорость постепенно приближается к дрейфовому значению.

В общем случае эффектом непрерывного ускорения электронов в прикатодном слое объемного разряда в гелии атмосферного давления можно пренебречь, и описание объемного разряда в гелии возможно в рамках диффузионно-дрейфового приближения.

Список публикаций:

[1]. Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2003. Т.29. В.16. С.54-62.

## **Инжектор на основе жидкостного микроплазмотрона для плазмохимического реактора**

*Галов Александр Сергеевич.*

*Фомкин Александр Александрович.*

*Петрозаводский Государственный Университет*

*Гостев Валерий Анатольевич, к.ф.-м.н.*

*[suhona@karelia.ru](mailto:suhona@karelia.ru)*

Истощение легко доступных запасов природных органических топлив – нефти, газа, высокосортных углей, - как известно, сделало актуальной задачу получения искусственных универсальных энергоносителей, например, водорода из воды.

Генерация плазменных струй в плазмотронах из жидкой фазы, явление само по себе новое, в то время как использование эффекта зажигания разряда в газовой фазе, весьма распространено. Зажигание и поддержание разряда в условиях, когда один из электродов находится в жидкой фазе, малоизученно.

Целью данной работы было создание инжектора химически активной плазмы на основе жидкостного микроплазмотрона для плазмохимического реактора.

Схема созданного устройства приведена на (рис. 1). На (рис. 2) приведена фотография инжектора плазмы.

Рабочее вещество – вода подводилась через трубку (6) и керамическую вставку (4) и покрывала торцевую поверхность анода (5). При подаче высокого напряжения между анодом (5) и заземленным катодом (1) происходил пробой промежутка сквозь слой воды и в пространство между электродами (1) и (2), разделенного керамической вставкой (3), генерировалась микроплазменная струя. Диаметр струи определялся размерами выходного отверстия (~1мм), а длина несколько превышала расстояние между электродами (1) и (2). При подаче напряжения на эти электроды зажигался разряд (7) и в атмосферном воздухе образовывался ярко светящийся факел (8).

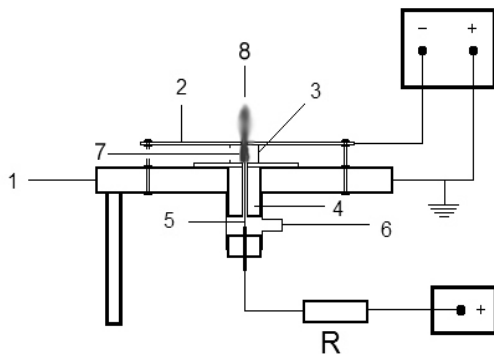


рис.1



рис.2

При напряжении 1000В осуществлялся пробой первого промежутка, затем устанавливался стабильный режим горения при напряжении 300В и токе 500мА. Мощность на разряде составила 150Вт. Во втором разрядном промежутке зажигался несамостоятельный разряд при токе 200мА и напряжении 600В. Расход воды составлял 0,03мл/с.

На спектрометрической установке с дифракционным монохроматором МУМ-1 в области 200-700нм с разрешением 2нм были зарегистрированы спектры плазменного факела, распространяющегося в атмосферном воздухе. Анализ спектров излучения, показал, что в спектрах при осуществлении несамостоятельного разряда, инициируемого жидкостным микроплазматроном присутствуют яркие линии атомарного водорода ( $H_{\alpha}, H_{\beta}$ ), полоса молекулярного водорода ( ${}^2\Sigma_g \rightarrow {}^1\Sigma_u$ ) в области 200-300нм. В спектрах присутствуют линии ОI, молекулярные полосы кислорода с максимумами излучения 531 нм и 562 нм, полосы в областях 500-560 нм ( $N_2$ , NO,  $NO_2$ ) и 590-600 нм ( $NO_2$ ) и 306нм (ОН).

Дальнейшая работа будет связана с использованием данного устройства в экспериментах по исследованию взаимодействия химически активной плазмы с органическими веществами.

## О псевдопотенциальной модели взаимодействия частиц плотной квазиклассической плазмы

**Гиниятова Шолпан Гиниятовна**

*Казахский Национальный Университет*

*Баимбетов Фазылхан Баимбетович, д.ф.-м.н.*

*[giniyatova@fromru.com](mailto:giniyatova@fromru.com)*

Для исследования свойств плотной квазиклассической, полностью ионизованной плазмы, используются различные модели взаимодействия частиц. В данной работе объектом исследования является плотная квазиклассическая плазма (ПКП), частицы которой взаимодействуют посредством псевдопотенциала, учитывающего как квантовые эффекты дифракции на малых, так и эффекты экранировки поля зарядов на больших расстояниях.

При разработке псевдопотенциальных моделей важным является выбор так называемого микропотенциала, учитывающего квантовомеханические эффекты при малых расстояниях между взаимодействующими частицами.

В качестве микропотенциала, учитывающего квантовомеханические эффекты дифракции можно взять потенциал Кельбга [1]:

$$\tilde{\varphi}_{ab}(r) = \frac{e_a e_b}{r} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{r^2}{\lambda_{ab}^2}\right) + \sqrt{\pi} \frac{r}{\lambda_{ab}} \left[ 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{r}{\lambda_{ab}}\right) \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $e_a, e_b$  - электрические заряды частиц сорта  $a$  и  $b$ , участвующих во взаимодействии,  $\lambda_{ab} = \hbar / (\mu_{ab} k_B T)^{1/2}$  - тепловая длина волны де Бройля,  $\mu_{ab} = m_a m_b / (m_a + m_b)$  - приведенная масса взаимодействующих частиц.

Фурье-образ потенциала Кельбга (1) имеет вид:

$$\tilde{\varphi}_{ab}(k) = \frac{4\pi e^2}{k^2} {}_1F_1\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{1}{4} k^2 \lambda_{ab}^2\right) \exp\left(-\frac{1}{4} k^2 \lambda_{ab}^2\right), \quad (2)$$

где  ${}_1F_1\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, x\right)$  - гипергеометрическая функция.

В плотной высокотемпературной плазме существенное влияние на потенциал взаимодействия оказывают локальные поля, возникающие при ускоренном движении заряженных частиц. В работе [2] предложена следующая формула для нахождения электрон-электронной функции локальных полей:

$$\tilde{G}_{ee}(k) = 1 + k_B T \frac{\tilde{C}_e(k)}{\tilde{\varphi}_{ee}(k)} \quad (3)$$

здесь  $\tilde{G}_{ee}(k)$  - электрон-электронная функция локальных полей в фурье-пространстве,  $\tilde{C}_e(k)$  - фурье-образ прямой корреляционной функции, которая находится из решения уравнения Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении,  $\tilde{\varphi}_{ee}(k)$  - фурье-образ электронного микропотенциала.

В рамках теории функций линейного диэлектрического отклика [3] можно получить выражение для Фурье-образа ион-ионного псевдопотенциала, в котором учитывается влияние локальных полей, квантовомеханических эффектов и влияние электронной экранировки:

$$\tilde{\Phi}_{ii}(k) = \varphi_{ii}(k) \left( 1 - \frac{{}_1F_1(1, 3/2, -k^2 \lambda_{ee}^2 / 4)}{r_{De}^2 k^2 + (1 - \tilde{G}_{ee}(k)) {}_1F_1(1, 3/2, -k^2 \lambda_{ee}^2 / 4)} \right) \quad (4)$$

здесь  $\tilde{\varphi}_{ii}(k)$  - фурье-образ ионного микропотенциала Кельбга,  $r_{De} = \sqrt{k_B T / 4\pi n_e e^2}$  - дебаевский радиус электронов.

Сам псевдопотенциал  $\Phi_{ii}(r)$  восстанавливается по формуле:

$$\Phi_{ii}(r) = \frac{1}{2\pi^2 r} \int_0^\infty k \tilde{\Phi}_{ii}(k) \sin kr dk \quad (5)$$

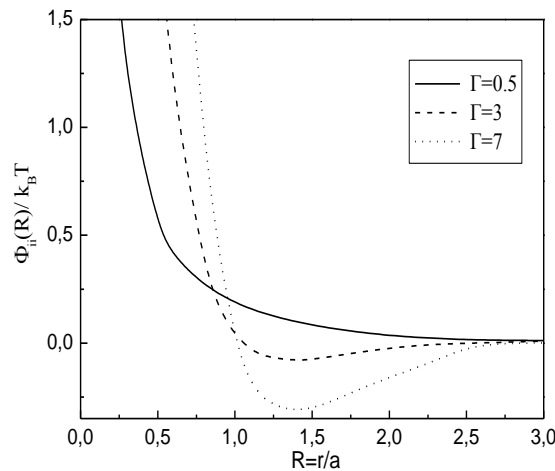


рис. 1. Псевдопотенциал (5) для различных параметров связи  $\Gamma$  при  $r_s = 1$ .

На рис. 1 построен ион-ионный псевдопотенциал (5) квазиклассической, водородной плазмы при  $r_s = 1$ , где  $r_s = a m_e e^2 / \hbar^2$  - параметр плотности. Из рисунка видно, что учет влияния локальных полей приводит к появлению минимума в зависимости псевдопотенциала от расстояния. Глубина минимума псевдопотенциала растет с ростом параметра связи  $\Gamma$ , где  $\Gamma = e^2 / a k_B T$ . По-видимому, такое поведение псевдопотенциала ион-ионного взаимодействия обусловлено тем, что локальные поля играют роль квазичастиц, приводящих к ослаблению экранировки поля иона на малых расстояниях, по сравнению с дебаевским в результате происходит притяжение ионов, находящихся на больших расстояниях.

Таким образом, в данной работе, используя теорию функций линейного диэлектрического отклика, найден ион-ионный псевдопотенциал, в котором учитываются, влияние локальных полей, квантовомеханических и коллективных эффектов, играющих важную роль в плотной квазиклассической

плазме. С помощью полученного псевдопотенциала можно проводить исследования кинетических свойств плотной квазиклассической плазмы.

Список публикаций:

- [1] G. Kelbg, *Ann. Phys. Lpz.*, **12**, 219 (1963).  
 [2] S. Ichimaru, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 1017 (1982).  
 [3] S. Ichimaru, S. Mitake, S. Tanaka and X.Z. Yan, *Phys. Rev.* **A32**, 1768 (1985).

## Особенности ионного тока в тлеющем разряде

*Евтушенко Антон Борисович*

*Качко Александр Станиславович*

*Новосибирский Государственный Университет*

*Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.*

*[ffnsu@yandex.ru](mailto:ffnsu@yandex.ru)*

Ионно-лучевые технологии используются многих областях науки и современной техники [1]. Знание свойств ионных пучков является важным для физических исследований и технологических задач. В данной работе исследуется ток ионов из источника на основе тлеющего разряда в зависимости от различных параметров: расстояния и потенциала между анодом и катодом, а также свойств газа и его давления. Полученные данные об ионном токе могут быть полезны для поиска оптимальных условий синтеза тонких плёнок из ионных пучков. В качестве рабочего газа мы использовали аргон и пары ацетона. Аргон выбран как тестовый газ. Свойства измеренного пучка ионов аргона могут быть сравнены с известными данными. Ацетон выбран как газ, который может быть использован для синтеза плёнок из ионных пучков. Электрический разряд зажигался в кварцевой трубке с внутренним диаметром 36 мм. Анод – латунный диск, катод – сетка из нержавеющей стали прозрачностью примерно 70%. Коллектор ионов – медная пластина, установленная на постоянном расстоянии от сетки – катода равном 8мм. Ток ионов измерялся при различных давлениях газов. В результате проведённых исследований установлено, что ионный ток аргона сохраняет, примерно, постоянную величину при давлении аргона 0.1мм.рт.ст. на расстояниях анод-катод 8 см. Его величина максимальна при данном давлении в режиме нормального тлеющего разряда при минимальном потенциале. При увеличении расстояния ток уменьшается. Этот результат позволил определить оптимальный геометрический параметр ионного источника – порядка двух диаметров трубки. На рис. 1 представлены результаты измерений для аргона.

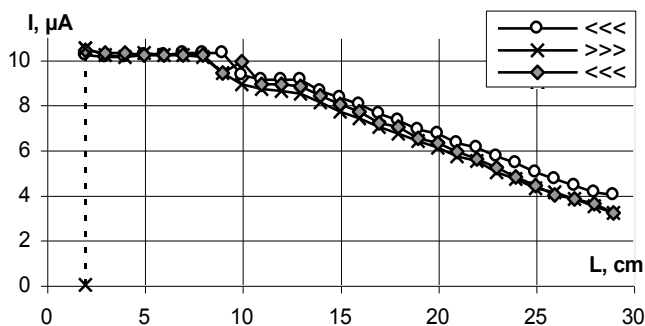


рис.1. Зависимость тока ионов аргона от расстояния катод-анод при давлении 0,1 мм рт. ст. и напряжении между электродами  $U = 600$  В. По оси ординат – ток ионов, по оси абсцисс – расстояние катод-анод.

Стрелками указаны: <<< – данные при уменьшении расстояния между электродами, >>> – увеличении расстояния между электродами, <<< – вновь при уменьшении расстояния между электродами (обратный ход).

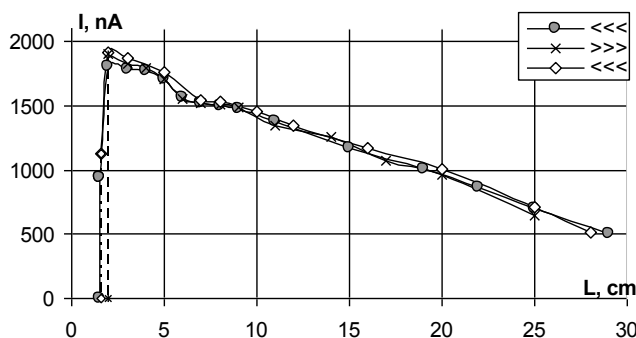


рис. 2. Ионный ток ионизированных паров ацетона в зависимости от расстояния катод-анод для нормального тлеющего разряда при давлении 0,1 мм рт. ст. и напряжении между электродами  $U = 600$  В. По оси ординат -

ток, по оси абсцисс – расстояние катод-анод. Стрелками показаны: <<< - результаты, при уменьшении расстояния между электродами, >>> - при увеличении; <<< - вновь при уменьшении расстояния между электродами (обратный ход). Особенность – отсутствие на зависимости «палочки» и существенно меньший ток.

Список публикаций:

[1]. 13<sup>th</sup> International Symposium on High Current Electronics: Proceedings. Tomsk: Publishing house of the IAO SB RAS, 2004. 475 pp.

## Получение и исследование низкотемпературного плазменного спрея

**Игнахин Владимир Станиславович**

*Пушкарёв Артём Валентинович, Луньков Павел Владимирович*

*Петрозаводский Государственный Университет*

*Гостев Валерий Анатольевич, к.ф.-м.н.*

[art101@mail.ru](mailto:art101@mail.ru)

В настоящее время для нанесения защитных и функциональных покрытий применяются плазменные спреи. Интерес к плазменному напылению материалов вызван тем, что плазма способна воздействовать на вещество не только механически, но и химически. В результате такого воздействия изменяются некоторые свойства покрытий (адгезионные, каталитические и др.).

В работе изучалась возможность диспергирования жидкости потоком холодной плазмы. Для проведения экспериментов была собрана установка на основе генератора холодной плазмы (см. рис.1), который состоит из анода 2 и игольчатого катода 4, помещённого в изолятор 3. Между катодом и анодом источником питания создаётся разность потенциалов 1000-1500 В. Устройство для формирования тонкой плёнки жидкости было выполнено в виде мелкоструктурной сетки 1. Для визуализации плазменного спрея использовался лазерный нож. Жидкость из резервуара 5 поступает на сетку 1 и при условии смачивания образует тонкую плёнку. Поток плазмы 6, возникающий в разрядном промежутке, проходит через формирователь тонкой плёнки и дробит её. В качестве плазмообразующего газа использовался атмосферный воздух. Объёмный расход воздуха в эксперименте составлял 0,5 л/мин, среднемаховая температура плазменного потока, создаваемого генератором в зоне дробления тонкой плёнки 40-50 °С, плотность мощности плазменного потока: 2,5 Вт/см<sup>2</sup>. В качестве распыляемой жидкости использовался водный раствор красителя родамина 6G, который люминесцировал в области лазерного ножа.

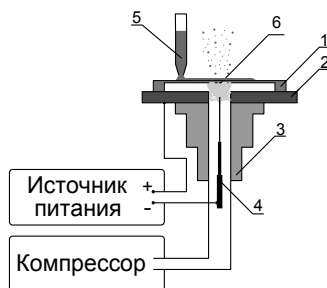


рис.1

При воздействии плазмы на тонкую плёнку жидкости наблюдался направленный поток плазменного спрея. Мощность, приходящаяся на единицу объёма распыляемой пленки жидкости, составила  $W=10^2$  Вт/см<sup>3</sup>. По результатам эксперимента построены диаграммы зависимости потока частиц от их диаметра (см. рис.2). Размеры капель в потоке лежат в широком диапазоне от 10 до 150 мкм. Максимум распределения лежит в области 30-60 мкм.

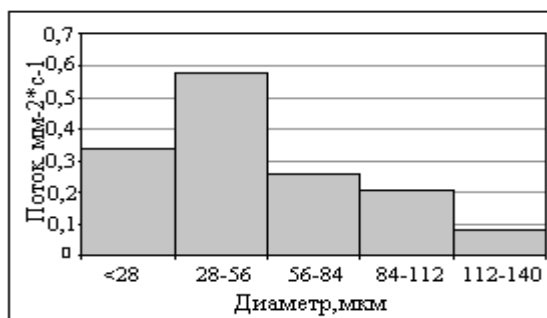


рис.2

Особенностями данного способа диспергирования узкая диаграмма направленности плазменного спрея. Угол расходимости потока составил  $\Omega=11^\circ$ . Дальнейшие исследования будут связаны с изучением свойств диспергированного холодноплазменным потоком вещества и использованием холодной плазмы (с температурой 40-60 °С ) для получения спреев на основе легковоспламеняющихся и термолабильных жидкостей.

Исследования были проведены в рамках проекта PZ-013-02, поддерживаемого совместно Американским фондом гражданских исследований и развития (АФГИР), Министерством образования РФ и правительством Республики Карелия.

## Установка для измерения ионного тока в тлеющем разряде

**Качко Александр Станиславович**

*Евтушенко Антон Борисович*

*Новосибирский Государственный Университет*

*Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.*

*[ragnar@gorodok.net](mailto:ragnar@gorodok.net)*

Тлеющий разряд представляет интерес для практических приложений и фундаментальных исследований [1]. Одна из задач – создание установок для проведения экспериментов, в которых есть возможность изменять параметры в широких пределах. Например, одна из часто встречающихся трудностей – изменение расстояний между анодом и катодом в процессе проведения серии экспериментов без вскрытия установки на атмосферу. Цель данной работы – представить информацию об установке, для исследования тлеющего разряда в диэлектрических трубках в зависимости от расстояния между электродами, напряжений на них, давления газа, привести полученные данные по аргону, водороду, парам спирта, ацетона, ортоксилола.

Установка, рис.1, состоит из двух кварцевых трубок диаметром 40мм, скрепленных между собой и откачиваемых форвакуумным насосом. В пространстве между катодом и анодом возникает газовый разряд. Катод выполнен из металлической сетки в виде диска, прозрачностью примерно 70%, соединённого с сетчатым цилиндром, внутри которого расположен металлический диск- коллектор, изготовленный из меди. Предельное расстояние анод – катод 300 мм. Рабочий объем откачивается форвакуумным насосом 2НВР5Д, через азотную ловушку, давление газа измеряется вакуумметром ВИТ-2. Газ напускается из баллона через игольчатый натекатель. Предельное давление -  $10^{-3}$  торр. Потенциал на анод подается от высоковольтного источника питания ТВ-2. Балластное сопротивление  $R=27\text{кОм}$ . Коллектор перемещается внутри рабочего объёма (кварцевые трубки) при помощи магнитной муфты. Ионный ток измеряется амперметром. Измерения ионных токов проводились в диапазоне давлений газов: от 0,1 торр до 0,025 торр, напряжений – от 400 В до 1500 В. Максимальные токи в тлеющем разряде: для аргона  $\sim 1,5$  мА, ацетона  $\sim 8$   $\mu\text{А}$ , водорода  $\sim 60$   $\mu\text{А}$ , ортоксилола  $\sim 8$   $\mu\text{А}$ , спирта  $\sim 6$   $\mu\text{А}$ .

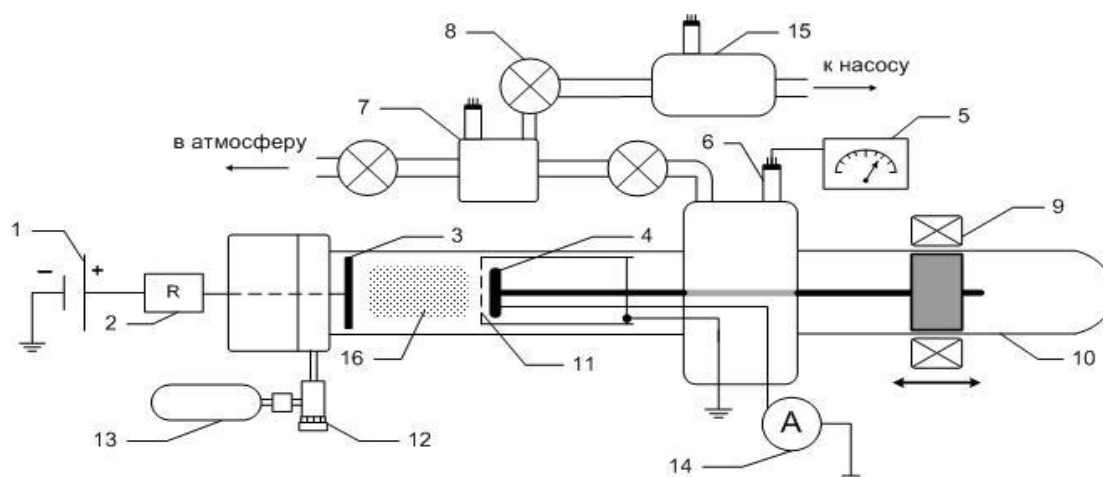


рис.1 Экспериментальная установка: 1 - высоковольтный источник питания; 2 - балластное сопротивление; 3 - анод; 4 - коллектор ионов; 5 - термопарный вакуумметр; 6 - контрольная термопарная лампа; 7 - камера предварительного разряда; 8 - кран; 9 - магнитная муфта; 10 - вакуумная камера; 11 - сетчатый катод; 12 - игольчатый натекатель; 13 - баллон с рабочим газом; 14 - амперметр; 15 - азотная ловушка; 16 - область газового разряда.

Список публикаций:

[1] 7<sup>th</sup> International Conference On Modification Of Materials With Particle Beams And Plasma Flows, Tomsk, Russia, 25-29 July 2004, 519 pp.

## Исследование электрофизических свойств электрической дуги в плазмотроне с жидкометаллическими электродами

*Коваль Илья Юрьевич*

*Новосибирский Государственный Университет*

*Предтеченский Михаил Рудольфович*

*[ki1308@gorodok.net](mailto:ki1308@gorodok.net)*

Работа посвящена экспериментальному исследованию вольт-амперных характеристик дуги в плазмотроне с жидкометаллическими электродами. Актуальность исследования обусловлена тем, что дуга реализована между жидкометаллическими электродами. Расплавленные электроды определяют специфические свойства разряда. Жидкометаллические электроды не подвержены эрозии. Это позволяет наращивать ранее не достижимые мощности и исследовать дугу в мало изученном диапазоне критериев. Цель данной работы - выявить особенности дугового разряда, обусловленные жидкометаллическими электродами, и изучить, как влияет геометрия плазмотрона, расход плазмообразующего газа на вольт-амперные характеристики дуги в плазмотроне с жидкометаллическими электродами. Для этого полученные вольт-амперные характеристики приводятся к критериальному виду и сравниваются с аналогичными зависимостями, полученными для традиционных плазмотронов. В работе представлены результаты экспериментальных исследований вольт-амперных характеристик электрической дуги в плазмотроне с жидкометаллическими электродами в зависимости от расхода и вида плазмообразующего газа.

Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на (рис.1). Дуга горит между жидкометаллическими электродами. Центральная часть дуги размещается в водоохлаждаемом канале. Плазмообразующий газ подаётся через центральную часть канала через вихревую камеру. Дуга горит в вихревом потоке.

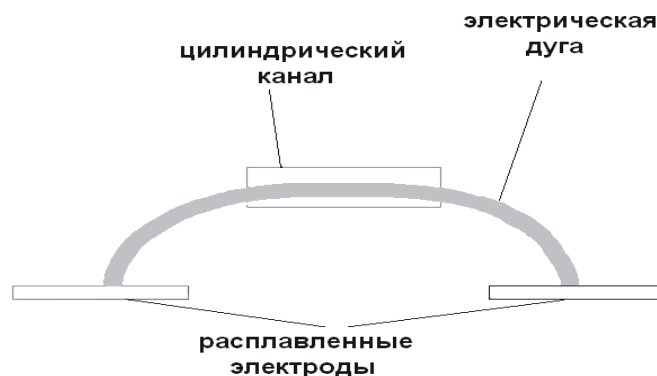


рис.1 Принципиальная схема экспериментальной установки.

Получены вольт-амперные характеристики электрической дуги для различных расходов плазмообразующего газа: воздуха и пара. Вольт-амперные характеристики падающие во всём исследуемом диапазоне, т.е. с ростом тока напряжение на дуге уменьшается. Увеличение расхода плазмообразующего газа ведёт к увеличению напряжения на дуге. При работе на паре напряжение на дуге в 1.5-2 раза больше чем при работе на воздухе для одинаковых расходов газа и токов дуги. Измеренные вольт-амперные характеристики дуги представлены в критериальном виде. Проанализировав вольт-амперные характеристики дуги, представленные в критериальном виде, можно сделать следующие выводы: при работе на паре определяющим является критерий Рейнольдса определяющий течение в канале плазмотрона. Полученные результаты могут быть использованы для расчёта плазмотронов с жидкометаллическими электродами большей мощности.

## Дисперсия волны на электронной дырке

*Матвеев Александр Иванович*

*Таганрогский Государственный Радиотехнический Университет*

*[physics@EGF.tsure.ru](mailto:physics@EGF.tsure.ru)*

В [1] рассмотрена пространственная эволюция замедленной ленгмюровской волны в слабонеоднородной плазме с отрицательным градиентом концентрации. Найдены нелинейные поправки к линейному дисперсионному уравнению этой волны, как в случае, когда она нагружена захваченными электронами, так и без них (волна на электронной дырке). Однако, результаты этой работы, полученные для малых амплитуд, верны лишь в хвосте распределения электронов. Из линейного закона дисперсии  $\omega^2 = \omega_e^2 + 3k^2 \langle v^2 \rangle$ , где  $\langle v^2 \rangle$



– среднеквадратичная скорость,  $\omega_e^2 = 4\pi e^2 N / m$ ,  $N$  – концентрация электронов,  $m$ ,  $e$  – их масса и заряд, следует, что уже очень малое уменьшение концентрации электронов  $\Delta N$  приводит к конечному уменьшению фазовой скорости и уходу волны из хвоста распределения, где закон дисперсии близок к линейному, в диапазон фазовых скоростей, при которых функция становится конечной. В этом диапазоне линейный закон дисперсии неприменим, так как фазовая скорость сравнима с тепловой  $u \sim v_T$ .

Здесь рассмотрена стационарная неоднородная задача распространения замедленной продольной волны малой амплитуды с потенциалом  $\varphi(\psi)$ ,  $\psi = \int k(z) dz - \omega t$ ,  $u = \omega/k < c$ , в слабонеоднородной электронной плазме, концентрация которой монотонно очень медленно уменьшается вдоль оси  $z$ . Постановка задачи ничем не отличается от постановки, предложенной в [1] для волны на электронной дырке. В области  $z < 0$  плазма однородна. Волна с фазовой скоростью  $u \gg v_T$  и начальной амплитудой  $A_0$  набегаёт из бесконечности ( $z = -\infty$ ) на неоднородность плазмы  $dN/dz < 0$  в области  $z > 0$ . Исходными уравнениями для получения дисперсионного уравнения являются уравнения [1]

$$\partial^2 \varphi / \partial \psi^2 + uj = 0, \quad \pi = \int_{\varphi_0}^{\varphi_m} d\varphi / \sqrt{W - U(\varphi)} \quad (1)$$

где  $j$  – полный ток электронов, второе уравнение является условием периодичности потенциала волны  $\varphi(\psi)$  по фазе  $\psi$ , где  $W = \text{const}$ ,  $\varphi_m$ ,  $\varphi_0$  – корни подкоренного выражения под знаком интеграла,

$$U(\varphi) = u^2 NP \left\{ (\varphi - \langle \varphi \rangle)^2 - bZ \sqrt{\varphi_m - \varphi} + b(\varphi_m - \varphi)^{3/2} \right\},$$

– эффективный потенциал нелинейного осциллятора,

$$Z = 3 \int_0^{\varphi_m} \frac{\sqrt{\varphi_m - \varphi} d\varphi}{\sqrt{W - U(\varphi)}} \Bigg/ \int_0^{\varphi_m} \frac{d\varphi}{\sqrt{\varphi_m - \varphi} \sqrt{W - U(\varphi)}}, \quad P = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dv}{v - u} \frac{\partial f_0(v^2 / v_T^2)}{\partial v}$$

$$b = 8\sqrt{2} f_0(v^2 / v_T^2) / 3P, \quad f_0(v^2 / v_T^2) -$$

невозмущенная функция распределения. Здесь, не ограничиваясь эволюцией волны в хвосте распределения электронов, приводятся результаты численных расчетов для нелинейного дисперсионного уравнения (1) в интервале фазовых скоростей, близком к тепловой скорости электронов. На рис. 1 графики зависимости концентрации от фазовой скорости волны  $N(u)$  при следующих параметрах плазмы и волны:  $v_T = 0.22u_0$ , где  $u_0$  – начальная фазовая скорость волны. По горизонтальной оси откладывается приведенная фазовая скорость  $u/u_0$ , по вертикали – отношение  $4\pi e^2 N / (m\omega_e^2)$ . Показано, что если амплитуда волны очень мала, то она полностью затухает в линейном режиме  $\omega_e^2 u^2 NP = \omega^2$ . В этом случае ее дисперсия оказывается линейной, либо нелинейность можно учесть малой поправкой к линейному дисперсионному уравнению. На рис. 1 *a* видно, что концентрация в этом случае почти не изменяется, а волна существует только в интервале  $u/u_0 > 0,64$ . Однако, если амплитуда волны выше определенного порога  $a = A/(mu^2) > 0,7$ , то она не успевает затухнуть в линейном режиме, вследствие чего эволюция волны продолжается в нелинейном режиме. На рис.1 даны графики при следующих значениях приведенной амплитуды  $a=0,08$  (кривая *b*) и  $a=0,1$  (кривая *c*). Этот режим характеризуется тем, что происходит значительное уменьшение концентрации (почти до нуля), прежде чем волна полностью затухнет.

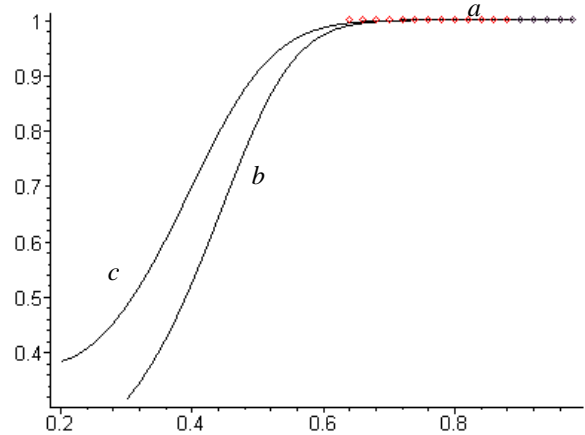


рис. 1

Список публикаций:

[1] Красовский В.Л. ЖЭТФ, 107, 741-751 (1995).

## Качественные закономерности взаимодействия электронных лавин

Рамазанов Сиражудин Абдуллаевич.

Дагестанский Государственный Университет

Кишов М.-Р.Г., д.ф.-м.н.

[adad1980@mail.ru](mailto:adad1980@mail.ru).

Экспериментально показана роль взаимовлияния электронных лавин при пробое газов. Эти возможности наглядно проявляются при наличии внешних магнитных полей. Приводится качественный анализ возможных процессов.

Определение времени запаздывания  $\tau_3$  в экспериментальном отношении относительно простая задача, но этот параметр позволяет оценивать развитие сложных процессов, не поддающихся непосредственным наблюдениям. Это в особенности выглядит наглядным при наличии дополнительных внешних воздействий (магнитные поля, прокачка газа и т.д.). Анализ осложняется тем, что внутренние и трудно контролируемые явления влияют на первый ионизационный коэффициент  $\alpha$  и соответственно на  $\tau_3$ , что предопределяет необходимость постановки и решения качественных задач для отыскивания областей более привлекательных исследований.

В данной работе изучаются процессы взаимовлияния электронных лавин (суперпозиция электронных лавин и заряда) при различных степенях предионизации  $n_0$  и воздействии магнитных полей (продольных  $H_{\parallel}$  или поперечных  $H_{\perp}$ ) с целью их “деформирования”.

Как известно, начальные стадии определяют дальнейший ход развития пробоя. В экспериментах пользовались соленоидами типа [1], а крутизна нарастания фронта импульса однородного электрического поля  $E \sim 300$  В/нс. Значения  $n_0$  оценивались по хорошо известной методике “вытягивания” электронов из зоны предварительно облученного разрядного промежутка при напряжениях, меньших напряжения статпробоя  $U_0$ . Результаты осциллографирования синхронизировались с данными ЭОПа аналогично [2].

В  $H_{\parallel}$  головку лавины можно представить себе как эллипсоид вращения, вытянутый вдоль  $E$  и  $H_{\parallel}$ , тогда как в  $H_{\perp}$  она представляет собой расположенный перпендикулярно к  $E$  эллипсоид, этот формальный подход позволяет представить себе качественную картину взаимодействия лавин. Если при  $n_0 \sim 10^2$  см<sup>-3</sup> лавины развиваются как самостоятельные образования, то в  $H_{\parallel}$  ускоряется процесс лавино-стримерного перехода, а при  $n_0 \sim 10^6$  см<sup>-3</sup> картина осложняется из-за перекрытия лавин. В любом случае возникновение и выравнивание локальных градиентов электрических полей и заряда определяет ход изменения  $\tau_3$ . Рост  $n_0$  приводит к уменьшению  $\tau_3$ , что согласуется с общепринятыми представлениями.

Расчеты возможны лишь для одной электронной лавины. В [3] показаны значительные изменения критических параметров лавины в  $H_{\parallel}$ . Так, например, при  $H_{\parallel} \approx 10^7$  А·м<sup>-1</sup> в гелии при  $P \approx 100$  кПа и при перенапряжениях  $\sim 20\%$  радиус лавины уменьшается  $\sim (4-6)$  раз, т.е. от 0,08 до 0,02 см. по сравнению со случаем  $H_{\parallel}=0$ . Аналогичные изменения (роста радиуса) должны наблюдаться и в  $H_{\perp}$ . Ясно, что в зависимости от условий здесь возможны процессы как нарастания, так и выравнивания локальных электрических полей, ответственных за динамику изменения  $\tau_3$ . Проблема здесь заключается в невозможности равномерного распределения затравочных электронов, что и затрудняют возможность теоретического анализа. ЭОП не позволяет регистрировать начальные стадии развития лавин [4] отметим лишь то, что при пробое гелия на конечных стадиях развития лавин в отличие от пробоя воздуха [5] наблюдается более равномерное диффузное свечение без пульсаций. При прочих равных условиях радиус лавины ( $\sim \sqrt{Dt}$ ,  $D$  - коэффициент диффузии,  $t$  - время развития лавины) в гелии больше чем в воздухе, чем, видимо и объясняется более “равномерный характер” развития процесса при пробое гелия.

Поскольку газы в процессе их эксплуатации оказываются в различных ситуациях, то знание закономерностей изменения  $\tau_3$  представляет практический интерес, а в теоретическом отношении необходима наглядная демонстрация взаимовлияния лавин, которые являются начальными макроскопическими образованиями, предопределяющими дальнейший ход развития пробоя.

### Список публикаций:

- [1]. Кишов М.-Р.Г. Многослойный соленоид типа Гельмгольца. Изв. Вузов. Электромеханика, 1985. №12. с.91.
- [2]. Малкин О.А. Импульсный ток и релаксация в газе. М.: Атомиздат, 1974. 280 с.
- [3]. Кишов М.-Р.Г. Критические параметры газового разряда в магнитном поле. Физика плазмы. 1993. Том 19. Вып.1. с. 137.
- [4]. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газа. М.: Наука, 1992. 223 с.
- [5]. Кишов М.-Р.Г. О характере контракции разряда в воздухе. ТВТ, 1997. Том 35. №2. 337 с.

## Электрофорез углеродных нанотрубок в плазме газового разряда с полым катодом

*Смож Дмитрий Владимирович*

*Новосибирский Государственный Университет*

*Нерушев Олег Алексеевич, к.ф.-м.н.*

*[smovzh@gorodok.net](mailto:smovzh@gorodok.net)*

В связи с активным развитием нанотехнологий и наноэлектроники, в частности, появилась необходимость получения наноэлементов с заданными свойствами. Одним из наиболее перспективных компонентов в наноприборах (транзисторах, автоэлектронных эмиттерах, сенсорах, электромеханических системах и др.) являются углеродные нанотрубки. Это обусловлено рядом свойств, которыми обладают нанотрубки: малые размеры, постоянство диаметра по длине, меняющаяся в значительных пределах электропроводность, механическая прочность и химическая стабильность. Все эти параметры могут контролироваться при синтезе нанотрубок. На настоящий момент существует ряд основных методов синтеза нанотрубок (TCVD - термическое каталитическое разложение углеводородов, PCVD - термическое каталитическое разложение углеводородов в присутствии плазмы, дуговой разряд и лазерная абляция графита и углеводородов), каждый из которых имеет свои преимущества и недостатки (плазменные и термические, с применением катализатора на носителе, методы – это влияние подложки, на которую нанесен катализатор, термические – отсутствие выделенного направления роста и низкая скорость реакции, лазерные – очень энергоемки, дуговой разряд – низкий процент выхода и широкий спектр побочных наноструктурированных продуктов). Цель нашего исследования, изучение влияния параметров разряда с полым катодом, на рост углеродных нанотрубок в потоке газа. В работе предложен новый метод, сочетающий в себе преимущества термического (отсутствие влияния подложки), и плазменного (увеличение скорости реакции, за счет потока положительных ионов углерода на отрицательно заряженные кластеры катализатора). Углеродные нанотрубки синтезируются в прогреваемом полом катоде, через который постоянно прокачивается газовая смесь ( $\text{Ar}/\text{H}_2/\text{C}_2\text{H}_2$ ). Частицы катализатора (железо) формируются на входе в горячую зону катода при термическом разложении пентакарбонила железа, который доставляется в камеру с потоком газа, пробулькиванием части смеси через жидкий ( $\text{Fe}(\text{CO})_5$ ) при  $0^\circ\text{C}$ . Предложенный метод позволяет уменьшить разброс частиц катализатора по размерам, за счет наличия заряда на конденсирующемся кластере железа, что приводит к получению на выходе нанотрубок с близкими свойствами. Полученный материал осаждается на фильтре, расположенном на выходе полого катода.

Проведены исследования углеродных наноструктур, полученных с варьированием давления газа и тока разряда. Анализ материала с фильтра проводился на просвечивающем электронном микроскопе (JEM 2010). Получены углеродные нанотрубки, как одностенные, так и многостенные. Другим результатом, полученным в ходе экспериментов, является обнаружение высокодисперсных частиц катализатора, в виде металлических кластеров, инкапсулированных в углеродные фуллереноподобные частицы имеющие луковичную структуру. Размеры кластеров металла варьируются в пределах от 1,5- 3,5 нм.

Обнаружено существенное влияние электрофореза нанотрубок на качественную структуру углеродного материала. При работе в режиме без разряда материал с фильтра состоял из аморфного углерода, инкапсулированных кластеров железа в углеродных наночастицах и нанотрубок. При включении разряда, нанотрубок на фильтре не наблюдалось, но они были найдены в материале, собранном с анода, расположенного до входа в горячую зону, где температура и состояние катализатора не соответствуют условиям роста нанотрубок. Были проведены эксперименты с низким электрическим полем ( $U < U_{\text{пробоя}}$ ), которые так же показали отсутствие наночастиц на фильтре. Известно, что в низкотемпературной плазме на крупных частицах накапливается отрицательный заряд, за счет разности потока электронов и ионов. При этом заряд частицы зависит от электронной температуры и размера частицы. Наличие заряда, приводит к появлению электростатических сил, действующих против вязких сил потока при описанной выше конструкции разрядного промежутка. Следовательно, при достижении некоторого критического заряда или размера, зависящего от приложенных внешних полей, нанотруба начинает двигаться против потока, по направлению к аноду. Для количественных измерений силы, действующей на частицы в потоке в полом катоде, планируется ввести в катод зонд. Это явление имеет ряд следствий, во-первых: за счет сложной траектории увеличивается время пребывания частицы в горячей зоне полого катода (увеличивается время реакции), во-вторых: при подборе необходимых параметров разряда, таких как давление газа, ток разряда, напряженность поля в катодном слое и положительном столбе, существует возможность селекции нанотрубок по размерам непосредственно на стадии синтеза.

## **Исследование спектрального состава плазмы при напылении пленок Y-Ba-Cu-O в емкостном высокочастотном разряде**

**Филимонова Софья Владимировна**

**Пляка Павел Стефанович**

*Ростовский Государственный Университет*

*Толмачев Геннадий Николаевич, к.ф.-м.н.*

[sophfil@mail.ru](mailto:sophfil@mail.ru)

Актуальность работы определяется необходимостью поиска новых активных сред микроэлектроники, предназначенных для создания высокоскоростных систем передачи, приема, сбора и обработки информации. В настоящее время успешное решение данной проблемы связывают с созданием нового поколения устройств функциональной микроэлектроники на основе многокомпонентных оксидов, таких как высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) и нелинейные диэлектрики (сегнетоэлектрики). Создание многослойных гетероструктур на основе этих материалов позволит использовать как способность сверхпроводника обеспечивать распространение СВЧ-сигнала с минимальными потерями, так и существенную зависимость диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика от приложенного внешнего электрического поля.

Исследования по напылению пленок Y-Ba-Cu-O проводились в емкостном высокочастотном (ВЧ) разряде в кислороде на подложке из MgO. В ряде работ показано [1,2], что емкостной ВЧ разряд обеспечивает получение пленок из Y-Ba-Cu-O с максимальным структурным совершенством. В качестве бесконтактного метода исследования процесса роста пленок был взят оптический способ.

В данном докладе приводятся результаты исследований спектрального состава плазмы. Спектр записывался в разных сечениях разряда в зазоре «мишень-подложка» в диапазоне 3000–6000 Å с разрешением в 1 Å. При исследовании спектра установлено, что среди линий кислорода наибольшей интенсивностью обладают линии, принадлежащие возбужденным ионам кислорода. Дано объяснение данному факту. В тоже время, очень интенсивным свечением обладали линии Cu, Ba<sup>+</sup>. Наряду с этим, как и в работах [1,2], в спектре отсутствовали линии, принадлежащие Y. Проведен анализ возможных причин этого эффекта. С большой вероятностью можно предположить, что Y в газовой фазе находится в связанном состоянии на уровне, превышающем молекулярное соединение, т.е. как минимум в кластерном. Энергии пучковых электронов для таких частиц уже недостаточно, чтобы вызвать их диссоциацию, и эмиссионные линии не наблюдаются. Таким образом, показано, что анализ спектрального состава плазмы при напылении пленок Y-Ba-Cu-O в емкостном высокочастотном разряде может являться эффективным методом исследования механизмов роста пленок в режиме *in situ*.

Список публикаций:

[1] V. M. Mukhortov, Y.I. Golovko, G.N. Tolmachev, A.N. Klevtzov *Ferroelectrics*, 2000, 247, 1-3, p. 75-83.

[2] В.М. Мухортов, Ю.И. Головки, Г.Н. Толмачёв, А.И. Мащенко. *ЖТФ*, 2000, 12, с.1235-1247.

## **Исследование особенностей поведения интенсивностей линий иона кислорода при напылении пленок сложного оксида**

**Филимонова Софья Владимировна**

**Пляка Павел Стефанович**

*Ростовский Государственный Университет*

*Толмачев Геннадий Николаевич, к.ф.-м.н.*

[sophfil@mail.ru](mailto:sophfil@mail.ru)

При разработке технологии получения пленок сложных оксидов (высокотемпературных сверхпроводников и сегнетоэлектриков), требуется нахождение параметров, которые позволяли бы контролировать параметры технологического процесса в режиме *in situ*. В ряде работ [1,2] было показано, что наиболее эффективным способом является контроль оптических характеристик плазмы и нахождение при этом параметров, которые связаны с качеством получаемых пленок. В настоящем докладе приведены результаты по развитию данного подхода.

Исследования проводились в емкостном высокочастотном разряде в кислороде при напылении пленок Y-Ba-Cu-O. Разряд зажигался между плоским ВЧ электродом и заземленной металлической цилиндрической камерой, служащей вторым электродом. При такой асимметрии электродов разряд возникал лишь у ВЧ электрода. Излучение разряда через кварцевое окно направлялось в систему оптических щелей и монохроматор, которые перемещались вдоль оси разряда. Система оптических щелей позволяла исследовать узкую область разряда, параллельную поверхности катода. Интенсивность эмиссионных линий после фотоэлектрического умножителя через аналогово-цифровой преобразователь вводилась в компьютер.

Параллельно мишени (Y-Ba-Cu-O), приклеиваемой с внутренней стороны ВЧ электрода, в разряд помещалась диэлектрическая подложка из MgO. Спектр записывался в разных сечениях разряда в зазоре

«мишень-подложка» в диапазоне 3000–6000 А с разрешением в 1 А. При исследовании спектра установлено, что среди ионных линий кислорода есть несколько линий, соотношение которых связано с качеством получаемых пленок. Проведены исследования, связывающие соотношения этих линий с качеством напыляемых Y-Ba-Cu-O пленок. Показано, что анализ соотношения ряда спектральных линий плазмы при напылении пленок Y-Ba-Cu-O в емкостном высокочастотном разряде может являться эффективным методом контроля технологического процесса роста пленок в режиме *in situ*.

Список публикаций:

[1] В.М. Мухортов, Г.Н. Толмачёв, А.И. Мащенко. *ЖТФ*, 1993, т. 63, №11, с. 135-142.

[2] В.М. Мухортов, Ю.И. Головкин, Г.Н. Толмачёв, А.И. Мащенко. *ЖТФ*, 1998, т. 68, №9, с. 99-103.

## Исследование ионного источника на основе тлеющего разряда

**Чепкасов Сергей Юрьевич**

Новосибирский Государственный Технический Университет

Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.

[vodafone1@ngs.ru](mailto:vodafone1@ngs.ru)

Источники ионов на основе тлеющего разряда разрабатываются и используются в научных исследованиях и различных технологиях, включая высокие технологии [1,2]. В данной работе проведены измерения тока ионов аргона в зависимости от расстояния между электродами и разности потенциалов между анодом и катодом при давлениях аргона:  $P = 0,015 - 0,2$  торр. Диапазон потенциалов между анодом и катодом  $U = 400 - 1500$  В. Особенность эксперимента в том, что измерительный электрод установлен за сетчатым катодом. Они перемещаются совместно при постоянном расстоянии между ними относительно анода. Такой подвижный коллектор позволяет проводить многократные измерения для выявления эффектов, связанных с возможным изменением тока ионов при многократном изменении расстояния анод-катод. Часть потока ионов проходит сквозь сетчатый катод; из общего потока по центру с помощью диафрагмы вырезается пучок диаметром 7 мм, который и попадает на измерительную пластину. На рис. 1 и 2 представлены результаты для аргона при давлении 0,15 и 0,2 торр.

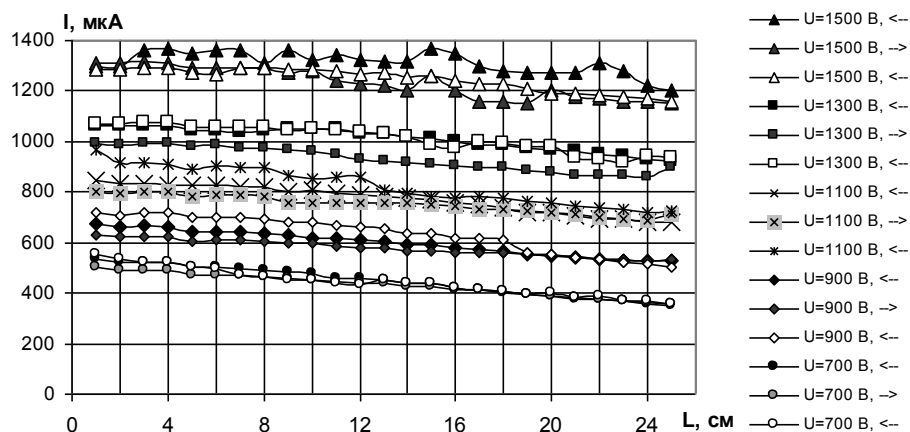


рис.1. Ток ионов аргона в зависимости от расстояния между электродами при разных напряжениях анод-катод. Диапазон напряжений 700-1500В с шагом 200 В. Давление аргона  $P=0,2$  мм.рт.ст. Стрелками показано: <-- измерение при уменьшении расстояния между электродами; --> - при увеличении расстояния между электродами.

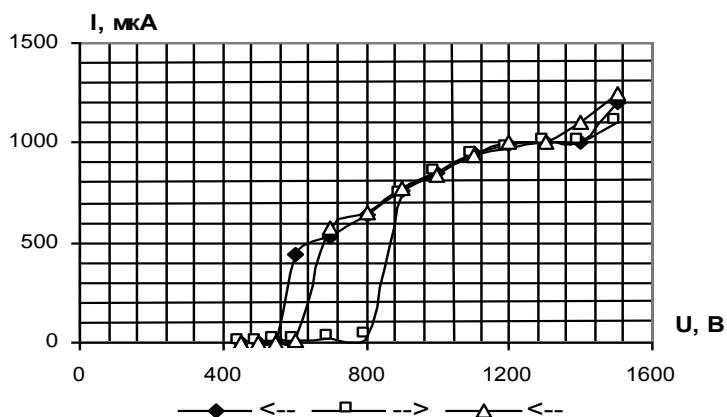


рис.2. Зависимость тока ионов аргона от напряжения между анодом и катодом. Давление аргона  $P = 0,15$  торр. Расстояние между электродами  $L = 2$  см. Стрелками показано: <-- - уменьшение напряжения между электродами; --> - увеличение напряжения между электродами.

Список публикаций:

- [1] 7<sup>th</sup> International Conference On Modification Of Materials With Particle Beams And Plasma Flows, Tomsk, Russia, 25-29 July 2004, 519 pp.  
 [2]. 13<sup>th</sup> International Symposium on High Current Electronics: Proceedings. Tomsk: Publishing house of the IAO SB RAS, 2004. 475 pp.

## Формирование импульсов оптического излучения в высоковольтных наносекундных разрядах в режиме формирования двух встречных высокоскоростных волн ионизации

**Шахинов Гаджи Шабанович**

*Погореловская Марина Александровна*

*Дагестанский Государственный Университет*

*Ашурбеков Назир Ашурбекович, д.ф.-м.н.*

*gadz@bk.ru*

Известно, что наложение высоковольтного импульса напряжения с наносекундным фронтом на один из электродов разрядной экранированной трубки приводит к формированию высокоскоростных волн ионизации (ВВИ), распространяющихся от высоковольтного электрода к заземленному независимо от полярности приложенного напряжения [1,2]. Движение ВВИ сопровождается большими переносимыми токами, значительным энерговыделением в газ и его высокой степенью ионизации. В процессе электрического пробоя практически все электрическое поле сосредоточено на фронте ВВИ, вследствие чего плазменная зона во фронте волны ионизации является сильно неравновесной, и в ней могут формироваться высокоэнергетичные электроны с энергиями несколько кэВ и выше. Поэтому, такой разряд обладает свойствами близкими к пучковым разрядам, что может быть использовано для накачки целого ряда газовых лазеров.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию оптических свойств наносекундных разрядов, развивающихся в режиме формирования двух встречных высокоскоростных волн ионизации.

Наносекундный разряд в длинных трубках, развивающийся в режиме распространения встречных ВВИ, характеризуется наличием целого ряда особенностей, обусловленных запаздывающим характером процессов возбуждения и ионизации газа вдоль трубки. Теоретические исследования таких разрядов крайне затруднительны вследствие неоднородности и нестационарности создаваемой плазмы, поэтому в работе выбран экспериментальный подход к исследованию основных параметров таких разрядов.

Исследуемый разряд происходил в стеклянной трубке длиной около 60 см и диаметром 1 см, снабженной полыми цилиндрическими электродами, сквозь которых регистрируется оптическое излучение. Разрядная трубка помещалась в металлический экран диаметром 3 см. Для формирования разряда использовался генератор высоковольтных импульсов напряжения, вырабатывающий два синхронизованных импульса напряжения с регулируемой амплитудой до 40 кВ и длительностью около 100 нс, которые подавались на разрядную на разные электроды относительно экрана. Конструкция генератора позволяла менять полярность вырабатываемого импульса, что давало возможность исследовать свойства плазмы при распространении в трубке волн градиента потенциала различной полярности. Для регистрации параметров ВВИ вдоль разрядной трубки на определенных расстояниях друг от друга были установлены несколько емкостных датчиков. Перемещение фронта свечения регистрировалось с помощью оптических датчиков в виде отрезков световодов, установленных рядом с емкостными датчиками. Оптическое излучение регистрировалось при помощи ФЭУ-115М.

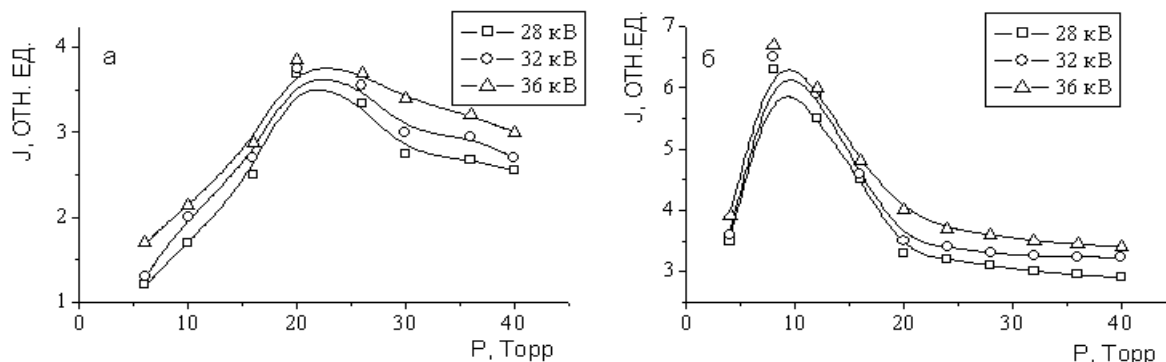


рис.1. Зависимости максимальной интенсивности излучения для спектральной линии HeI (длина волны 388,8 нм) от давления газа при возбуждении газа одной волной положительной полярности (а) и двумя волнами положительной полярности (б).

В работе выполнены комплексные исследования оптических характеристик плазмы наносекундного разряда в гелии, развивающегося в режиме формирования одной и двух встречных волн ионизации. Исследовались интенсивности оптического излучения разряда как вдоль, так и поперек трубки на различных расстояниях от электродов в процессе распространения ВВИ в зависимости от амплитуды напряжения и давления газа. Основные измерения были проведены для спектральных линий HeI 492.1 нм, 501.5 нм, 388.8 нм, 396.4 нм. Обнаружено, что форма, интенсивность и длительность импульсов оптического излучения существенно зависят от режима формирования и распространения ВВИ. Характерные зависимости максимальной интенсивности излучения для спектральной линии HeI (длина волны 388,8 нм) от давления газа при формировании разряда одной и двумя волнами волной положительной полярности приведены на рис. 1.

Было установлено, что при формировании разряда встречными ВВИ разной полярности максимум интенсивности излучения приходится на область давлений газа 12-16 Торр, в то время как при формировании разряда встречными волнами одинаковой полярности, максимум интенсивности приходится на давление газа 10-12 Торр. В то же время при формировании плазмы одиночной ВВИ, область максимальной интенсивности приходится на область давлений газа примерно 25 Торр. Во всех исследованных условиях интенсивность оптического излучения при распространении в разрядной трубке двух ВВИ навстречу друг другу была выше, чем в случае распространения одиночной ВВИ.

В работе выполнен анализ релаксационных процессов в области взаимодействия двух встречных ВВИ.

Список публикаций:

[1] Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филюгин И.В. // УФН. 1994. Т.164. №3. С.263-285.

[2] Ашурбеков Н.А., Омаров О.А., Омарова Н.О., Погореловская М.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т. 67. № 9. С 1250-1253.