

## 6-Физика плазмы, электрофизика, плазменные технологии

Аракчеев Алексей Сергеевич, 3 курс  
Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический  
**Диагностика поля магнитной системы установки ГОЛ-3 с помощью зонда на основе эффекта Зеемана**  
Иванов Иван Анатольевич, к.ф.-м.н.  
e-mail: [rifleman.ff@gmail.com](mailto:rifleman.ff@gmail.com) стр. 301

Буланов Алексей Владимирович, 5 курс  
Владивосток, Дальневосточный государственный университет, физический  
**Механизм распространения волн поглощения лазерного излучения при оптическом пробое в воздухе**  
Ильин Алексей Анатольевич, к.ф.-м.н.  
e-mail: [lotar85@mail.ru](mailto:lotar85@mail.ru) стр. 302

Жукова Мария Александровна, 3 курс  
Томск, Томский политехнический университет, естественных наук и математики  
**Исследование характеристик магнетронной распылительной системы с жидкофазной мишенью, ассистированной внешним ионным пучком**  
Третьяков Роман Сергеевич  
e-mail: [zhukova\\_mariya@mail.ru](mailto:zhukova_mariya@mail.ru) стр. 303

Завьялов Виталий Сергеевич, 5 курс  
Архангельск, Поморский государственный университет, физический  
**Определение равновесной функции распределения позитронов в накопительных кольцах с электронным охлаждением**  
Есеев Марат Каналбекович, к.ф.-м.н.  
e-mail: [tphys@pomorsu.ru](mailto:tphys@pomorsu.ru) стр. 305

Козлова Татьяна Викторовна, 2 курс  
Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический  
**Вольтамперные характеристики газового разряда магнетронного типа. Расчет магнитного поля.**  
Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.  
e-mail: [tanchura@gorodok.net](mailto:tanchura@gorodok.net) стр. 306

Королев Николай Анатольевич, аспирант  
Петрозаводск, Петрозаводский государственный университет, физико-технический  
**Исследование спектров плазменной струи медицинского микроплазматрона**  
Курсков Сергей Юрьевич, к.ф.-м.н.  
e-mail: [kna@sampo.ru](mailto:kna@sampo.ru) стр. 308

Кроликов Антон Владимирович, 5 курс  
Краснодар, Кубанский государственный университет, физико-технический  
**Криминалистическая газоразрядная диагностика денежных купюр достоинством 1000 рублей**  
Бойченко Александр Павлович, к.ф.-м.н.  
e-mail: [krolikov@bk.ru](mailto:krolikov@bk.ru) стр. 309

Никуличева Татьяна Борисовна, аспирант  
Бишкек, Кыргызско-Российский славянский университет, естественно-технический  
**Расчет теплофизических свойств плазмы**  
Кулумбаев Эсен Болотович, д.ф.-м.н.  
e-mail: [tatyana\\_nikulich@mail.ru](mailto:tatyana_nikulich@mail.ru) стр. 310

Павлов Василий Николаевич, 3 курс  
Ленинск-Кузнецкий, Томский Государственный университет систем управления и радиоэлектроники,  
электронной техники

**Энергетические характеристики слаботочных импульсных вакуумно-дуговых разрядов**

Аксенов Александр Иванович, к.т.н.

e-mail: [aai@fet.tusur.ru](mailto:aai@fet.tusur.ru)

стр. 312

Рогило Дмитрий Игоревич, 2 курс  
Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический

**Вольтамперные характеристики орбитронного разряда в различных газах. Зависимость от напряжённости аксиального магнитного поля**

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

e-mail: [rogilo@gorodok.net](mailto:rogilo@gorodok.net)

стр. 313

Собур Денис Анатольевич, 5 курс  
Раменское, Московский физико-технический институт (ГУ), общей и прикладной физики

**Плазменная линза для ускорителя тяжелых ионов ИТЭФ**

Сасоров Павел Васильевич, д.ф.-м.н.

e-mail: [soburda@gmail.com](mailto:soburda@gmail.com)

стр. 314

Судников Антон Вячеславович, 3 курс  
Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический

**Диагностика возмущений магнитного поля на установке ГОЛ-3 с помощью многоканального магнитного зонда**

Поступаев Владимир Валерьевич, к.ф.-м.н.

e-mail: [rifleman.ff@gmail.com](mailto:rifleman.ff@gmail.com)

стр. 316

Тихомирова Марина Александровна, 4 курс  
Киров, Вятский государственный университет, химический

**Структура и электрофизические свойства сульфидпроводящих материалов на основе тиосамарата бария**

Калинина Людмила Алексеевна, к.х.н.

e-mail: [lab230@rambler.ru](mailto:lab230@rambler.ru)

стр. 317

**Диагностика поля магнитной системы установки ГОЛ-3 с помощью зонда  
на основе эффекта Зеемана**

**Аракчеев Алексей Сергеевич**

*Судников Антон Вячеславович*

*Новосибирский государственный университет*

*Иванов Иван Анатольевич, к.ф.-м.н.*

*[Rifleman.ff@gmail.com](mailto:Rifleman.ff@gmail.com)*

В настоящий момент одним из наиболее перспективных источников энергии считается управляемый термоядерный синтез. Одной из возможных систем для УТС является открытая ловушка.

Установка ГОЛ-3 представляет собой многопробочную (55 ячеек) открытую плазменную ловушку с полем от 3.2 Тл до 4.8 Тл. Плазменный шнур длиной ~ 12 м при температуре ~ 2.5 кэВ и плотности  $10^{20} \div 10^{22} \text{ м}^{-3}$  удерживается ~ 1 мс. Для разогрева сквозь плазму пропускается электронный пучок с энергией электронов ~ 1 МэВ, длительностью ~ 8 мкс, энергозапасом до 0.3 МДж.

При удержании плазмы в открытой ловушке шнур может вращаться, смещаться относительно оси, изменять форму своего сечения. Все эти процессы сильно сказываются на устойчивости, а значит – времени удержания плазмы.

О процессах, происходящих в шнуре, можно судить по изменению профиля магнитного поля. Для выяснения природы диагностируемых колебаний было предложено определить, какие из них связаны с расширением плазмы, рассмотрев Зеемановское расщепление спектральной линии Ne 6402,246 Å как наиболее интенсивной линии излучения неона (данная линия является триплетом).

При нагревании плазмы электронным пучком из-за увеличения её давления происходит расширение плазменного шнура, а магнитный поток через зазор между плазмой и корпусом установки сохраняются, т.к. характерное время проникновения магнитного поля в проводник значительно больше времени расширения плазмы (~ 1 ÷ 10 мкс):

$$\tau \approx \frac{4\pi\sigma\mu l^2}{c^2} \sim 100 \text{ мкс}, \quad (1)$$

где  $\sigma = 8 \cdot 10^6 \text{ (Ом} \cdot \text{м)}^{-1}$  и  $\mu = 1$  – проводимость и магнитная проницаемость металлического корпуса,  $l = 0.1 \text{ см}$  – толщина металлического корпуса.

Если увеличивается радиус внутреннего цилиндра, сохраняющего магнитный поток внутри другого, то магнитное поле меняется по закону:

$$H_1 = H_0 \frac{R_1^2}{(R_1 + \Delta R_1)^2} \approx H_0 - 2H_0 \frac{1}{R_1} \Delta R_1, \quad (2)$$

$$H_2 = H_0 \frac{R_2^2 - R_1^2}{R_2^2 - (R_1 + \Delta R_1)^2} \approx H_0 + 2H_0 \frac{R_1}{R_2^2 - R_1^2} \Delta R_1, \quad (3)$$

где  $H_1$  – магнитное поле в плазме,  $H_2$  – магнитное поле в зазоре между плазмой и вакуумной проводящей стенкой,  $H_0$  – начальное магнитное поле,  $R_1$  – радиус плазменного шнура,  $R_2$  – радиус металлического корпуса.

Радиус плазменного шнура будет изменяться до тех пор, пока давление плазмы не уравнивается разностью магнитных давлений в плазме и снаружи от неё. Отсюда:

$$\Delta R_1 = \frac{2\pi k T}{H_0^2} R_1 \left( 1 - \frac{R_1^2}{R_2^2} \right), \quad (4)$$

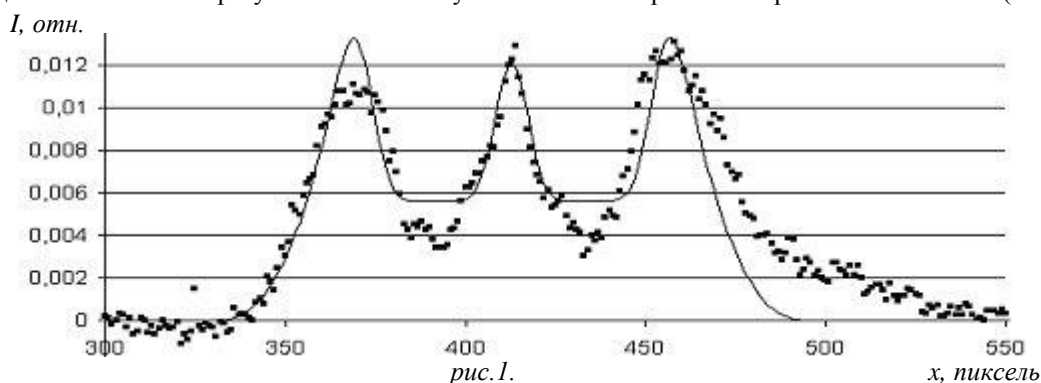
$$\Delta H_2 = \frac{4\pi k T}{H_0} \left( \frac{R_1}{R_2} \right)^2. \quad (5)$$

При  $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 500 \text{ эВ}$ ,  $H_0 = 3 \text{ Тл}$ ,  $R_1 = 3 \text{ см}$ ,  $R_2 = 5 \text{ см}$ :  $\Delta H_2 \approx 0,1 \text{ Тл}$ .

Для определения спектра лампы использовался двойной фокусирующий спектрометр (ДФС-16). Регистрация производилась специализированной ПЗС-камерой формата 1/3.2" с разрешением 700×515 точек.

По результатам калибровочных измерений известного постоянного поля были подобраны наилучшие параметры электрической системы питания, а так же заснята аппаратная функция спектрокопа.

В гофрированной открытой ловушке характерными параметрами являются максимальное и минимальное значения поля магнитной системы. В качестве одного из тестовых экспериментов было предложено получить значения данных величин. В результате были получены снимки с тремя спектральными линиями (см. *рис.1*).



Для аппроксимации данных была применена следующая модель:

- Центральным пиком на снимке является нерасщепленная линия,
- Боковые пики соответствуют  $\Sigma$ -компоненте линии при максимальной напряженности поля,
- Между ними находится картина  $\Sigma$ -компоненты линии при линейно возрастающем поле.

Наилучшая аппроксимация максимума поля соответствует  $5,2 \pm 0,8$  Тл. Измерение минимума дало значение  $2,8 \pm 0,5$  Тл.

Погрешность в 15 % в максимуме даёт абсолютную погрешность в 0,8 Тл. Таким образом, измерение ожидаемого изменения магнитного поля в зазоре между плазмой и вакуумной проводящей стенкой 0,1 Тл данной установкой невозможно. Необходимо увеличивать интенсивность излучения или использовать более точный оптический прибор.

Однако подобное усложнение установки на данный момент не представляется рациональным, пока не возникает ситуации, в которой необходимы не электрические методы измерения.

## **Механизм распространения волн поглощения лазерного излучения при оптическом пробое в воздухе**

*Буланов Алексей Владимирович*

*Дальневосточный государственный университет*

*Ильин Алексей Анатольевич, к.ф.-м.н.*

*[lotar85@mail.ru](mailto:lotar85@mail.ru)*

Исследование механизмов лазерного пробоя в газовой атмосфере и на поверхности конденсированных сред является актуальной задачей, поскольку результаты этих исследований используются для решения широкого круга фундаментальных и прикладных проблем. Прежде всего, интерес к этим исследованиям связан с получением высокотемпературной плазмы и развитием методов разогрева лазерной плазмы. Большинство работ в этой области посвящено проблеме получения управляемого термоядерного синтеза, и, в этом случае, исследования проводятся на мишенях, расположенных в вакууме. Однако, в последнее время, появляются работы, в которых рассматриваются методы разогрева лазерной плазмы в газовой атмосфере при воздействия ударными волнами. В качестве примера можно отметить метод разогрева лазерной плазмы в результате встречного взаимодействия плазменных фронтов, при котором в области взаимодействия происходит изменение термодинамических параметров плазмы, приводящее к локальному повышению температуры.

Оптический пробой, генерируемый лазерным излучением в газе, обладает свойствами взрыва. Плазменный фронт расширяясь со сверхзвуковой скоростью, возбуждает в окружающем газе ударную волну. При достаточно высоком давлении и температуре газа, разлет плазмы носит взрывной характер. Динамику ударной волны для наших условий эксперимента можно описать следующим образом: ударная волна распространяется навстречу лазерному излучению вдоль каустики линзы, при этом газ за фронтом ударной волны дополнительно нагревается, ионизируется и начинает поглощать лазерное излучение, то есть в нем создаются условия для запуска электронной лавины. В дальнейшем, в новом слое газа, примыкающего к

фронту ударной волны и находящегося в поле излучения лазера, выделяется энергия излучения, и уже этот вторичный слой становится источником поддержания ударной волны, - таким образом, образуется светодетонационная волна поглощения лазерного излучения. В результате, плазменный факел вытягивается навстречу лазерному излучению, при этом ударная волна, распространяясь вбок и лишенная компенсации энергывыделения, постепенно затухает.

В данной работе исследованы скорости распространения волн поглощения лазерного излучения, - светодетонационной волны и быстрой волны ионизации (БВИ), в зависимости от интенсивности лазерного излучения при оптическом пробое в нормальной атмосфере. Скорость светодетонационной волны оценивалась из следующего соотношения:

$$D = \left( \frac{2(\gamma^2 - 1)I\delta}{\rho} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $D$  – скорость светодетонационной волны,  $I$  – интенсивность излучения,  $\rho$  – плотность воздуха,  $\gamma$  – показатель адиабаты. Скорость БВИ является решением системы уравнений:

$$\varepsilon(T)u = S, \quad (2)$$

$$u > \frac{1}{n_0} \int_0^\infty d\omega \int_0^1 d\mu \frac{\mu F_0(\omega, \mu) \sigma(\omega)}{\sigma_a(\omega)}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon(T)$  – удельная плотность энергии воздуха при температуре  $T$ ,  $S$  – интенсивность лазерного излучения,  $u$  – скорость БВИ,  $\sigma$  – сечение ионизации  $\sigma_a$  – сечение поглощения, а  $F(\omega, \mu)$  – поток ионизирующих УФ-квантов, распространяющихся под углом  $\theta$  к направлению движения БВИ ( $\mu \equiv \cos \theta$ ),  $\omega$  – частота соответствующая порогу фотоионизации.

При расчете удельной плотности энергии использовался приближенный метод Райзера, подробно описанный в [1]. Проведено сравнение значений скоростей волны поглощения полученных в ходе эксперимента и теоретическими расчетами. В эксперименте использовался ND:YAG лазер с длиной волны 532 и 1064 нм, с энергией в импульсе 360 и 180 мДж соответственно.

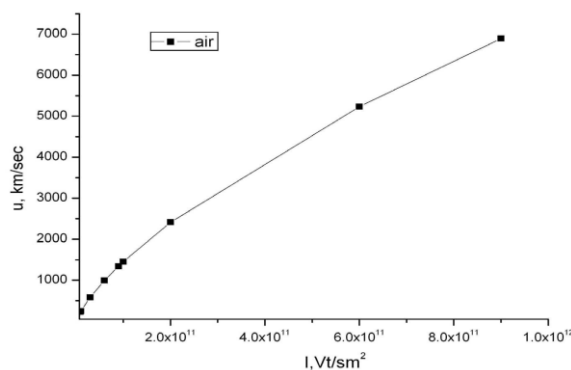


рис.1

Теоретический расчет показал, что нижняя граница скорости БВИ примерно 300 км/с, что соответствует экспериментальным данным, которые описаны в [2].

Теоретически полученная зависимость скорости БВИ от интенсивности лазерного излучения показана на рис.1.

Список публикаций:

- [1] Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. – М. Наука, 1963. – 632 с.  
 [2] О. А. Букин, А. А. Ильин, И. Г. Нагорный, А. Н. Павлов, А. В. Буланов. *Особенности взаимодействия встречных плазменных фронтов при лазерном пробое в нормальной атмосфере*//ПЖТФ, том 32, выпуск 13 (2006), с. 32-37.

## Исследование характеристик магнетронной распылительной системы с жидкофазной мишенью, ассистированной внешним ионным пучком

**Жукова Мария Александровна**

Третьяков Роман Сергеевич

Томский политехнический университет

Третьяков Роман Сергеевич

[zhukova\\_mariya@mail.ru](mailto:zhukova_mariya@mail.ru)

Тонкопленочные покрытия нашли широкое применение в различных областях науки и техники. Дальнейшее развитие технологии их производства лежит в направлении повышения скорости и равномерности нанесения, улучшения адгезионных свойств и снижения количества вредных примесей.

Одним из перспективных методов получения покрытий позволяющим соединить два различных процесса: термическое испарение и магнетронное распыление является магнетронное распыление металлов из жидкой фазы. Однако у данного метода есть недостатки: нестабильное горение магнетронного разряда и большая длительность тренировки мишени, заключающаяся в удалении загрязнений и оксидной пленки с поверхности. Для устранения этих недостатков нами было предложено добавление внешнего ионного пучка.

Была разработана конструкция плазменного источника, состоящая из магнетрона с жидкофазной мишенью и ионного источника, пучок ускоренных ионов направлялся на мишень магнетрона. В качестве распыляемого материала использовался сплав: 40 % олова и 60 % свинца. Рабочим газом служил аргон, который подавался в камеру через разрядный промежуток ионного источника.

В данной работе использовался магнетрон (рис.1), мишень которого помещалась в тигель из тугоплавкого материала. Тигель был теплоизолирован от корпуса посредством керамических вставок. Магнитная система включала в себя магнитопровод и набор постоянных магнитов, охлаждаемых проточной водой. На поверхности мишени индукция магнитного поля составляла порядка  $\sim 0.1$  Тл. Напряжение разряда варьировалось в пределах  $140 \div 320$  В при плотности тока  $0.007 \div 0.03$  А/см<sup>2</sup>.

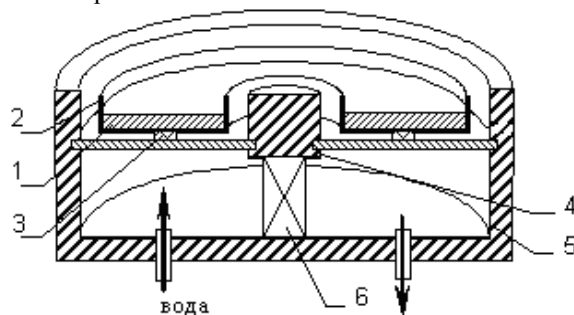


рис.1. Конструкция магнетронного диода: 1 – мишень; 2 – тигель; 3 – керамические вставки; 4 – центральный магнитопровод; 5 – корпус магнетрона; 6 – постоянные магниты.

Основными элементами ионного источника являлись водоохлаждаемый анод и катод, одновременно являющийся магнитопроводом. Магнитное поле замыкалось в зазоре между полюсными наконечниками. Электроны, совершая сложные циклоидальные движения вдоль поверхности анода, создают замкнутый холловский ток и ионизируют атомы рабочего газа. Ионы ускорялись за счет созданной разности потенциалов. Ионный источник работал при напряжении 3,0 кВ и разрядном токе до 0,5 А. В итоге процесс распыления поддерживается ионами двух независимых источников: собственного магнетронного разряда и внешнего пучка. Ускоренные ионы попадали на мишень магнетрона под углом примерно 45° к ее поверхности. Затем, поджигался магнетронный разряд, в результате в плазме возрастала плотность ионов.

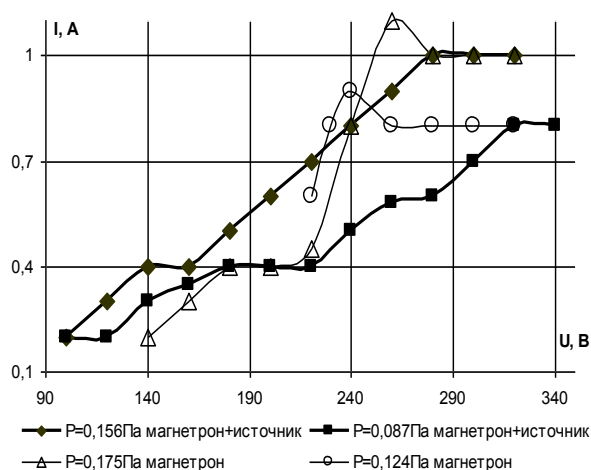


рис.2. Вольтамперные характеристики магнетрона работающего автономно и совместно с ионным источником.

В ходе работы исследовались вольтамперные характеристики магнетрона, работающего автономно и совместно с ионным источником (рис.2). После поджигания магнетрона мишень нагревалась и начинала плавиться. В связи с этим ток резко возрастал за счет дополнительной ионизации паров распыляемого материала и увеличения тока термоэмиссии из расплава и достигал насыщения после установления равновесной температуры, в соответствии с подводимой мощностью, а напряжение уменьшалось. Максимальные значения тока на вольтамперных кривых при автономной работе магнетрона соответствуют

переходу мишени из твердого в жидкое состояние. Наличие ионного источника значительно снижает напряжение зажигания магнетронного разряда и позволяет работать при весьма низких давлениях рабочего газа, что уменьшает загрязнение осаждаемых покрытий. Из графиков хорошо видно, что ионное ассистирование магнетрона с жидкофазной мишенью облегчает управление им на высоком уровне мощности и делает его вольтамперные характеристики более пологими. Ярко выраженный эффект добавления ионного источника заключается так же в обеспечении стабильности работы системы в целом.

Таким образом, использование ионного источника позволило устранить недостатки описываемого метода магнетронного распыления. В данной конструкции увеличилась стабильность горения магнетронного разряда и уменьшилась длительность тренировки мишени. Описываемая конструкция может обеспечивать высокоскоростное напыление металлов.

## **Определение тормозящей силы на позитроны в накопительных кольцах с электронным охлаждением**

**Завьялов Виталий Сергеевич**

*Поморский государственный университет им. М. В. Ломоносова*

*Есеев Марат Каналбекович, к.ф.-м.н.*

*[tphys@pomorsu.ru](mailto:tphys@pomorsu.ru)*

Метод электронного охлаждения [1] (см. обзоры [2, 3]) успешно применяется для уменьшения фазового объёма пучков частиц с большой массой,  $M \gg m$ , где  $m$  – масса электрона. Задача охлаждения позитронов, когда  $M = m$ , является новой и возникла в проектах получения и изучения свойств атомов антиводорода и позитрония (см. обзор [4], а так же [5,6]). К настоящему времени опубликовано лишь несколько работ по этой теме [5-9]. Учитывая важную роль охлаждения позитронов в проектах [4-6], в данной работе мы вновь возвращаемся к этому вопросу с целью критического анализа имеющихся результатов и восполнения сведения недостающих для планирования экспериментов.

Одной из ключевых величин, подлежащих вычислению, является сила трения  $\mathbf{F}$ , действующая на частицу, движущуюся относительно электронного облака (пучка). Знание этой силы необходимо для расчёта времени релаксации функции распределения позитронов  $\Phi(\mathbf{V}, t)$  по скоростям  $\mathbf{V}$ . Для планирования спектроскопических измерений позитрония необходимо знать распределение этих атомов по продольным и поперечным скоростям, которое определяется стационарной функцией распределения этих атомов позитронов  $\Phi(\mathbf{V})$ , которая устанавливается в результате релаксации. Все эти вопросы будут рассмотрены в данной работе.

Электронное облако удерживается в комбинации внешних электрических и магнитных полей, которые компенсируют кулоновское отталкивание электронов заменяя тем самым фон положительных ионов, присутствующий в обычной квазинейтральной плазме. В результате практически все свойства облака совпадают с таковыми для обычной плазмы.

В случае отличного от нуля магнитного поля ( $\mathbf{H} \neq 0$ ) траектории частиц являются винтовыми с радиусами равными ларморовским:

$$r_{HM} = \frac{V_{\perp}}{\omega_{HM}}, \quad r_H = \frac{v_{\perp}}{\omega_H}, \quad \omega_{HM} = \frac{qH}{Mc}, \quad \omega_H = \frac{eH}{mc}, \quad V_{\perp} = |\mathbf{V}_{\perp}|, \quad v_{\perp} = |\mathbf{v}_{\perp}|.$$

Здесь векторы  $\mathbf{V}_{\perp}, \mathbf{v}_{\perp}$  – перпендикулярные к направлению магнитного поля  $\mathbf{h} = \mathbf{H}/H$  составляющие скоростей  $\mathbf{V}$  и  $\mathbf{v}$  позитрона и электрона соответственно (здесь и почти везде далее рассматривается система покоя пучка). Для описания электронного охлаждения достаточно рассматривать нерелятивистский случай:  $\Delta = \sqrt{T/m} \ll c$ ,  $V \ll c$ ,  $\bar{u} \sim e^2/\bar{R}$ ,  $T = 2\bar{K}/3$  – эффективная температура электронов,  $\bar{R} \sim n^{-1/3}$  – среднее расстояние между ними,  $n$  – их плотность (см<sup>-3</sup>).

Силу трения удобно разбить на два слагаемых:  $\mathbf{F} = \mathbf{F}_b + \mathbf{F}_c$ , где  $\mathbf{F}_b$  – вклад от парных столкновений позитрона с электронами,  $\mathbf{F}_c$  – вклад от коллективных взаимодействий, когда позитрон взаимодействует одновременно с большим числом электронов.

$$\mathbf{F}_b = \frac{4\pi n e^2 q^2 \Lambda_b}{\mu} \nabla_{\mathbf{v}} \Phi(\mathbf{V}),$$

где  $\Phi(\mathbf{V}) = \int \frac{f(\mathbf{v}) d^3 v}{u}$ ,  $u = |\mathbf{u}|$ ,  $\mathbf{u} = \mathbf{V} - \mathbf{v}$ ,  $f(\mathbf{v})$  – функция распределения электронов, нормированная на единицу:  $\int f(\mathbf{v}) d^3 v = 1$ ,  $\Lambda_b = \ln(\bar{R}/R_T)$  – кулоновский логарифм для парных столкновений позитронов с электронами,  $R_T = e^2/T$  – томсоновский радиус,  $\mu$  – приведённая масса:  $\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m} + \frac{1}{M}$ . Основной вклад в  $F_b$  дают столкновения с прицельными параметрами  $\rho < \bar{R}$ .

При расчёте  $F_c$  идеальную плазму можно рассматривать как сплошную среду, реакция которой на электромагнитное возмущение с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$  описывается тензором диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \omega)$ :

Сила, действующая на заряд равна:

$$\mathbf{F}_c(t) = q\mathbf{E}_p(\mathbf{r} = \mathbf{R}(t), t) = q \int \frac{d^3 k d\omega}{(2\pi)^4} e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}(t) - i\omega t} \mathbf{E}_p(\mathbf{k}, \omega).$$

При этом необходимо учитывать «сплюснутость» функции распределения электронов, возникающей вследствие эффекта кинематического охлаждения ускоряемого пучка электронов, являющегося следствием теоремы Лиувилля.

Сделанные расчеты указывают, что коллективный вклад  $F_c$  в силу трения возрастает вследствие уменьшения размера дебаевского облака, вызываемого увеличением магнитного поля. Аналогичным образом возрастает вклад  $F_b$ , обусловленный парными столкновениями. С уменьшением  $\bar{V}_H$  перпендикулярное магнитному полю движение электрона «замыкается» внутри кружка малого радиуса, поэтому частица «М» взаимодействует с электроном, как с точечной частицей, движущейся вдоль магнитного поля с малой скоростью  $v_{\parallel} \sim \Delta_{\parallel}$ . Если и  $V_{\parallel} \sim \Delta_{\parallel}$ , то относительная скорость частиц и также мала, а время взаимодействия велико. Учет сплюснутости функции распределения электронов приводит к увеличению силы трения. Уже известные и новые результаты, приведенные и проанализированные в данной работе, важны для планирования экспериментов с позитронными пучками, подобных LEPTA [6].

Работа выполнена при финансовой поддержке администрации Архангельской области в конкурсе «Молодые ученые Поморья» (грант №03-15).

Список публикаций:

- [1] Будкер Г. И., АЭ, **22**(1967)346
- [2] Мешков И. Н., ЭЧАЯ, **25** (1994) 1487
- [3] Пархомчук В. В., Скринский А. Н., УФН, **170** (2000) 473
- [4] Мешков И. Н., ЭЧАЯ, **28** (1997) 495
- [5] Meshkov I., Skrinsky A., NIM, A **379** (1996) 41
- [6] Meshkov I. N., Sidorin A. O., NIM, **391** (1997) 216
- [7] Меньшиков Л. И., ЖЭТФ, **127**, С.458 (2005).
- [8] Меньшиков Л. И., Есеев М. К., УФН, **171**, С.149 (2001).
- [9] Меньшиков Л. И., Ландуа Р., УФН, **173**, С.233 (2003).

## Вольтамперные характеристики газового разряда магнетронного типа

### Расчет магнитного поля

*Козлова Татьяна Викторовна*

*Роголо Дмитрий Игоревич*

*Новосибирский государственный университет*

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

[tanchura@gorodok.net](mailto:tanchura@gorodok.net)

Вольтамперная характеристика (ВАХ) – одно из важных свойств газовых разрядов, которая существенно зависит от многих параметров, таких как сорт газа, давление, энергия падающих частиц, расстояние между мишенью и подложкой, материал распыляемой поверхности, температура катода напряженность



электрического и магнитного полей. Известно, исследование процессов взаимодействия заряженных частиц с поверхностью при различных конфигурациях магнитного и электрического полей – актуальная задача и для термоядерных, и для плазменных установок с точки зрения фундаментальных и прикладных задач. Важность изучения этого параметра для магнетронных распылительных систем (МРС) связана с тем, что эффективная поверхность мишени (зона распыления) ограничена. Несмотря на то, что скорость распыления с единицы площади поверхности относительно высока, общее количество осаждаемого материала определяется площадью, покрываемой кольцевым полем плазменного кольца. Поверхность системы, расположенная между местами входа и выхода силовых линий магнитного поля, замыкающихся между полюсами магнита, интенсивно распыляется и имеет вид замкнутой дорожки, геометрия которой определяется формой полюсов магнитов. При подаче постоянного напряжения между мишенью (отрицательный потенциал) и анодом (нулевой потенциал) возникает неоднородное электрическое поле и возбуждается аномальный тлеющий разряд. Магнитное поле удерживает электроны внутри пространства, занятого полем, что приводит к локализации плазмы разряда в кольцеобразных зонах повышенной интенсивности непосредственно у мишени. Обычно более 95% электронов остается внутри области, занятой плазмой, в результате чего происходит распыление катода в этих зонах. При этом используется около 30% поверхности. Улучшить эффективность использования материала мишени позволяет изменение конфигурации магнитного поля. [1]–[3].

Минайчев и др. [4] определили, что оптимальное значение индукции магнитного поля должно быть в диапазоне от 0,03 до 0,1 Тл. Данилин и др. [1] исследовали эффективность распыления в зависимости от конфигурации мишени. Работ, посвященных влиянию концентраторов на площадь распыляемой поверхности, в доступных источниках информации не было найдено.

Цель работы – измерение ВАХ в зависимости от давления и температуры мишени, сравнение магнитных полей постоянного бариевого магнита в МРС с внешним концентратором и без него, и выяснение оптимальной конфигурации системы.

Расстояние катод – анод: 35 мм. Давление аргона изменялось от 0,05 до 0,5 торр. Ток эмиссии катода не превосходил 1 А. Диапазон измеряемых напряжений 200 – 900 В.

Выявлена чёткая зависимость вольтамперных характеристик от температуры мишени. При этом переход ВАХ носит пороговый характер. При повышении температуры наблюдается резкий переход разряда в область меньших напряжений. ВАХ и имеют повышенную крутизну при высокой температуре: имеют большие величины токов при постоянной разности потенциала между мишенью и анодом и постоянном давлении аргона. При увеличении давления на постоянной температуре ВАХ переходят в область меньших напряжений.

С помощью измерителя магнитной индукции Ш I-8 исследовано распределение магнитного поля магнетронной распылительной системы с внешним концентратором и без него. Получены зависимости величины индукции магнитного поля от расстояния над мишенью (изменялась от 0 до 90 мм с шагом в 5 мм), а также от расстояния от центра мишени (диапазон измерений – от 0 до 46 мм с шагом 1 мм). При этом максимальное значение индукции магнитного поля 150 мТл достигается, как и следовало ожидать, в центре мишени. При построении векторных полей, замечено, что присутствие внешнего концентратора значительно увеличивает область над мишенью (от 2 до 8 мм), где линии вектора напряженности параллельны поверхности мишени, что позволяет сделать вывод об эффективности подобной системы. Моделирование магнитного и электрического полей выполнено в комплексе программ SAM, при этом отмечается соответствие экспериментального и теоретического распределений (рис.1, рис.2).

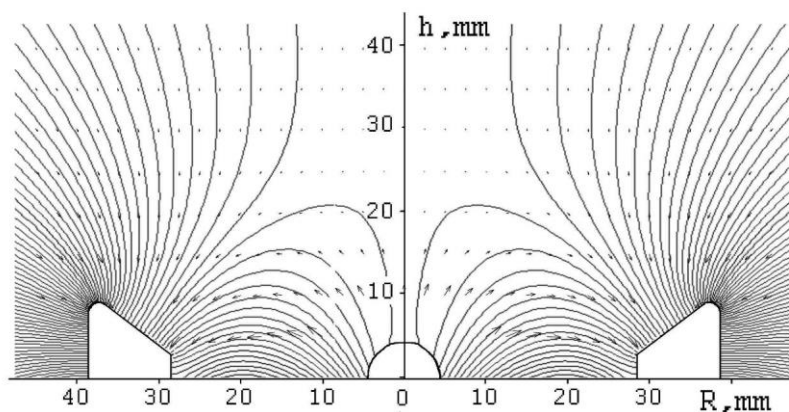


рис.1. Распределение магнитного поля МРС с внешним концентратором, экспериментальные результаты (показаны стрелками) и теоретическая модель (сплошные линии).

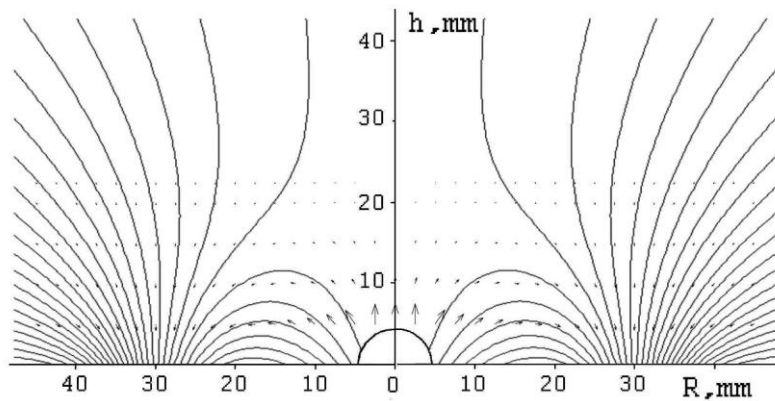


рис.2. Распределение магнитного поля МРС без внешнего концентратора, экспериментальные результаты (показаны стрелками) и теоретическая модель (сплошные линии).

Список публикаций:

- [1] Данилин Б. С., Сырчин В. К. Магнетронные распылительные системы / Радио и связь, 1982, с. 67-69, 8, 10, 17-23.  
 [2] Копия отчета о НИР, 1984, с. 18-22, 82.  
 [3] Распыление под действием бомбардировки частицами. Вып.3. Характеристики распыленных частиц, применения в технике. Пер. с англ. / Под ред. Г. Бернша, К. Виттермака / М.: Мир, 1998, с. 333, 533.  
 [4] Минайчев В. Е., Одинокое В. В., Тюфаева Г. П. Магнетронные распылительные устройства. – Электронная техника. Серия 7. Технология, организация производства и оборудование, 1979, вып. 8, с. 659.

## Исследование спектра плазменной струи медицинского микроплазматрона

**Королев Николай Анатольевич**

*Петрозаводский государственный университет*

*Курсков Сергей Юрьевич, к.ф.-м.н.*

[kna@sampo.ru](mailto:kna@sampo.ru)

Целью данной работы являлось изучение физических процессов в плазменной струе медицинского микроплазматрона, разработанного на физико-техническом факультете Петрозаводского государственного университета. Исследования проводились с помощью распределенной информационно-измерительной системы, которая обеспечивает сетевую интеграцию автоматизированных исследовательских установок и предоставляет коллективный доступ к их ресурсам в сетях, функционирующих на базе стека протоколов TCP/IP [1–4].

Медицинский микроплазматрон – это новое уникальное устройство, которое используется для лечения различного рода заболеваний, связанных с поражениями кожного покрова. Микроплазматрон генерирует струю низкотемпературной плазмы в импульсном режиме. Микроплазматрон представляет собой систему, состоящую из игольчатого катода, полусферического медного анода с отверстием, подсистемы подачи газа, генератора высоковольтных импульсов и блока питания. В качестве рабочего газа обычно используется воздух ( $N_2$ ), но могут применяться и инертные газы для изменения спектрального состава излучения плазменной струи.

Автоматизированная исследовательская установка создана на базе IBM-совместимого ПК и программно-управляемой системы КАМАК. Для подключения контроллера крейта КАМАК к ПК используется плата сопряжения АПЭКС-5. Эта плата обеспечивает подключение к компьютеру до четырех крейтов. Она отображает адреса регистров функциональных модулей и контроллера крейта на адресное пространство ввода/вывода компьютера и, тем самым, позволяет организовать управление аппаратурой КАМАК и сбор экспериментальных данных.

В качестве спектрального прибора использовался монохроматор МДР-2 с расширенным спектральным диапазоном. Его обратная линейная дисперсия в первом порядке дифракции составляет 2 нм/мм с решеткой 1200 штр/мм. Рабочий диапазон длин волн: 160-600 нм для решетки 1200 штр/мм и 320-1100 нм для решетки 600 штр/мм. Минимальный шаг сканирования спектра – 0.016 нм для решетки 1200 штр/мм и 0.032 нм для решетки 600 штр/мм. Настройка на длину волны осуществлялась с помощью шагового двигателя, связанного через редуктор с поворотным механизмом дифракционной решетки. Выделенное монохроматором излучение регистрировалось фотоэлектронным умножителем ФЭУ-106, работающим в режиме счета фотонов. Динамический диапазон системы регистрации оптического излучения составлял  $1 \div 10^6$  имп/с. Скорость счета фотонов определялась с учетом мертвого времени системы регистрации.

Измерения проводились с игольчатыми катодами из никеля (Ni) и вольфрама (W), в спектральном диапазоне от 190 до 880 нм, а для отсекающего излучения из второго порядка использовались светофильтры ОС-11 и БС-5. Струя микроплазматрона ориентировалась как вдоль, так и поперек оптической оси монохроматора.

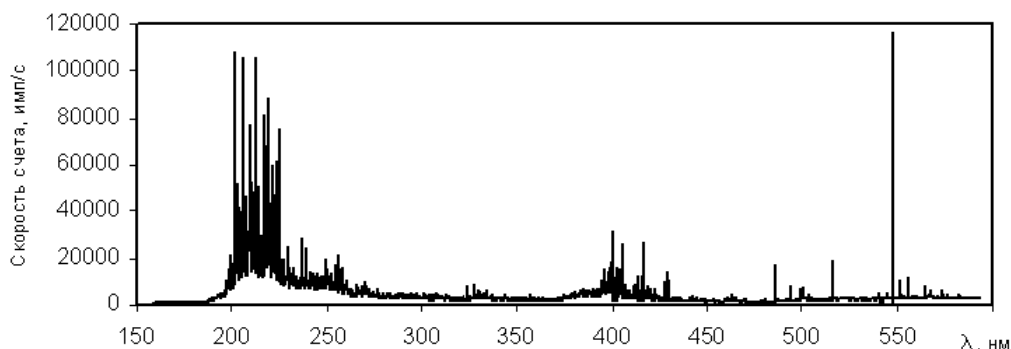


рис.1.

На рис.1 показан оптический спектр плазменной струи медицинского микроплазматрона с игольчатым катодом из W, полученный с использованием распределенной информационно-измерительной системы. Струя микроплазматрона направлена вдоль оптической оси монохроматора. При этом ширина аппаратной функции прибора на полувысоте составляла 0.2 нм (решетка 1200 штр/мм), а время накопления импульсов с ФЭУ на каждом шаге сканирования выбиралось от 0.2 до 0.4 с в зависимости от скорости счета фотонов. Спектр от 400 нм и выше измерился со светофильтром БС-5.

Из предварительного анализа спектра следует, что в плазме присутствуют возбужденные молекулы (и молекулярные ионы) NO, OH и N<sub>2</sub>. Основной диапазон излучения медицинского микроплазматрона приходится на ультрафиолетовую область спектра, что, видимо, и обуславливает эффективное воздействие плазменной струи на процесс заживления ран, различные кожные заболевания.

Список публикаций:

- [1] Kiprushkin S. A., Korolev N. A., Kurskov S. Yu. Sharing of instrument resources on the basis of distributed information measurement system // *Proceedings of the Second IASTED International Multi-Conference on Automation, Control, and Information Technology – Automation, Control, and Applications: ACIT-ACA 2005 (June 20-24, 2005, Novosibirsk, Russia)*. Novosibirsk: ACTA Press, 2005. P.170–175.
- [2] Kiprushkin S., Korolev N., Kurskov S., Nosovich N. Distributed information measurement system for support of research and education in optical spectroscopy // *Proceedings of the Third International Conference «Information Research, Applications and Education» i.TECH 2005, Varna, Bulgaria / Ed. Kr. Markov. Sofia: FOI-COMMERCE, 2005. P.171–179.*
- [3] Kiprushkin S. A., Korolev N. A., Kurskov S. Yu., Khakhaev A. D. Data security in the distributed information measurement system // *Proc. of the 8th World Multi-Conference on Systemics, Cybernetics and Informatics (SCI 2004) (July 18-21, 2004, Orlando, Florida, USA)*. Orlando, 2004. V.I. P.13-16.
- [4] Гаврилов С. Е., Кипрушкин С. А., Королев Н. А., Курсков С. Ю. Распределенная информационно-измерительная система для спектроскопического анализа пучковых и плазменных объектов // *Материалы семинаров-школ молодых ученых, студентов и аспирантов «Методы и техника экспериментального исследования процессов самоорганизации упорядоченных структур в плазменно-пылевых образованиях» (2002), «Фундаментальные проблемы приложений физики низкотемпературной плазмы (2003)»*. Петрозаводск, 2004. С.279–289.

## **Криминалистическая газоразрядная диагностика денежных купюр**

**достоинством «1000 рублей»**

**Кроликов Антон Владимирович**

**Бойченко Александр Павлович**

*Кубанский государственный университет*

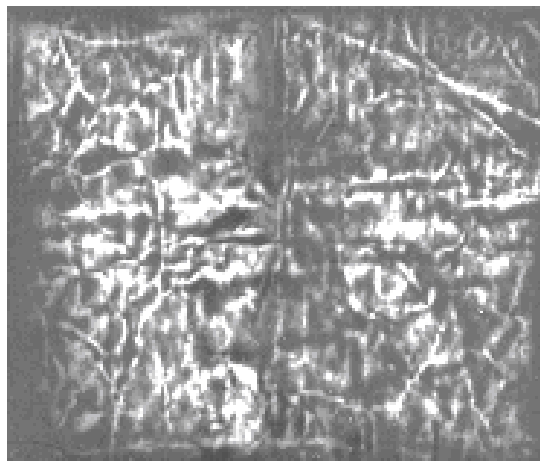
*[bojchenco@yandex.ru](mailto:bojchenco@yandex.ru)*

В наших предыдущих работах [1–3] была впервые показана возможность и перспективы газоразрядной диагностики (ГРД) поддельных денежных билетов (купюр) достоинством «100 рублей» при их криминалистическом исследовании. Выявление появившихся в последнее время поддельных купюр тысячерублевого достоинства оказалось невозможным стандартными методами УФ люминесценции и требует привлечения дополнительной криминалистической техники и квалифицированных специалистов. Поэтому в настоящей работе была поставлена цель: с помощью газоразрядного метода исследовать денежные купюры достоинством «1000 рублей» на предмет их экспрессного и эффективного выявления.

В работе использовалась ранее описанная в [1, 2] установка, а режим возбуждения газового разряда обеспечивался непрерывным синусоидальным напряжением 10 кВ и частотой 12,5 кГц [3]. Результаты проведенных исследований представлены на *рис.1* и *2*. *Рис.1* отображает фрагмент ГРИ подлинной купюры, а *рис.2* – тот же фрагмент на поддельной.



*рис.1.*



*рис.2.*

На основе полученных результатов сделаем основные выводы:

1. В отличие от УФ методов диагностики, ГРД позволяет легко, эффективно и быстро выявить поддельные купюры достоинством «1000 рублей» с визуализацией защитных знаков и характерных деталей их рисунков, что не требует высокой квалификации специалиста.

2. При специальных криминалистических исследованиях, с помощью ГРД удастся не только выявить полное отсутствие каких-либо изображений на поддельных купюрах, но и разницу в качестве использованной бумаги, а также способ печати и вид наносимого красителя. Например, бумага на подделке выглядит контрастно чередующимися светлыми и темными пятнами, а на подлинной купюре – почти равномерным серым фоном.

Полученные в настоящей работе результаты при соответствующей модернизации ГРД (например, исключение фотоматериалов и прямой ввод изображений в компьютер) могут быть рекомендованы к практическому использованию в торговой и банковской системах, а так же в криминалистической практике.

Список публикаций:

[1] Бойченко А. П., Кроликов А. В. Сб. матер. Междунар. конф. Процессы и явления в конденсированных средах. Краснодар, КубГУ, 149–165 (2005).

[2] Бойченко А. П. О режиме газоразрядного фотографирования поддельных денежных купюр при их криминалистической диагностике Информац. листок Краснодарского ЦНТИ, №06-25, Сер. 10.85.41, 2006, 4с.

[3] Кроликов А. В., Бойченко А. П. Сб. матер. и тез. докл. 12 Всеросс. науч. конф. студентов-физиков и молодых ученых. Новосибирск, Новосиб. гос. ун-т, 126–128 (2006).

## **Расчет теплофизических свойств плазмы**

***Никуличева Татьяна Борисовна***

***Кыргызско-Российский Славянский университет***

*Кулумбаев Эсен Болотович, д.ф.-м.н.*

*[t\\_nikulicheva@krsu.edu.kg](mailto:t_nikulicheva@krsu.edu.kg)*

Для моделирования в гидродинамическом приближении потоков плазмы, генерируемых газовыми разрядами различных типов, необходимо уметь рассчитывать термодинамические свойства и коэффициенты переноса газов в широком интервале температур и давлений. Это обусловлено тем, что данные о коэффициентах плазмы и их зависимостях от температуры и давления известны с приемлемой точностью только для газов равновесного состава. Поэтому, при учете, например, конечности скоростей химических реакций, когда состав плазмы становится неравновесным из-за процессов переноса, возникает необходимость использовать расчетные формулы для теплофизических свойств плазмы.

В данной работе проводится расчет входящих в уравнения механики сплошных сред термодинамических свойств и коэффициентов переноса плазм воздуха, аргона и их смеси. Результаты сравниваются с известными

литературными данными. Коэффициенты плазмы смеси газов заданного химического состава вычисляются по формулам статистической физики с использованием необходимых спектроскопических данных и данных об эффективных сечениях столкновений компонентов. В качестве примера ниже приведены расчетные формулы для теплоемкости и теплопроводности.

**Теплоемкость при постоянном давлении** в случае равновесного состава рассчитываются по формуле:

$$c_{p,eq} = \sum_{s=1}^{n_{SP}} \left\{ \left( \frac{\partial y_s}{\partial T} \right)_p (h_s + \Delta h_{F,s}) + y_s c_{p,s} \right\}, \quad (1)$$

где  $y_s$  – массовая доля;  $\Delta h_{F,s}$  – энтальпия образования вещества при температуре  $T_0$ ;  $h_s$ ,  $c_{p,s}$  – энтальпия и теплоемкость при постоянном давлении  $s$ -го компонента.

**Теплопроводность** смеси определяется как сумма поступательной теплопроводности, теплопроводности электронного газа, теплопроводности, учитывающей вклад внутренних мод энергии, и реактивной теплопроводности:

$$\lambda = \lambda_{tr} + \lambda_{elec} + \lambda_{reac} + \lambda_m. \quad (2)$$

Поступательная теплопроводность вычисляется по формулам:

$$\lambda_{tr} = \sum_{s=1}^{n_{SP}} \frac{x_s}{A_s + a_{av}} \left/ \left( 1 - a_{av} \sum_{s=1}^{n_{SP}} \frac{x_s}{A_s + a_{av}} \right) \right.,$$

$$\text{где } a_{av} = \sum_{i=1}^{n_{SP}} \sum_{j=1}^{n_{SP}} \left( \frac{1}{A_i} - \frac{1}{A_j} \right)^2 \frac{2M_i M_j x_i x_j}{15k(M_i + M_j)^2} \left[ \left( \frac{33}{2} - \frac{18}{5} B_{ij}^* \right) \Delta_{ij}^{(1)} - 4\Delta_{ij}^{(2)} \right] \left/ \sum_{i=1}^{n_{SP}} \sum_{j=1}^{n_{SP}} x_i x_j \left( \frac{1}{A_i} - \frac{1}{A_j} \right)^2 \right.$$

$$A_i = \sum_{j=1}^{n_{SP}} \frac{2x_j}{15k(M_i + M_j)^2} \times \left[ 8M_i M_j \Delta_{ij}^{(2)} + (M_i - M_j) \left( 9M_i - \frac{15}{2} M_j + \frac{18}{5} B_{ij}^* \Delta_{ij}^{(1)} \right) \right],$$

$$\Delta_{ij}^{(1)} = \frac{8\Omega_{ij}^{(1,1)*}}{3} \sqrt{\frac{2M_i M_j}{\pi RT(M_i + M_j)}}, \quad \Delta_{ij}^{(2)} = \frac{16\Omega_{ij}^{(2,2)*}}{5} \sqrt{\frac{2M_i M_j}{\pi RT(M_i + M_j)}}$$

где  $M_i$ ,  $x_i$  – молярная масса и молярная доля  $i$ -го компонента;  $B_{ij}^* = \left( 5\Omega_{ij}^{(1,2)*} - 4\Omega_{ij}^{(1,3)*} \right) / \Omega_{ij}^{(1,1)*}$  – отношение приведенных интегралов столкновений;  $N_A$  – число Авогадро.

Вклад в теплопроводность внутренних мод рассчитывается как сумма энергий колебательных, вращательных и электронных уровней. Реактивная теплопроводность определяется в приближении эффективной диффузии; теплопроводность электронного газа – по формуле Чепмена-Энскога первого порядка точности.

Расчет теплофизических свойств проводится для воздуха (78 %  $N_2$ , 22 %  $O_2$ ), аргона и их смеси: 50 % воздух + 50 % аргон, химически равновесный состав которых определяется по АСТРЕ [1]. Результаты расчета сопоставляются с теплофизическими свойствами воздуха и аргона при атмосферном давлении, приведенными в [2].

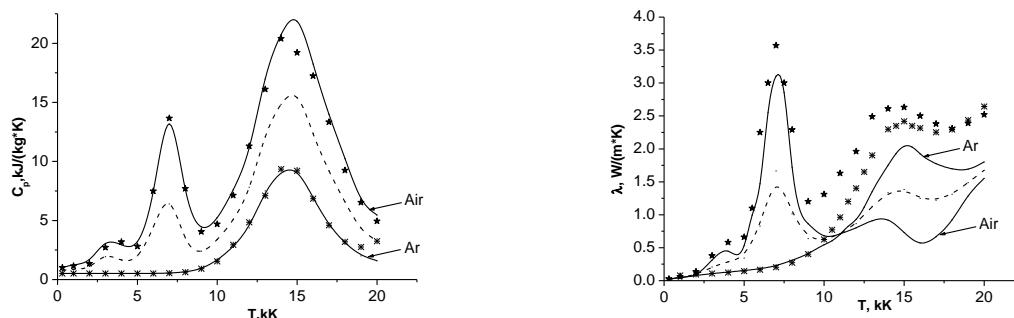


рис.1. Зависимость теплоемкости и теплопроводности от температуры: \*\*\* [2] (воздух); \*\*\* [2] (аргон), — расчет по формулам (1) и (2), - - смесь 50 % воздух + 50 % аргон.

Для термодинамических свойств получено достаточно хорошее количественное совпадение. Для коэффициентов переноса данные согласуются только в ограниченном диапазоне температур. Это можно объяснить тем, что, во-первых, электропроводность и теплопроводность электронного газа рассчитываются по формулам Чепмена-Энскога первого порядка точности. Для реализации формул второго порядка точности недостаточно доступных литературных данных по эффективным сечениям столкновений. Во-вторых, реактивная теплопроводность (перенос тепла, обусловленный протеканием химических реакций) рассчитывается в приближении эффективной диффузии, которое (рис.1) применимо примерно до 8000 – 9000 К, что необходимо учитывать при использовании данного приближения.

Список публикаций:

[1] Сиярев Г. Б., Ватолин Н. А., Трусов Б. Г. и др. Применение ЭВМ для термодинамических расчетов металлургических процессов. – М.: Наука, 1982. – 263 с.

[2] Теория столба электрической дуги / Энгельшт В. С, Гурович В. Ц., Десятков Г. А. и др. – Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1990. – 376 с.

## Энергетические характеристики слаботочных импульсных вакуумно-дуговых разрядов

**Павлов Василий Николаевич**

*Дружков Александр Николаевич, Аксенов Андрей Александрович*

*Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники*

*Аксенов Александр Иванович, к.т.н.*

[aai@fet.tusur.ru](mailto:aai@fet.tusur.ru)

Для оптимизации конструкции импульсных вакуумно-дуговых источников плазмы необходимо провести исследования энергетических характеристик вакуумно-дугового разряда в разрядных промежутках источника. Ранее проведенные исследования характеристик вакуумно-дугового разряда (ВДР) показали, что в отличие от стационарной формы ВДР, в используемой конструкции разрядного промежутка реализуются значительно большие значения падения напряжения на разрядном промежутке. Результаты исследований с одной стороны, не согласуются с имеющимися представлениями о ВДР, а с другой, ставят задачу поиска путей снижения напряжения горения разряда ( $U_{гор}$ ) с целью снижения энерговыделения в анодном блоке, расположенном на высоковольтном изоляторе.

Для более детальных исследований импульсного ВДР была создана экспериментальная установка с разрядными электродами, позволяющими реализовать горение разряда между катодом и сменными цилиндрическими анодами различного диаметра (<200 мм) и длины (<400 мм), а также в планарной геометрии между катодом и дисковым анодом. В случае использования планарной геометрии разрядного промежутка цилиндрический анод убирался, а межэлектродное расстояние изменялось путем передвижения дискового анода, закрепленного на стержне, без нарушений вакуума. Исследовался также разряд между катодом и стержнем. В этом случае убирался диск, а анодом служил стержень. Во всех указанных случаях катодом мог быть как осевой, так и дисковый электрод. Другой электрод соответственно служил для инициирования ВДР с помощью вспомогательного разряда по поверхности керамического изолятора.

В результате проведенных исследований установлены зависимости напряжения зажигания ВДР от межэлектродного расстояния и формы анодов. Например, при использовании осевого катода диаметром 1 см и дискового анода диаметром 300 мм, удаленных друг от друга на расстояние  $d = 0,2$  см, разряд зажигался при напряжении  $U_{заж} = 290$  В, для  $d = 1$  см напряжение зажигания уже составляло 350 В, а для  $d = 10$  см –  $U_{заж} = 370$  В. В случае применения цилиндрического анода диаметром 100 мм и длиной 100 мм, напряжение зажигания составляло  $U_{заж} = 1200$  В.

Исследования также показали, что при фиксированной величине тока разряда ( $I_d$ ), с увеличением длины анода происходит уменьшение напряжения горения разряда. Например, для катода, изготовленного из меди при токе заряда  $I_d = 80$  А и увеличении длины анода диаметром 100 мм с 4 до 12 мм напряжение горения разряда изменяется от 150 В до 40 В. Сильная зависимость напряжения горения ВДР от длины цилиндрического анода может быть обусловлена взаимной ориентацией анода и плазменного потока, испускаемого катодом.

Представленные экспериментальные результаты позволяют дать следующее объяснение реализации высоких значений падения напряжения между электродами дугового инжектора ионов. Очевидно, при любой форме электродов существует постоянное прикатодное падение напряжения  $\Delta U_k$ , сравнимое с потенциалом ионизации материала катода. При увеличении межэлектродного промежутка добавляется еще резистивное падение напряжения на плазме, по которой замыкается ток между катодом и анодом. Катодное пятно испускает поток плазмы с максимумом диаграммы направленности ориентированным по нормали к поверхности катода. Конструкция катодного узла еще более уменьшает угол разлета плазмы. Если анодом является диск большого

диаметра, то ток разряда замыкается через весь объем катодной плазмы с отрицательным анодным падением 50-80 В. В этом случае добавление цилиндрического анода почти не влияет на параметры разряда.

Если же анодом является цилиндр малой длины (сравнимой с диаметром), то основной поток катодной плазмы «нейтральным» потоком покидает область анода. В этом случае ток разряда замыкается через периферийные слои плазмы (или, возможно, через плазму остаточного газа), обладающие малой проводимостью. Соответственно реализуются высокие значения падения напряжения на разряде, с положительным анодным падением 50-200 В. В случае использования катодов из тугоплавких материалов уменьшается диаграмма направленности плазменного потока с катода. При неизменной геометрии цилиндрического анода это приводит к еще большему снижению концентрации плазмы вблизи анода, что вместе с увеличением прикатодного падения напряжения вызывает общее увеличение падения напряжения на разряде до 300 В.

Таким образом, выполненные исследования кроме численных данных и закономерностей, позволили установить противоречивое требование к конструкции инжектора на основе ВДР. С одной стороны для снижения напряжений зажигания и горения ВДР анод должен перехватывать часть плазменного потока, испускаемого с катода. С другой, это приводит к уменьшению эффективности использования материала катода и дополнительной тепловой нагрузки на анод.

## **Вольтамперные характеристики орбитронного разряда в различных газах Зависимость от напряжённости аксиального магнитного поля**

*Рогило Дмитрий Игоревич*

*Новосибирский государственный университет*

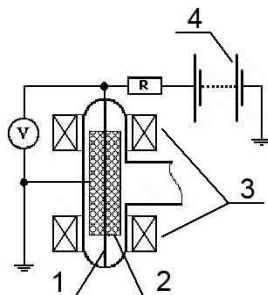
*Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.*

[rogilo@gorodok.net](mailto:rogilo@gorodok.net)

Газовый разряд орбитронного типа интересен как особенностями физических процессов, обусловленными его геометрией, так и применениями. Hajime Urai [1] исследовал влияние магнитного поля на напряжение зажигания орбитронного разряда, им исследованы особенности разряда в импульсном режиме работы. А. С. Козырев [2] исследовал импульсный разряд и определил отношение площадей катода и анода, необходимое для его стабильности. На основе орбитронного разряда Priya Ray Chalise [3] разработал и исследовал электронную пушку, использующую преобразование ионного пучка в электронный. Ruby [4] разработал импульсный источник нейтронов. С использованием известных результатов мы предполагаем применить данный тип разряда для синтеза тонких плёнок из паров органических веществ.

Цель работы – исследовать зависимость ВАХ разряда от напряжённости аксиального магнитного поля и установить диапазоны горения орбитронного разряда в аргоне, гелии, парах ацетона и спирта.

На *рис. 1* изображена схема экспериментальной установки. Внутри цилиндрической стеклянной камеры, расположен заземленный сетчатый катод диаметром ~ 3,5 см, вдоль оси натянута нитевидный молибденовый анод, диаметром 0,2 мм. В разрядную камеру через натекатель подаётся исследуемый газ. Для очистки гелия в установке используется медный пористый фильтр при температуре жидкого азота. Вся система откачивается форвакуумным насосом через систему азотных ловушек. Давление измеряется термомпарной лампой. При помощи пары катушек в разрядной камере создаётся аксиальное магнитное поле до 12 мТл.



*рис. 1. Схема установки: 1 – анод, 2 – катод, 3 – катушки, 4 - источник питания.*

Получены вольтамперные характеристики в аргоне для трёх давлений: 0,05, 0,1 и 0,3 торр. Разряд горит в диапазоне напряжений от 250 до 450 В; при этом достигаются токи до 50 мА. При давлении 0,1 торр максимальный ток регистрируется при минимальном напряжении разряда.

Получены ВАХ разряда в гелии. Потенциал зажигания разряда в гелии в несколько раз выше, чем в аргоне (более 800 В для гелия и около 400 В для аргона), но ток разряда без влияния магнитного поля в несколько раз выше, чем в аргоне. Измерены вольтамперные характеристики орбитронного разряда в молекулярных газах (пары ацетона и спирта). При сходных токах напряжение разряда в обоих газах более, чем на 100 В выше, по сравнению с аргонном.

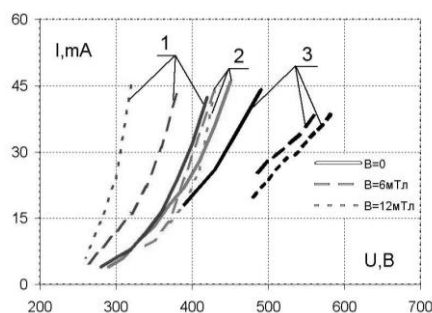


рис.2. ВАХ разряда в аргоне в зависимости от напряжённости магнитного поля при разных давлениях:  
1 – 0,3 torr; 2 – 0,1 torr; 3 – 0,05 torr.

В ходе работы было обнаружено существенное влияние магнитного поля на разряд. На рис.2 представлены полученные результаты для разряда в аргоне, из которых следует, что на высоких давлениях магнитное поле, напряжённостью до 12 мТл, увеличивает ток. При низких давлениях наблюдается обратный эффект. ВАХ в аргоне при давлении 0,1 torr слабо зависит от магнитного поля.

Выводы:

- Установлены диапазоны напряжений и токов стабильного орбитронного разряда в аргоне в полосе давлений от 0,05 до 0,3 torr;
- Разряда в гелии характерны наибольшие токи и высокий потенциал зажигания (более 800 В);
- Вольтамперная характеристика разряда в молекулярных газах смещена к высоким напряжениям более, чем на 100 В, по сравнению с аргонном и гелием;
- Исследования в атмосфере аргона показали, что приложение аксиального магнитного поля до 12 мТл при высоких давлениях повышает ток разряда до пяти раз, а в разреженном газе - наоборот, снижает ток и повышает потенциал гашения на 100 В.

Автор благодарит научного руководителя А. С. Золкина за предложенную исследовательскую задачу, обсуждение результатов, студента Д. И. Качулина за помощь в проведении некоторых опытов.

Список публикаций:

- [1] H. Urai, E. Hotta «Effect of axial magnetic field on electrical characteristics of low-pressure wire discharge» // *Jpn, Appl. Phys.*, 1994, Vol. 33. p. 4243.
- [2] M. Makarov, Y. Loumani, G. Gousset, A. Kozyrev. Pulsed Low-Pressure Wire Discharge. XXVII International Conference on Phenomena in Ionized Gases, 2005 г.
- [3] P. R. Chalise, M. Ishikawa «Side-extraction-type secondary emission electron gun using wire ion plasma source» // *Jpn, Appl. Phys.*, 2004, Vol. 40. p.1118.
- [4] L. Ruby, D. K. Wells. A Pulsed Neutron Source Based on the Orbitron. // *Nuclear instruments and methods* 34 (1965) pp. 66–68.

## Плазменная линза для ускорителя тяжелых ионов ИТЭФ

**Собур Денис Анатольевич**

**Голубев Александр Александрович, Дроздовский Александр Андреевич, Канцырев Алексей Викторович,  
Кузнецов Андрей Петрович, Пронин Олег Вячеславович, Сасоров Павел Васильевич**

**Московский физико-технический институт (государственный университет)**

**Сасоров Павел Васильевич, д.ф.-м.н.**

[soburda@gmail.com](mailto:soburda@gmail.com)

Исследование нестационарных физико-химических процессов и экстремальных состояний вещества при интенсивном импульсном воздействии является одной из наиболее актуальных фундаментальных задач физики высоких плотностей энергии и решения проблем осуществления инерциального термоядерного синтеза инициированного пучком тяжелых ионов [1]. Интенсивный пучок тяжелых высокоэнергичных ионов ( $E \sim 300$  МэВ/нуклон) позволяет при взаимодействии с веществом обеспечивать быстрое выделение энергии в объеме, ограниченном пятном фокусировки и длиной пробега ионов в исследуемом веществе. Ускорители тяжелых ионов могут быть использованы для достижения интенсивностей пучка вплоть до  $10^{11} - 10^{13}$  частиц



при длительности импульса 50–250 нс. Короткое время выделения энергии (меньшее, чем время гидродинамического разлета) обеспечивает режим изохорического нагрева.

В Институте теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ) г. Москва на базе ускорительно накопительного комплекса ТВН–ИТЭФ (Тераватного Накопителя) создается экспериментальная установка для проведения исследований в области физики высокой плотности энергии в веществе. При выходе ТВН–ИТЭФ на планируемые параметры появляется возможность ускорять тяжелые ионы до  $\sim 0.7$  ГэВ/нуклон и накапливать их в количестве до  $\sim 10^{13}$  частиц с последующей компрессией ионного пучка во времени до  $10^{-7}$  с. Для получения максимальной величины удельной поглощенной энергии в мишени необходимо сконцентрировать интенсивный ионный пучок в минимальный объем. Так при фокусировке пучка ионов с указанными выше параметрами в пятно диаметром менее 1 мм на мишени может быть достигнут удельный энерговклад в вещество более 100 кДж/г. Это соответствует результирующему нагреву вещества до температуры  $\sim 10^5$  К и достижению давлений в несколько Мбар. На сегодняшний день в ИТЭФ используется фокусирующая система, состоящая из двух квадрупольных магнитных линз, что позволяет сфокусировать ионный пучок в пятно диаметром 2–3 мм. Планируемое увеличение интенсивности ионного пучка на несколько порядков приведет к значительному увеличению эмиттанса пучка и, следовательно, потребует значительного увеличения фокусирующей способности, что трудно достижимо средствами традиционной квадрупольной фокусировки.

В настоящее время разрабатывается новая фокусирующая системы ускорительно накопительного комплекса ТВН-ИТЭФ на основе плазменной линзы. Фокусировка ионного пучка в плазменной линзе осуществляется следующим образом. Импульс тока  $J$  плазменного разряда создаёт азимутальное магнитное поле  $H$  в газоразрядной трубке линзы. В этом поле на пролетающие ионы действует сила Лоренца, направленная к оси разряда, что приводит к фокусировке ионного пучка. Между диаметром пучка  $d$  в фокальной плоскости линзы, эмиттансом пучка  $\epsilon$  и током в линзе  $I$  выполняется соотношение  $d_{\min} \sim \epsilon I^{1/2}$ .

В плазменной линзе фокусирующие силы соответствуют напряженности магнитного поля, в первом порядке его величины по двум координатам одновременно, и нет ограничения величины напряженности поля, связанной с насыщением железа. Это является одним из основных преимуществ плазменной линзы перед традиционными квадрупольными линзами. Внутри линзы имеет место нейтрализация пространственного заряда пучка, также при фокусировке тяжелых ионов жесткость пучка существенно снижается из-за обдирки ионов в плазме.

В работе приводится описание плазменной линзы, предназначенной для исследований на тяжелоионном ускорительно-накопительном комплексе ТВН-ИТЭФ. Был разработан мощный генератор для получения однополярного разрядного тока в камере плазменной линзы. В качестве коммутирующих элементов используются тиратроны ТГИ 2500/50. Для генератора на 8 тиратронах при зарядном напряжении 25 кВ величина тока в линзе равна 250 кА с длительностью импульса 5 мкс. При этом пучок ионов с энергией 300 МэВ/а.е.м. может быть сфокусирован в пятно диаметром в 300 мкм при эмиттансе пучка  $\sim 40$  пм мрад. По электрической прочности линза рассчитана на напряжение 30 кВ. Разрядная керамическая трубка длиной 10 см и диаметром 2 см устанавливается между электродами, изготовленными из графита. Разряд производится в атмосфере аргона при давлении 1-5 Торр.

В работе были проведены исследования динамики пинчевания плазмы при использовании электронно-оптической камеры (ЭОП) в режиме целевой развертки. Выходной экран камеры оптически связан с ПЗС матрицей, что обеспечивало оперативную передачу регистрируемой информации через цифровую плату в компьютер. Исследовано пространственное распределение электронной плотности плазмы с использованием интерферометра Маха-Цендера с визуализацией интерференционной картины в режиме «временной лупы».

Проведено численное исследование работы фокусирующей системы на основе плазменной линзы. Модель движения пучка учитывала движение релятивистских частиц в заданном поле плазменной линзы и тепловой разброс параметров ионов в пучке. Рассчитаны фокусное расстояние линзы и диаметр фокусного пятна для рабочих значений тока 200–400 кА, энергии ионов 200–600 МэВ/нуклон и эмиттанса 20–40 мм\*мрад. Минимальный расчетный поперечный размер пучка получался при таких параметрах в интервале 200–300 мкм.

Проведены численные расчеты динамики плазмы внутри разрядной трубки плазменной линзы для выявления основных физических процессов, определяющих эту динамику и распределения тока по плазме. Расчеты показали, что качественное соответствие между МГД расчетами и экспериментом достигается только в случае учета испарения со стенок.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 05-02-08119 оф<sub>и</sub> и № 06-02-17180-а).

Список публикаций:

[1] Sharkov et al., Nucl. Instr. Meth. A464 (2001) 1–5.

[2] B. Yu. E. Boggasch, B. Heimrich, D. H. H. Hoffmann, Nucl. Instr. Meth. 336 (1993) 438–41.

[3] А. А. Голубев, А. А. Дроздовский, А. П. Кузнецов, Д. А. Собоур, Плазменная линза для ускорителя тяжелых ионов ИТЭФ, Тезисы Докладов XLIX научной конференции МФТИ (2006 г.)

[4] M. M. Basko et al., Plasma lens investigation for the heavy ion accelerator at ITER. RUPAC-2006, Novosibirsk, 2006.

## Диагностика возмущений магнитного поля на установке ГОЛ-3 с помощью многоканального магнитного зонда

Судников Антон Вячеславович

Новосибирский государственный университет

Поступаев Владимир Валерьевич, к.ф.-м.н.

[Rifleman.ff@gmail.com](mailto:Rifleman.ff@gmail.com)

Одним из альтернативных путей к решению проблемы управляемого термоядерного синтеза является развитие методов удержания плазмы в открытых ловушках. Установка ГОЛ-3 представляет собой многопробочную (55 ячеек) открытую плазменную ловушку с полем от 3,2 Тл до 4,8 Тл. Плазменный шнур длиной ~12 м при температуре ~2,5 кэВ и плотности  $10^{20} \div 10^{21} \text{ м}^{-3}$  удерживается ~1 мс. Для нагрева плазмы используется электронный пучок с энергией электронов ~1 МэВ, длительностью ~8 мкс, энергозапасом до 0,3 МДж. Задачей экспериментов на установке является поиск режимов, в которых время жизни плазмы в ловушке было бы максимальным.

На время жизни плазмы оказывают влияние различного рода неустойчивости, часть из которых может приводить к деформации плазменного шнура. Плазменный шнур может вращаться, смещаться относительно оси, изменять форму своего сечения. Для изучения процессов, приводящих к изменению формы плазменного шнура, предложено использовать следующее обстоятельство. Во время основной фазы эксперимента по плазме протекает продольный ток амплитудой до 5 кА. Измерение азимутальной компоненты магнитного поля несколькими датчиками, расположенными внутри вакуумной камеры установки, позволит наблюдать несколько основных мод колебаний сечения шнура.

Первым шагом при создании подобной диагностики стало конструирование одноканального прототипа малогабаритного помехозащищенного датчика. Он был изготовлен и смонтирован на установке ГОЛ-3. Помимо проверки инженерных решений, этот датчик позволил начать сбор физической информации о характерных частотах колебаний шнура и о смещении токового центра. Обнаружено, эффективное расстояние от токового центра до датчика действительно изменяется в ходе эксперимента, что свидетельствует о существовании процессов, изменяющих форму и положение плазменного шнура (см. рис.1). В спектре сигнала содержатся несколько характерных частот, которые близки к частотам плазменных процессов (для параметров ГОЛ-3 период "магнитного звука" составляет 0,22 мкс, а возникающее в скрещенных электрическом и магнитном полях вращение плазмы имеет период ~10 мкс).

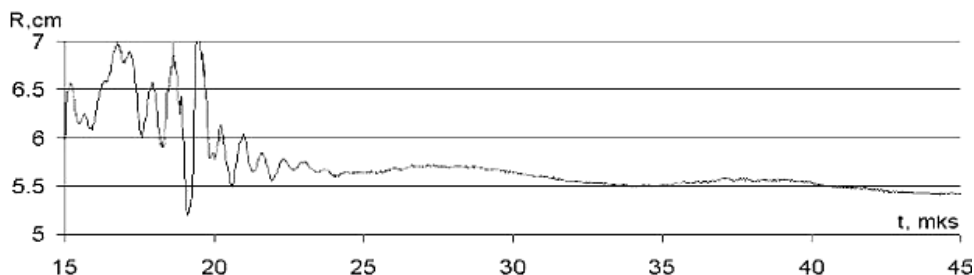


рис.1. Колебания центра плазменного шнура по результатам измерений при помощи прототипа зонда. Приведено расстояние от датчика до токового центра.

Следующим шагом работы является разработка многоканального датчика, при помощи которого азимутальное поле будет измеряться в 16 точках, расположенных в одном сечении плазменного шнура. Такой детектор позволит обнаружить азимутальные моды колебаний до седьмой включительно. Временное разрешение определяется возможностями оцифровки сигнала (синхронные АЦП 12 бит, 25 нс). Разработана конструкция датчика, которая отличается от прототипа также и улучшенной помехозащищенностью. Ведётся изготовление узлов, монтаж на установке запланирован на ближайшие месяцы.

## Структура и электрофизические свойства сульфидпроводящих материалов на основе тиосамарата бария

*Тихомирова Марина Александровна*

*Юрлов Илья Сергеевич*

*Вятский государственный университет*

*Калинина Людмила Алексеевна, к.х.н.*

*[lab230@rambler.ru](mailto:lab230@rambler.ru)*

Тернарный сульфид  $\text{BaSm}_2\text{S}_4$  является представителем класса соединений типа  $\text{MeLn}_2\text{S}_4$  с предположительно вакансионным механизмом дефектообразования и сульфидионным переносом. Известно, что тернарное соединение  $\text{BaSm}_2\text{S}_4$  кристаллизуется в орторомбической решетке типа  $\text{CaFe}_2\text{O}_4$ . Среди сульфидов щелочноземельных металлов наибольшей ионностью связи обладают сульфид кальция и сульфид бария, что связано со статистическим пребыванием части валентных электронов этих металлов на более глубоких (sd и т.д.) уровнях и меньшим временем жизни  $s^2p^6$ -конфигураций атомов серы значительная ионность связи в  $\text{BaSm}_2\text{S}_4$  должна приводить к высоким электролитическим свойствам. Кроме того, проведенный в первом приближении расчет возможных каналов миграции с учетом кристаллографических размеров решетки и размеров мигрирующих ионов, показал, что размеры транспортных каналов анионов лежат внутри интервала, обеспечивающего возможность сульфидионного переноса ( $0,89 < R_A < 1.0$ ), в то время как каналы миграции катионов меньше необходимого интервала ( $0,54 < R_K < 0.62$ ).

Исследование электрической проводимости проводили двухэлектродным методом при помощи измерителя иммитанса E 7-20 на частоте 100 кГц от комнатной температуры до температуры 773К. Средние ионные числа переноса измеряли в гальваническом элементе с электродами, обратимыми относительно ионов серы и определяли из соотношения измеренной и теоретической ЭДС, рассчитанной для токообразующей реакции. Электронные числа переноса определяли поляризационным методом Хебба-Вагнера. Электронную проводимость рассчитывали с учетом электронного тока насыщения, а электронные числа переноса - по соотношению электронной и общей проводимости.

Разделение ионной составляющей проводимости на катионную и анионную проводили методом ЭДС с использованием нескольких концентрационных гальванических элементов, предложенных для систем с общим анионом и двумя сортами катионов:



Числа переноса отдельных ионов определяли с учетом концентрационных изменений в твердых растворах, связанных соотношением  $dE_1/dE_2$ .

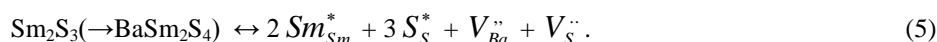
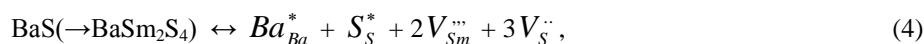
Для определения коэффициентов диффузии использовались электрохимические методы: метод Эйнштейна с привлечением кондуктометрии и метод потенциостатической хроноамперометрии (ПХА). Значения эффективных коэффициентов диффузии были рассчитаны по уравнению:

$$\tilde{D}_i = \left( \frac{i}{10^2 \sqrt{\tau}} \right)^2 \frac{1}{\pi C_0^2 F^2} \quad (2)$$

где  $i_d$  – ток диффузии, А/см<sup>2</sup>; F – постоянная Фарадея;  $C_0$  – концентрация носителей;  $\tau$  – время, с,  $\tilde{D}_i$  – коэффициент диффузии при условии, что эффективная глубина диффузии мала по сравнению с длиной исследуемого образца, с учетом наклона прямых зависимости плотность тока – время при 670-710 К.

Доля электронного переноса в изучаемых твердых растворах хорошо согласуется с долей электронного переноса для типичных суперионных проводников. Числа переноса катионов не превышают погрешности их определения ( $t_{\text{кат}} \leq 0,02$ ). Числа переноса сульфид-иона при  $\bar{t}_i$  всех условиях равны  $1,00 \pm 0,02$ , что, скорее всего, связано с соответствием размеров каналов миграции условию сульфидионного переноса.

Изотермические зависимости электролитических свойств тиосамарата бария от содержания сверхстехиометрической примеси имеют вид, характерный для твердых сульфидпроводящих электролитов, и хорошо описываются с позиций вакансионного механизма дефектообразования:



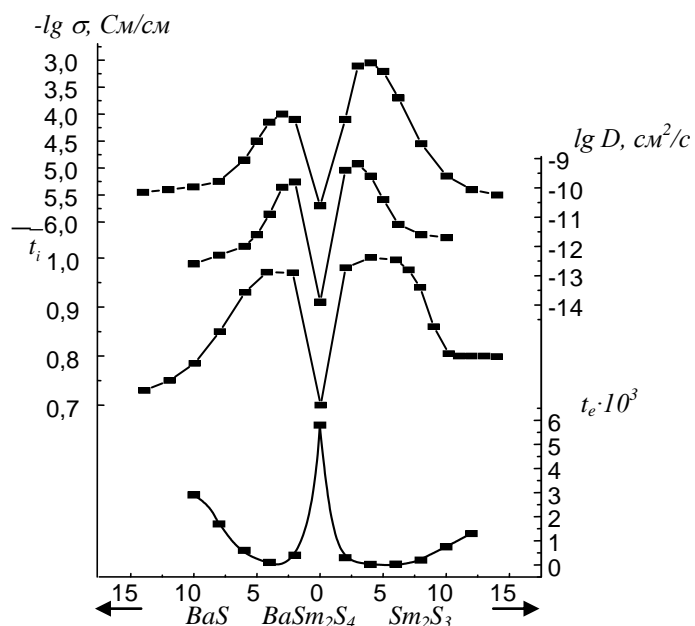


рис. 1. Зависимость состав-свойство при  $T=673 K$  в системе  $BaS-Sm_2S_3$  для фаз на основе  $BaSm_2S_4$

Максимальные значения  $t_e$  и минимальные значения электропроводности, средних ионных чисел переноса и  $lgD$  соответствуют стехиометрическому соединению. Максимум электропроводности,  $\bar{t}_i$  и коэффициентов диффузии отвечают фазам, с максимальным разупорядочением. Дальнейшее увеличение концентрации легирующих добавок приводит к уменьшению электролитических свойств за счет образования нейтральных  $/V_{Me}'' \cdot V_S^{\bullet\bullet}/$  или заряженных  $/V_S^{\bullet\bullet} \cdot V_{Ln}^m/$  ассоциатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 06-03-96353