

06-Физика плазмы, электрофизика, плазменные технологии

- Аракчеев Алексей Сергеевич, 2 курс
Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический
Исследование газового разряда орбитронного типа
Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: skovorodin@gorodok.net стр. 341
- Буланов Алексей Владимирович, 4 курс
Владивосток, Дальневосточный Государственный Университет, физический
Динамика движения фронтов лазерной плазмы при оптическом пробое газа
Букин О.А., д.ф.-м.н.
e-mail: lotar85@mail.ru стр. 342
- Гаджиев Махач Хайрудинович, м.н.с.
Махачкала, Дагестанский государственный университет, физический
Расчет ионного состава плазмы объемного разряда в гелии
Курбанисмаилов Вали Сулейманович, д.ф.-м.н.
e-mail: makhach@mail.ru стр. 343
- Горячева Ольга Павловна, 5 курс
Тула, Тульский государственный университет, естественно-научный
Стохастизация движения заряженных частиц в электромагнитном поле генератора монотронного типа
Пекар Максим Юрьевич, к.ф.-м.н.
e-mail: lnvav@mail.ru стр. 344
- Греку Руслан Владимирович, 5 курс
Салехард, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Электронной техники
Технологический комплекс для модификации поверхности твердых тел пучками заряженных частиц
Аксенов Александр Иванович, к.т.н.
e-mail: aai@fet.tusur.ru стр. 345
- Денисов Иван Иванович, 3 курс
Краснодар, Кубанский государственный университет, физико-технический
Исследование спектра акустического излучения дугового разряда
e-mail: bojchenco@yandex.ru стр. 346
- Золкин Тимофей Владимирович, 3 курс
Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический
Исследование источника ионов на основе тлеющего разряда
Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: tim_crew@ngs.ru стр. 347
- Кашапов Рамиль Наилевич, 1 курс
Казань, Казанский государственный университет, физический
Возникновение анодных микрозарядов в электролите
Лучкин Григорий Сергеевич, к.т.н.
e-mail: kashramil.88@mail.ru стр. 348
- Коваль Илья Юрьевич, 5 курс
Новосибирск, Новосибирский Государственный Университет, физический
Энергетические характеристики дуги в плазмотроне с жидкометаллическими электродами
Предтеченский Михаил Рудольфович, чл.-корр. РАН
e-mail: ki1308@gorodok.net стр. 349

Кубатко Сергей Владимирович, магистрант 2 года
Ростов-на-Дону, Ростовский государственный университет, физический
Определение параметров $N(h)$ -профиля по результатам наклонного ЛЧМ-зондирования ионосферы
Вертоградов Геннадий Георгиевич, к.ф.-м.н.
e-mail: skubatko@mail.ru стр. 350

Листопад Александр Алексеевич, 6 курс
Новосибирск, Новосибирский государственный технический университет, физико-технический
Диагностический комплекс для измерения профиля плазмы и захваченной энергии нагретых пучков на установке `Газодинамическая ловушка`
Ступишин Николай Валериевич,
e-mail: alexlist@yandex.ru стр. 352

Огурцов Николай Михайлович, 6 курс
Новосибирск, Новосибирский государственный технический университет, Физико-технический
Проволочный разряд
Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: n.ogurtsov@ngs.ru стр. 352

Орлов Сергей Георгиевич, 4 курс
Екатеринбург, Уральский государственный технический университет-УПИ, физико-технический
Генерация высокоэнергетичных протонов в совмещенном разряде
Вершинин Юрий Николаевич, д.ф.м.н.
e-mail: werstak@ftf.utk.ru стр. 353

Тюнюков Алексей Николаевич, 5 курс
Чебоксары, Чувашский государственный университет им. И.Н.Ульянова, физико-технический
Лазеро-плазменное разрушение системы металлических фольг
Михайлов Борис Сергеевич,
e-mail: klim-83@yandex.ru стр. 355

Филимонова Софья Владимировна, аспирант 3 года
Ростов-на-Дону, Ростовский Государственный Университет, НИИ физики
Построение ВАХ емкостного ВЧ разряда в кислороде с помощью сравнительного исследования оптических характеристик разряда постоянного тока и емкостного ВЧ разряда
Толмачев Геннадий Николаевич, к.ф.-м.н.
e-mail: sophfil@mail.ru стр. 356

Чепкасов Сергей Юрьевич, 6 курс
Новосибирск, Новосибирский государственный технический университет, физико-технический
Возможности тлеющего разряда для осаждения тонких пленок
Золкин Александр Степанович, к.ф.-м.н.
e-mail: trance@gorodok.net стр. 357

Шахсинов Гаджи Шабанович, аспирант 2 года
Махачкала, Дагестанский государственный университет, Физический
Оптическое излучение плазмы в режиме генерации встречных высокоскоростных волн ионизации
Ашурбеков Назир Ашурбекович, д.ф.-м.н.
e-mail: gadz@bk.ru стр. 358

Ястребов Сергей Сергеевич, аспирант 1 года
Ставрополь, Северо-Кавказский государственный технический университет, Энергетики, машиностроения и транспорта
Наблюдение структур и вихрей в тонком слое магнитной жидкости при воздействии на него постоянного электрического поля.
Кожевников Владимир Михайлович, д.т.н.
e-mail: ciu@ncstu.ru стр. 359

Исследование газового разряда орбитронного типа

Аракчеев Алексей Сергеевич

Сковородин Дмитрий Иванович, Огурцов Николай Михайлович

Новосибирский государственный университет

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

araksm@ngs.ru

Введение. Интерес к газовому разряду орбитронного типа обусловлен особенностями физических процессов и важными прикладными задачами. G.W. McClure [1] исследовал зависимость напряжения зажигания от геометрии разряда и давления в диапазоне от $5 \cdot 10^{-3}$ мм рт.ст. до $5 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст. Определённое им минимальное значение составило 500 В. Н. Urai и др. [2] исследовали влияние магнитного поля на напряжение зажигания орбитронного разряда в диапазоне давлений от $1,5 \cdot 10^{-2}$ мм рт.ст. до $4,5 \cdot 10^{-2}$ мм рт.ст., магнитных полей до 0,02 Тл, особенности разряда с двумя анодами и импульсный режим работы; теоретически рассмотрен вопрос о влиянии магнитного поля на орбиты электронов. М. Макаров и др. [3] исследовали импульсный разряд и определили отношение площадей катода и анода, необходимое для его стабильности. P.R. Chalise и др. [4] разработали и исследовали электронную пушку, использующую преобразование ионного пучка в электронный, с плотностью тока $6,4 \text{ мА/см}^2$. На основе орбитронного разряда L. Ruby и др. [5] разработали импульсный источник нейтронов, производящий до 10^8 нейтронов за один импульс при разрядном токе 30 А.

Цель работы – исследование вольт-амперной характеристики (В.-А.Х.) орбитронного разряда в магнитном поле в аргоне в диапазоне давлений от 0,05 мм рт.ст. до 0,3 мм рт.ст., магнитных полей до 12 мТл и измерение потока ионов на поверхность катода.

Экспериментальная часть. Создана установка, включающая в себя систему электродов (цилиндрический сетчатый катод длиной 120 мм диаметром 40 мм и нитевидный анод диаметром 0,2 мм) помещённую в катушки магнитного поля и одно-сеточный детектор ионного тока. Детектор перемещается в диэлектрическом канале, установленном перпендикулярно электродам.

Результаты. Получены В.-А.Х. орбитронного разряда в диапазоне давлений от 0,05 мм рт.ст. до 0,3 мм рт.ст., магнитных полей до 12 мТл и зависимости ионного тока от расстояния катод – детектор в диапазоне давлений от 0,05 мм рт.ст. до 0,09 мм рт.ст., магнитных полей до 6 мТл. При давлении 0,3 мм рт.ст. в диапазоне магнитных полей до 12 мТл (рис.1) ток в разряде резко растёт с увеличением магнитного поля. Это можно объяснить увеличением времени жизни электронов, вызванным искривлением их орбит в магнитном поле. Уменьшение потока ионов на центральную часть катода при давлении 0,09 мм рт.ст. (рис.2) при увеличении общего тока разряда связано с существенной неоднородностью разряда в магнитном поле.

Выводы. В диапазоне давлений от 0,1 мм рт.ст. до 0,3 мм рт.ст. магнитное поле вызывает увеличение тока разряда, а при давлениях порядка 0,05 мм рт.ст. уменьшение. В диапазоне давлений от 0,05 до 0,1 мм рт.ст. магнитное поле вызывает уменьшение потока ионов на центральную часть катода.

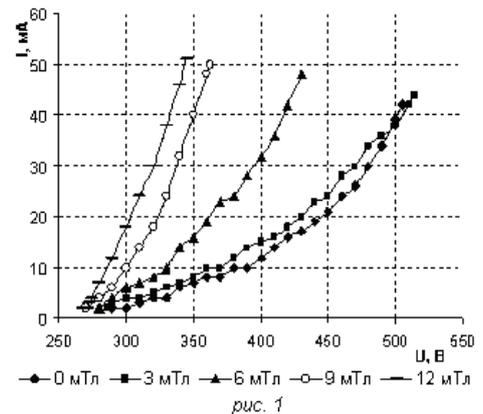


рис. 1

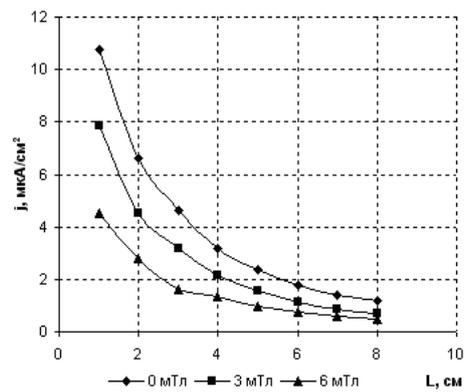


рис. 2

Список публикаций:

- [1] G.W. McClure Low-pressure glow discharge. *Appl. Phys. Lett.* Vol. 2 (1963) pp. 233-234.
- [2] Hajime Urai, Eiki Hotta. Effects of axial magnetic field on electrical characteristics of low-pressure wire discharge. *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 33 (1994) pp. 4243-4246.
- [3] M. Makarov, Y. Loumani, G. Goussset, A. Kozyrev. Pulsed Low-Pressure Wire Discharge. XXVII International Conference on Phenomena in Ionized Gases, 2005г.
- [4] Priya Ray Chalise et al. *Jpn. J. Appl.* Vol. 40 (2001) pp. 1118-1121.
- [5] L. Ruby, D.K. Wells. A Pulsed Neutron Source Based on the Orbitron. *Nucl. instruments and methods* 34 (1965) pp. 66-68.

Динамика движения фронтов лазерной плазмы при оптическом пробое газа

Буланов Алексей Владимирович

Дальневосточный государственный университет

lotar85@mail.ru

Исследование взаимодействия плазменных фронтов, генерируемых в областях лазерного пробоя представляет интерес со многих точек зрения. В данной работе представлены результаты исследований параметров областей взаимодействия плазменных фронтов при двухимпульсном возбуждении плазмы в нормальной атмосфере.

Схема экспериментальной установки приведена на *рис.1*. Два лазерных импульса с длиной волны 532 и 1064 нм, с помощью системы призм и зеркал 1, 2, 3, 4 направлялись навстречу друг другу и фокусировались в атмосфере линзами 5 и 6, фокусные расстояния которых 15 мм. Микровинт 7 позволял плавно изменять расстояние между точками фокусировки лазерных импульсов.

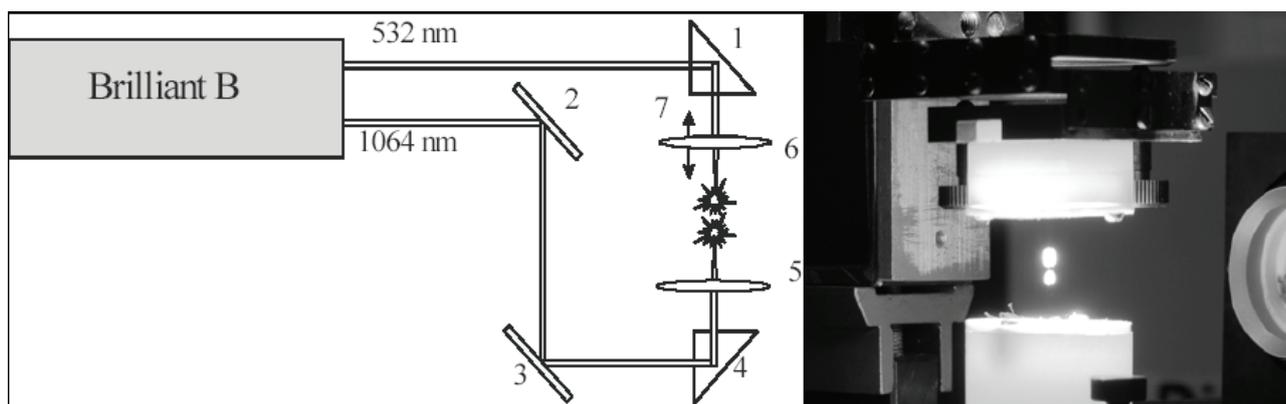


рис.1. Схема экспериментальной установки.

Для возбуждения оптического пробоя применялся лазер "Brilliant B" производства фирмы "Quantel" (Франция). Лазерный импульс состоял из двух частей, малого предварительного импульса, и второго основного, временной интервал между импульсами составлял 15 нс. Параметры лазера приведены в таблице (значения плотности мощности сфокусированного излучения приведено для фокуса 15 мм):

Длина волны излучения, нм	1064	532
Длительность одиночного импульса (по полувысоте), нс	5	4
Энергия в импульсе, мДж	360	180
Плотность мощности излучения предимпульса, Вт/см ²	$1,4 \cdot 10^{11}$	$8,5 \cdot 10^{10}$
Плотность мощности основного импульса, Вт/см ²	$2,7 \cdot 10^{11}$	$1,7 \cdot 10^{11}$

Для определения скоростей движения и режимов распространения плазменных фронтов в отсутствие их взаимодействия, были проведены предварительные эксперименты по возбуждению оптического пробоя излучением с длинами волн 532 и 1064 нм.

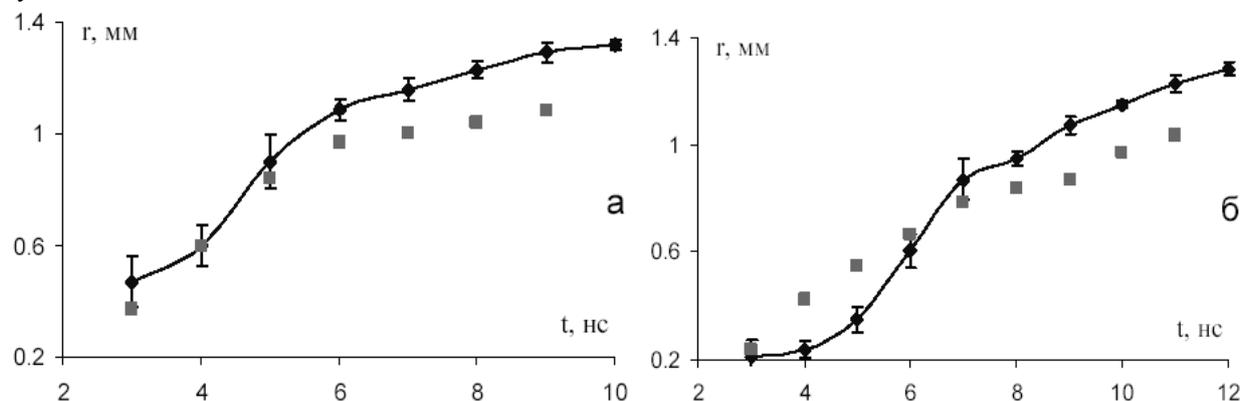


рис.2. r,t -диаграммы движения плазменного фронта навстречу лучу. а – 532 нм, б – 1064 нм. \blacklozenge – пробой предимпульсом, \blacksquare – пробой основным импульсом, отсчет времени ведется от начала каждого пробоя.

Динамика движения лазерной плазмы исследовалась с помощью техники r, t -диаграмм, где t – это время прихода плазменного фронта на расстояние r от центра пробоя. Основные результаты этих экспериментов представлены на *рис.2а, б*. Пробой воздуха наблюдается через 1-2 нс от начала лазерного импульса, исследование динамики плазменных фронтов начинается с 3-ей нс. В эксперименте наблюдалось движение плазменного фронта как в направлении распространения лазерного излучения – по лучу, так и противоположном направлении – навстречу лучу.

Расчет ионного состава плазмы объемного разряда в гелии

Гаджиев Махач Хайрудинович

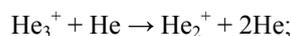
Курбанисмаилов Магомед Валиевич, Рагимханов Гаджимирза Балагланович

Дагестанский государственный университет

Курбанисмаилов Вали Сулейманович, д.ф.-м.н.

makhach@mail.ru

В работе представлены результаты численного исследования молекулярного состава низкотемпературной неравновесной плазмы объемного разряда (ОР) в гелии высокого давления, рассчитанные по модели [1], в которую дополнительно включены уравнения образования и гибели молекулярных ионов He_3^+ . Считалось, что образование ионов He_3^+ происходит в процессе конверсии по схеме: $\text{He}_2^+ + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_3^+ + \text{He}$, а гибель происходит в процессе ассоциативной ионизации и диссоциативной рекомбинации соответственно:



Образующиеся в процессе ионизации атомарные ионы гелия He^+ эффективно конвертируются в молекулярные ионы He_2^+ по схеме $\text{He}^+ + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^+ + \text{He}$. Их относительное содержание в разряде составляет 15-25 % от концентрации электронов. Такие ионы эффективно рекомбинируются с электронами в процессе диссоциативной рекомбинации. Данный процесс является одним из доминирующих рекомбинационных процессов в плазме объемного разряда.

При этом следует отметить, что гибель таких ионов происходит также и в процессе конверсии в ионы He_3^+ по схеме $\text{He}_2^+ + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_3^+ + \text{He}$. Последний процесс оказывается более эффективным, чем диссоциативная рекомбинация. Концентрация молекулярных ионов He_2^+ в плазме ОР выше, чем He_3^+ на порядок и выше (см. *рис.1*).

Гибель молекулярных ионов He_3^+ происходит в процессе диссоциативной рекомбинации по схеме: $\text{He}_3^+ + e \rightarrow \text{He}^*(n=2) + 2\text{He}$. Данный процесс является более эффективным рекомбинационным процессом, приводящий не только к убыли ионов He_3^+ , но и электронов. В частности, на *рис.2* приведены характерные временные зависимости отношений потоков процессов диссоциативной рекомбинации с участием He_3^+ к потоку с участием ионов He_2^+ при двух значениях прикладываемого поля.

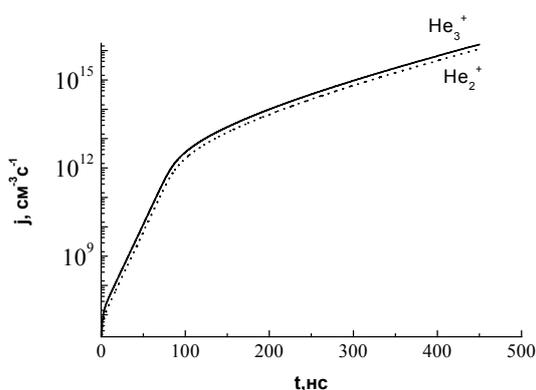


рис.1. Характерные временные зависимости потоков He_2^+ и He_3^+ при $U_0=5\text{кВ}$, $p=1\text{атм}$.

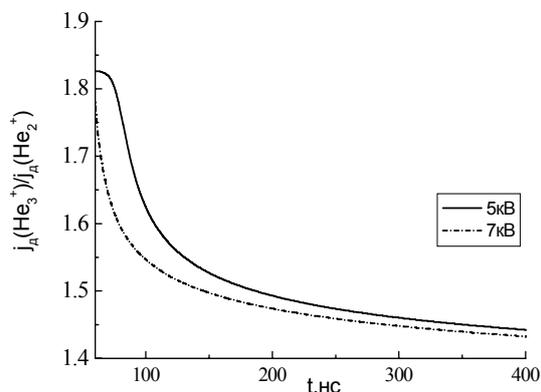


рис.2

Таким образом, в плазме ОР молекулярные ионы He_2^+ в процессе конверсии приводят к образованию ионов He_3^+ , а процесс диссоциативной рекомбинации с участием ионов He_3^+ является более эффективным рекомбинационным процессом в плазме ОР.

Список публикаций:

[1] Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А., Рагимханов Г.Б., Гаджиев М.Х. Кинетические процессы в импульсном объемном разряде гелия. //Матер. III Всерос. конф. по физической электронике. Махачкала, 2003. С.155-160.

Стохастизация движения заряженных частиц в электромагнитном поле генератора монотронного типа

Горячева Ольга Павловна

Тулский государственный университет

Пекар Максим Юрьевич, к.ф.-м.н.

Invav@mail.ru

В настоящее время очень широко исследуются проблемы нелинейного хаотического движения частиц, имеющие важное практическое значение, связанное с созданием мощных СВЧ-генераторов, применяющихся в очень большом количестве областей современной физики и техники. Рассматриваемая система (заряженные частицы, находящиеся в поле волн СВЧ-генератора монотронного типа) представляет собой одну из, до сих пор никем не изучавшихся, моделей хаотического движения в простой физической системе. Таким образом, численное исследование данной системы представляет самостоятельный теоретический интерес.

Цели исследований заключались в изучении особенностей движения нелинейной релятивистской динамической системы, исследовании зависимости свойств динамического хаоса от параметров системы. Для достижения вышеуказанного необходимо было создать программную модель динамической системы, а затем провести численный расчет необходимой зависимости параметров и выделение нефизических эффектов и погрешностей.

Имели следующую систему уравнений движения:

$$\frac{dz}{dt} = \frac{p}{\sqrt{m^2 c^2 + p^2}}; \frac{dp}{dt} = -eE_z, \quad (1)$$

где

$$E_z = \sum_{i=1}^4 A_i \cdot \sin(k_i \cdot z - \omega \cdot t), \quad (2)$$

что получается из уравнений Максвелла и подробно описано в [2].

Для получения решений системы дифференциальных уравнений, используемых при составлении программной модели динамической системы, применялся метод Рунге-Кутты четвертого порядка.

При разных параметрах системы получаются как хаотические, так и регулярные траектории частиц. Составленная программная модель позволила получить некоторые зависимости свойств динамического хаоса от параметров системы, характерный вид которых показан ниже (см. *рис. 1, 2*):

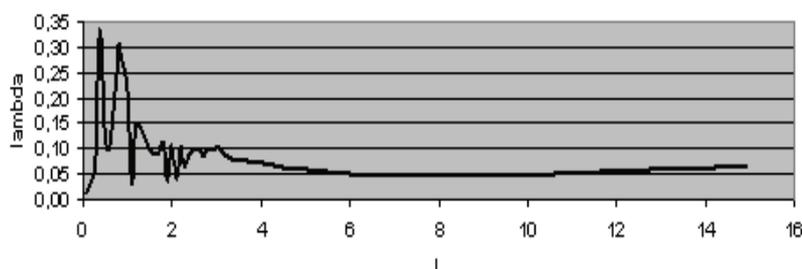


рис. 1

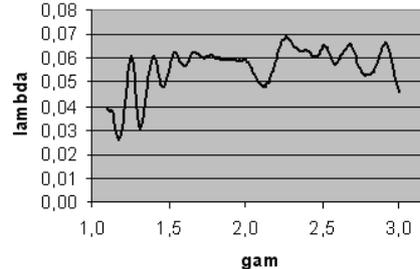


рис. 2

Здесь $l=L/R$, $\gamma=(1-v^2/c^2)^{-1/2}$, где L, R – размеры волновода, v – скорость частицы в пучке. Колмогоровскую энтропию $\lambda \approx \langle \Delta \ln(d/d_0) / \Delta t \rangle$ нашли с помощью метода наименьших квадратов, встроенного в сам текст программы; t – время, d – расстояние между частицами в фазовом пространстве.

Из графиков видно, что наблюдается слабая зависимость от γ . Релятивизм сильно увеличивает эффективность прибора, но на хаотичность влияет слабо, что подтверждает выдвинутые в других работах по

генераторам предположения о наибольшей эффективности таких приборов для ультрарелятивистских пучков. Также отметим, что хаотизация при росте длины L уменьшается, но с другой стороны уменьшается и инкремент генерации, т.е. наблюдается борьба этих двух эффектов.

Таким образом, данная работа исследует внутренние причины появления хаотического движения (нелинейность системы), кроме того, рассчитывается зависимость стохастизации от различных параметров системы. В дальнейшем планируется более детальный анализ вышеупомянутых зависимостей для выявления оптимального соотношения параметров системы с целью достижения максимальной эффективности генерации.

Список публикаций:

- [1] Клочков Д.Н., Пекар М.Ю. Дисперсионное уравнение излучательной неустойчивости Пирса // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 1999. – Т. 10. – С. 38.
- [2] Клочков Д.Н., Пекар М.Ю., Рухадзе А.А. Нерезонансный СВЧ генератор на основе излучательной пирсовской неустойчивости РЭП в плазменном волноводе // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 1998. – Т. 4. – С. 7.
- [3] Майоров С.А. Динамика малых колебаний частицы в поле двух волн // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2004. – №2. – С. 33-44.

Технологический комплекс для модификации поверхности твердых тел пучками заряженных частиц

**Греку Руслан Владимирович
Арестов Сергей Иннокентьевич**

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

*Аксенов Александр Иванович, к.т.н.
aai@fet.tusur.ru*

Изменение поверхности твердых тел можно достигнуть совмещением в одной вакуумной рабочей камере методов ионной очистки (ИО), плазменного осаждения покрытий (ПОП) и высокоэнергетичной ионной имплантации (ИИ).

Для реализации указанных методов был разработан технологический комплекс, состоящий из расположенных на рабочей камере двух источников заряженных частиц: источника ионов газов для очистки и травления поверхности и ионно-электронно-плазменного источника для реализации методов ПОП и ИИ.

Источник ионов, предназначенный для ИО [1] работает на основе газового дугового разряда и позволяет получать пучки ионов газов с площадью сечения 80 см^2 , энергией ионов 1,5 кэВ, плотностью тока $1,5 \text{ А/см}^2$ и неоднородностью ее распределения по сечению пучка 10 %. Максимально достигнутая скорость травления составляет 6 – 8 мкм/час.

Для достижения эффективного перемешивания наносимого покрытия и основного материала необходимо создавать слои, сравнимые с пробегом имплантируемых ионов (100 нм). Большие скорости напыления и инерционность промышленных установок затрудняют реализацию технологических режимов создания ионно-перемешанных структур.

В связи с этим был разработан универсальный источник на основе вакуумно-дугового разряда, работающий в частотно-импульсном режиме (1-50 Гц) [2], в котором ПОП из практически любых металлов реализуется со скоростью 50 нм/мин на мишени площадью порядка 300 см^2 , а ИИ с энергией 150 кэВ со скоростью набора дозы 10^{17} ион/см² за 10–20 минут. Выбор режимов работы данного источника осуществляется путем переключений в схеме питания, при этом в режиме ПОП ток дугового разряда составляет 1000 А, длительность тока разряда 800 мкс., а в режиме ускорения ионов 40 А; 200 мкс соответственно. При смене полярности ускоряющего напряжения источник генерирует электронный пучок с током 5 А, энергией 100 кэВ и длительностью импульса 200 мкс.

Чередуя с заданной цикличностью режимы, создавались многослойные ионно-перемешанные покрытия. Методами вторичной ионной масс-спектрометрии, ожэ-электронной спектрометрии, а также с помощью измерителей микротвердости исследовались механические и структурные характеристики слоев. Используемые методы показывают хорошее перемешивание слоев слоев с образованием структур как растворимых в жидкой фазе, так и не растворимых в равновесных условиях.

Список публикаций:

- [1] Аксенов А.И., Буримов Н.И., Кириллов А.М. и др. Широкоапертурный источник интенсивных пучков ионов газов // Приборы и техника эксперимента. – 1998. – №1. – С.118 – 119.
- [2] Аксенов А.И., Анучин М.Н., Бугаев С.П. и др. Широкоапертурный ионно-электронно-плазменный источник // Приборы и техника эксперимента. – 1988. – №5. – С. 134 – 138.

Исследование спектра акустического излучения дугового разряда

Денисов Иван Иванович

Бойченко Александр Павлович

Кубанский государственный университет

Vanyatka@km.ru, bojchenco@yandex.ru

Спектральный анализ различных веществ, в том числе металлов и их сплавов, является в настоящее время одним из тонких и точных методов физико-химического анализа. В его основу положено разложение на составляющие электромагнитного излучения, испускаемого возбужденными или ионизированными атомами исследуемого вещества. Для возбуждения спектров чаще всего используют дуговой разряд (ДР), так как он обеспечивает более полную ионизацию атомов [1]. Как известно, горение ДР сопровождается не только электромагнитным излучением, но и акустическим. Однако, при спектральном анализе оно не регистрируется и даже не учитывается. Поэтому в настоящей работе была поставлена цель: исследовать акустический спектр (АС) ДР для его возможного привлечения в качестве дополнительной информации при спектроскопии электромагнитного излучения ДР различных веществ.

Эксперимент проводили с электродами из железа (Fe) и алюминия (Al). ДР между ними возбуждался от установки ИВС-29. Расстояние между электродами не превышало 8 мм. Регистрация акустического излучения осуществлялась на микрофоне конденсаторного типа «Шорох-1», находящегося в металлическом экране и расположенном перпендикулярно разрядному промежутку на расстоянии от него ~ 10 см. Сигнал от микрофона подавался на ПК и обрабатывался с помощью программы Sony Sound Forge. Полученный АС лежал в диапазоне от 0 до 96 кГц. Его общий вид на примере АС Al представлен на *рис.1*.

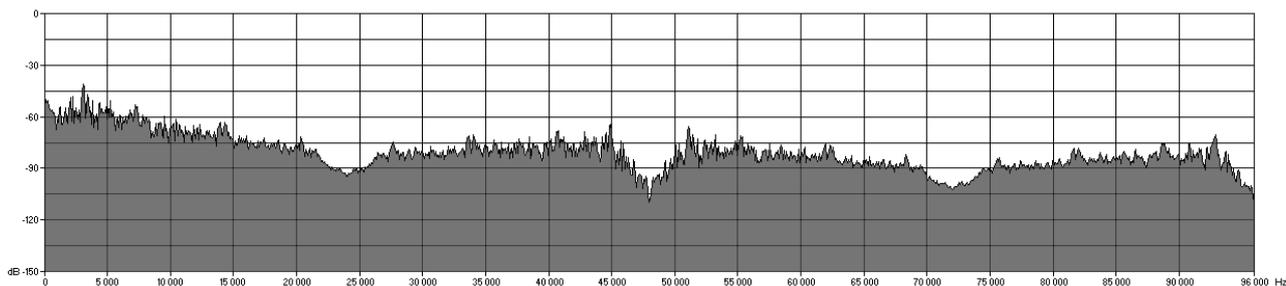


рис.1

Сравнительный анализ АС ДР двух металлов показал различие, как по амплитуде максимумов, так и по частотам, на которых последние наблюдаются. Причем, некоторые максимумы могут существовать у одного элемента и быть слабо выраженными у другого или вовсе отсутствовать. Для примера рассмотрим участок совмещенных АС ДР для Fe и Al в диапазоне от 20 до 22 кГц, который представлен на *рис.2* (на нем АС светлой тональности соответствует Fe, более темной – Al).

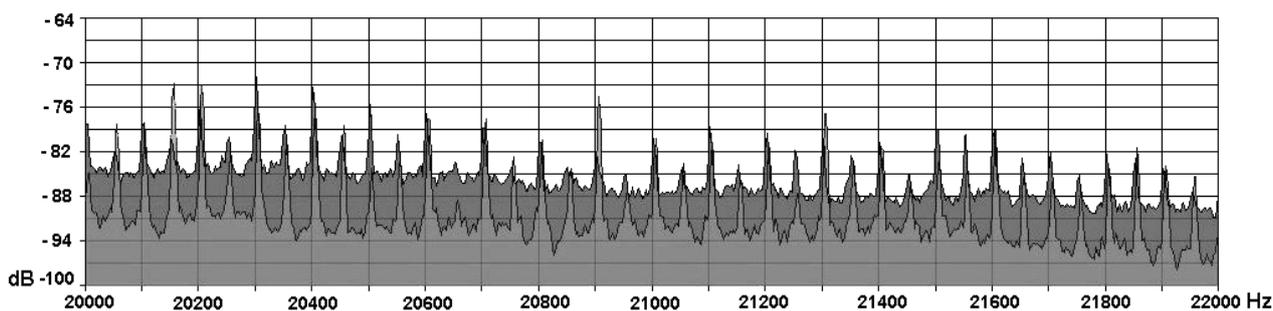


рис.2

Из рисунка видно, что на фоне общего шумоподобного сигнала, наблюдается ряд выраженных максимумов на амплитудно-частотной характеристике (АЧХ), которые располагаются через равные интервалы. Как показали вычисления, этот интервал индивидуален для каждого металла: для Fe он составляет ~ 50,01 Гц, для Al – он колеблется от 50,007 до 50,014 Гц, увеличиваясь с частотой. С этим связан тот факт, что для частот меньших 5 кГц пики на АЧХ располагаются на частотах, кратных 50 Гц: 50, 100, 150, ... Гц. На более высоких частотах наблюдается отклонение от этого правила для обоих спектров металлов, и в свою очередь различие в расположении максимумов. Например, для диапазона 20 – 22 кГц (см. *рис.2*), максимумы для Fe располагаются на частотах 20,206, 20,256, 20,306, ... кГц, а для Al – на частотах 20,202, 20,252, 20,302, ... кГц. Из рисунка также видна и разница по амплитуде между спектрами различных металлов. Отличия наблюдаются в уровне

шумоподобного сигнала: для Al он составляет -88 дБ, а для Fe – -92 дБ. Кроме того, наблюдаются отличия в амплитудах отдельных максимумов. Например, в спектре Fe имеется максимум в -74 дБ на частоте 20,906 кГц, тогда как на той же частоте у Al он слабо выражен, составляя общепоновое значение -83 дБ.

Обобщая результаты проведенных исследований отметим, что по своей сущности они пока являются предварительными, поэтому формулируемые на их основе выводы мы также считаем предварительными. Эти же результаты однозначно указывают на необходимость проведения подобных исследований на других металлах и их сплавах, включая и редкоземельные, и самое главное, установление прямой взаимосвязи АС с химической природой исследуемого вещества.

В заключении сделаем основные выводы из работы:

1. Впервые исследован АС ДР на примере Fe и Al и продемонстрирована возможность его регистрации простыми техническими средствами.

2. Показано различие между АС исследованных металлов, как по амплитуде, так и по частоте акустического сигнала, что может являться одним из диагностических признаков.

Список публикаций:

[1] Петров А.А., Пушкарева Е.А. Корреляционный спектральный анализ. СПб, Химия, 1993, 344с.

Исследование источника ионов на основе тлеющего разряда

Золкин Тимофей Владимирович

Новосибирский государственный университет

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

tim_crew@ngs.ru

Знание свойств ионных пучков является важным для физических исследований и технологических задач [1-2]. В данной работе исследован поток ионов аргона из источника на основе тлеющего разряда в зависимости от расстояния катод – детектор, потенциала разряда и давления в системе.

Разряд происходит в стеклянной трубке (диаметр – 40 мм) между анодом и сетчатым катодом (расстояние – 80 мм). Ионы пролетают сквозь катод с геометрической прозрачностью 75 %. Ионы попадают на медный коллектор, окружённый экранирующим цилиндром с входным отверстием диаметром 7 мм. Детектор перемещается с помощью магнитной муфты. В разрядном пространстве перед катодом установлено диэлектрическое (фторопласт) кольцо для фокусировки пучка. На анод подаётся высокое напряжение от источника через балластное сопротивление $R=27$ кОм. Получены зависимости тока ионов аргона от расстояния (5 – 120 мм) при давлениях 0,2 до 0,08 мм.рт.ст и потенциалах анода: от 0,6 до 1,5 кВ.

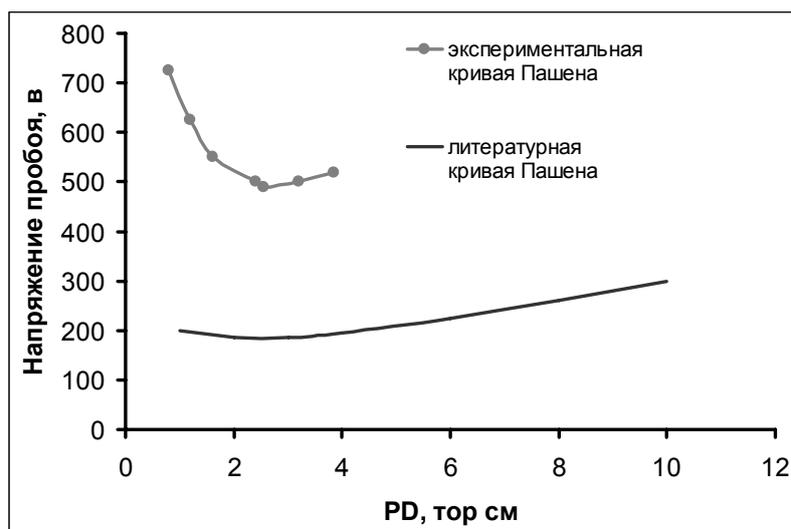


рис.1

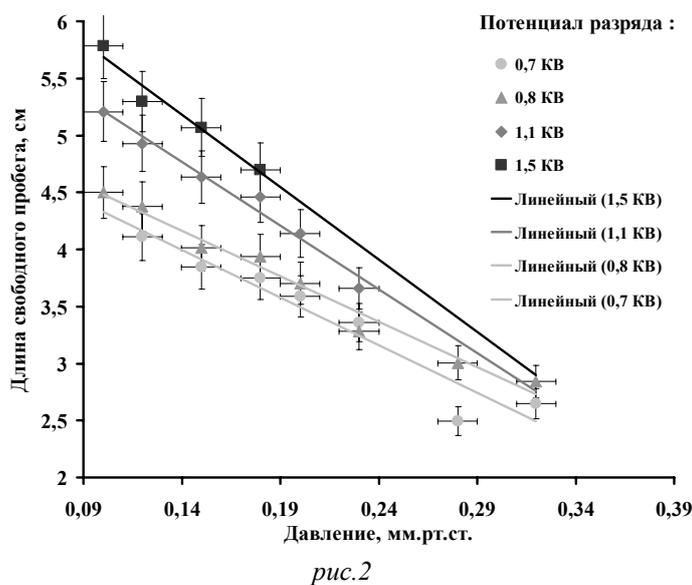
Представлены зависимости величины ионного тока от расстояния, потенциала анода, давления газа для нормального и аномального разрядов. Отдельно была снята кривая Пашена (см. рис.1) и были замечены ее отклонения от литературных данных. Мы объяснили это тем, что в связи с небольшим расстоянием между электродами нарушается линейность поля, а так же сильно влияют стенки.

Длина свободного пробега ионов вычислена из зависимости тока ионов от расстояния по формуле:

$$I(x) = I(0)e^{-\frac{x}{\lambda}}, \quad (1)$$

где $I(0)$ – ток ионов на выходе из ионного источника, λ – длина свободного пробега, x – расстояние катод – детектор. Для ионов аргона были получены примерные величины: $\lambda=24$ мм при $P=0,13$ мм.рт.ст. и $\lambda=14$ мм при $P=0,2$ мм.рт.ст. Представлена зависимость длины свободного пробега от давления и межэлектродного потенциала (см. рис.2) которые совпадают с теоретическими данными.

Замечено, что ионный ток резко возрастает с ростом напряжения и ростом давления. Для нормального тлеющего разряда получены следующие значения токов ($x=0,5$ см) равные 100-500 мкА, для аномального тлеющего разряда – 600-3000 мкА. При высоких давлениях (0,1 мм.рт.ст.) и потенциалах разряда (1 кВ) нормальный разряд переходит в аномальный на расстоянии около 1 см и обратно на расстоянии в 3-7 см. Погрешность измерения тока – не более 15 %, погрешность измерения давления – 30 %. Полученные результаты представляют интерес для синтеза тонких плёнок.



Список публикаций:

- [1] 13TH International Symposium on High Current Electronics: Proceedings. Tomsk: Publishing house of the IAO SB RAS. – 2004.
 [2] 7TH International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows: Proceedings. Tomsk: Publishing house of the IAO SB RAS. – 2004.

Возникновение анодных микрозарядов в электролите

Кашанов Рамиль Наилевич

Казанский государственный университет

Лучкин Григорий Сергеевич, к.т.н.

kashramil.88@mail.ru

В настоящее время интерес представляют разряды между твердым анодом и жидким катодом. На основе данных процессов в работах [1, 2] было разработано экспериментальное устройство для обработки медицинских игл, предназначенных для инъекций радиоактивных изотопов. Обработка проводилась с целью придания шероховатости поверхности иглы для лучшего наблюдения ее движения в теле человека с помощью УЗИ. Контрастность иглы на мониторе УЗИ увеличилась на 100 %, за счет микродефектов, образованных за счет анодных микрозарядов. Так же, при определенных условиях, возможно образование упорядоченных наноструктур, которые могут быть использованы, к примеру, в сканирующей зондовой микроскопии. Но для этого необходимо получить и экспериментально доказать механизм возникновения анодных микрозарядов между металлическим анодом и электролитическим катодом.

Для этого была разработана экспериментальная установка функциональная схема которой представлена на рис.1. Она состоит из системы электрического питания 1, электродной системы 2, осциллографа 3, добавочного сопротивления 4, электролитической ванны 5 и видеокамеры 6.

Система электрического питания представляет собой источник питания постоянного тока с плавно регулируемым напряжением. Источник питания состоит из диодного моста, собранного на диодах СД246 и лабораторного автотрансформатора типа 1М с диапазоном регулируемого напряжения от 1 до 230 В, частотой 50 Гц. Вольтамперные характеристики плазменно-электролитной обработки измерялись с помощью осциллографа FLUKE 105 SCOPEMETER SERIES II. Относительные погрешности измерений не превышали 0,025 %. Во время эксперимента снималось напряжение с добавочного сопротивления 0,1 Ом \pm 5 %, а затем, на основе известных значений сопротивления и напряжения, высчитывались значения тока. Исследования проводились на образцах из различных металлов и сплавов (Cu, Fe, 40X13, 12X18H10T, 12X18H9T). Электролитическая ванна заполнялась исследуемыми электролитами (рабочими жидкостями) необходимой концентрации и состава. В качестве рабочей жидкости использовались водные растворы солей NaCl, гидроксида натрия NaOH, соды Na₂CO₃ и техническая вода.

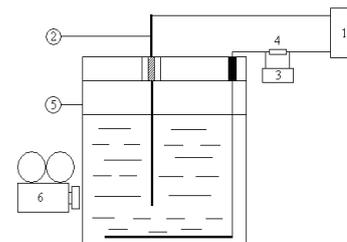


рис.1

При записи плазменно-электролитного процесса на видеокамеру скорость съемки составляла 30 кадров в секунду. Полученная видео-съемка, оцифровывалась на компьютере, а затем при помощи программы Adobe Premiere Pro раскладывалась на кадры и проводился по кадровый просмотр. Для лучшего наблюдения возникновения анодных микроарядов.

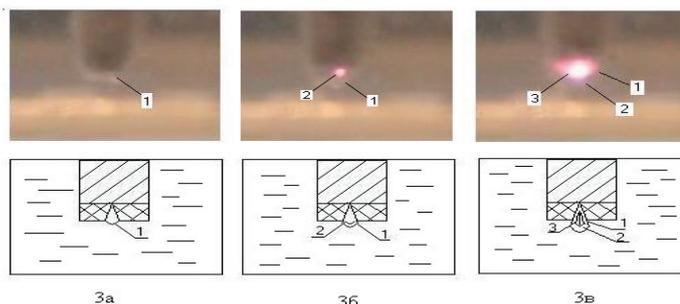


рис.2

Была получена серия фотографий возникновения анодных микроарядов, представленная на рис.2.

Данный процесс можно разделить на три стадии (3а, 3б, 3в). На фотографии 3а виден рост пузырька из пор анодного оксида, что соответствует области катодного падения потенциала (1). На фотографии 3б пузырек увеличивается, и появляется также область отрицательного тлеющего свечения (2) внутри самого пузырька. В третьей стадии 3в, появляется положительный столб тлеющего разряда. На заключительной стадии происходит контракция тлеющего разряда и образование искры (дуговой разряд) с вырыванием материала электрода с образованием лунки на его поверхности.

Полученный механизм возникновения анодных микроарядов и их влияние на поверхность обрабатываемых металлов, дает наглядное представление о разрядах с электролитическим катодом.

Список публикаций:

- [1] Kashapov R.N. Plasma-electrolyte processing of metals. Summaries of student topics. London international youth science forum. London 2005, 11p.
- [2] Кашапов Р.Н. Физические основы плазменно-электролитной обработки металлов. Научные труды молодых исследователей программы «ШАГ В БУДУЩЕЕ». Том 8. Профессионал 2005, 43 - 46 с.
- [3] Кашапов Р.Н. Плазменно-электролитная обработка медицинских игл. Материалы конференции «Индустрия наносистем и материалы», МИЭТ, Москва, 2005, 82 - 86 с.

Энергетические характеристики дуги в плазмотроне с жидкометаллическими электродами

Коваль Илья Юрьевич

Новосибирский государственный университет

Предтеченский Михаил Рудольфович, чл.-корр. РАН

ki1308@gorodok.net

Работа посвящена экспериментальному исследованию электрической дуги, горящей в цилиндрическом канале и замкнутой на расплавленные металлические электроды (рис.1). Разряд такого типа реализован в плазмотроне с жидкометаллическими электродами. В данном плазмотроне решена одна из важнейших проблем в области создания и применения плазмотронов – проблема эрозии электродов. Эрозия ограничивает продолжительности непрерывной работы плазмотронов и возможность использования химически активных плазмообразующих газов, которые интенсифицируют процесс эрозии. Поверхность расплавленного металла не подвержена эрозии. В отсутствии эрозии имеется возможность наращивать ранее не достижимые мощности и

использовать химически активные газы в качестве плазмообразующих. Цель представленной работы является выявить особенности дугового разряда, обусловленные жидкометаллическими электродами, и изучить, как влияет геометрия разряда, расход и вид плазмообразующего газа на энергетические характеристики дуги в плазмотроне с жидкометаллическими электродами.

В работе представлены результаты экспериментальных исследований вольт-амперных характеристик дуги и тепловых потерь в стенку канала плазмотрона с жидкометаллическими электродами в зависимости от расхода и вида плазмообразующего газа. 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 водяном паре напряжение на дуге в 1.5-2 раза больше чем при работе на воздухе для одинаковых расходов газа и токов дуги. Показано, что тепловые потери в стенку канала пропорциональны мощности разряда, однако с увеличением расхода плазмообразующего газа их относительный вклад сокращается, т.е. КПД плазмотрона растёт.

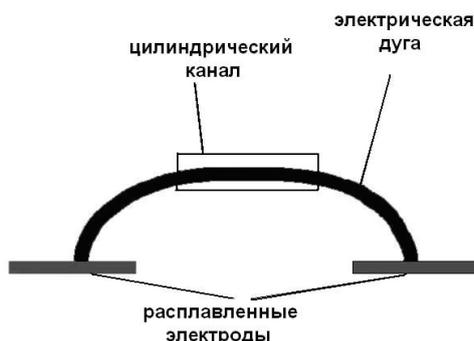


рис.1. Принципиальная схема экспериментальной установки.

Результаты экспериментальных исследований обобщены уравнением вольт-амперной характеристики дуги (1-для воздуха, 2-для водяного пара):

$$U = 110 \left(\frac{I^2}{Gd} \right)^{-0.1} \left(\frac{G}{d} \right)^{0.12} (d)^{-1.26}; \quad (1)$$

$$U = 110 \left(\frac{I^2}{Gd} \right)^{-0.1} \left(\frac{G}{d} \right)^{0.12} (d)^{-1.26}. \quad (2)$$

Проанализировав вольт-амперные характеристики дуги, представленные в критериальном виде, можно сделать следующие выводы: при работе на паре определяющим критерием является Re определяющий течение в канале плазмотрона. Результаты исследования могут быть использованы для расчёта характеристик плазмотронов с жидкометаллическими электродами различной мощности.

Определение параметров $N(h)$ -профиля по результатам наклонного ЛЧМ-зондирования ионосферы

Кубатко Сергей Владимирович

Ростовский государственный университет

Вертоградов Геннадий Георгиевич, к.ф.-м.н.

skubatko@mail.ru

Известно, что задача определения координат источника радиоизлучения (ИРИ) по его пеленгу и углу места в диапазоне ДКМВ имеет большое практическое значение. Основными факторами, ограничивающими точность ее решения, являются ошибки определения углов прихода [1] и ошибки задания профиля ионизации в ионосфере при восстановлении траектории [2]. Важнейшим параметром ионосферной плазмы, оказывающим определяющее влияние на лучевые характеристики сигналов, является электронная концентрация. Учет ее пространственных изменений представляет значительную трудность. В настоящее время нет ни одного общепризнанного способа, который бы полностью решал проблему.

При решении указанной задачи возможны несколько способов задания ионосферной ионизации. Наиболее точные результаты дает зондирование. Поэтому возникает проблема проведения диагностики ионосферной плазмы одновременно с угломерными измерениями. В работе [2] показано, что на удалениях до 500 км существенного уменьшения ошибок местоопределения ИРИ можно добиться путем использования данных вертикального зондирования (ВЗ ионограмм), пересчитанных в высотные профили электронной концентрации $N(h)$.

Возможны и другие варианты диагностики ионосферы, а именно, наклонное ЛЧМ-зондирование. В этом случае для построения $N(h)$ -профиля информации не достаточно, тем не менее, она может быть использована для корректировки параметров эмпирической модели.

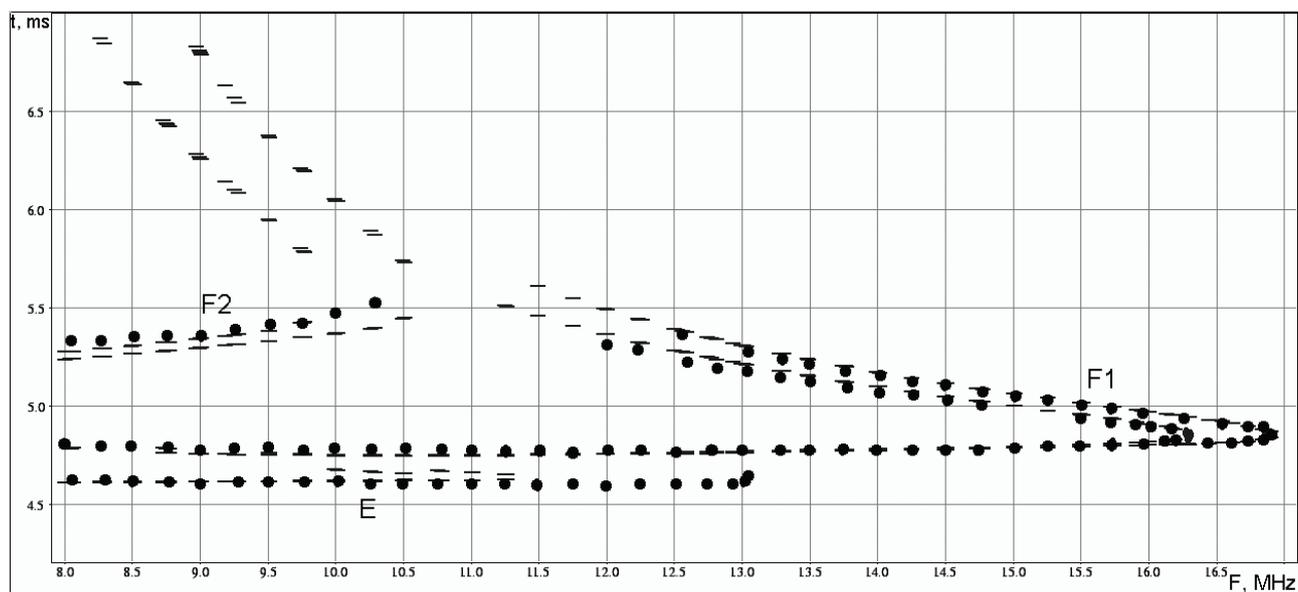


рис.1

Для определения параметров $N(h)$ -профиля использован метод рефракционного интеграла. При этом трасса зондирования разбивается на несколько участков, в пределах которых вертикальный профиль считается неизменным. На каждом участке вертикальное распределение ионизации задается в общем случае семью квазипараболами. При этом учитываются слои ионосферы E, F1, F2, долина в области выше максимума слоя E и обеспечивается непрерывность электронной концентрации и ее производной, как функции высоты. В качестве геометрических параметров слоев E и F1 используются прогностические значения в соответствии с моделью IRI-2001. Как следствие, в настоящий момент определению подлежат только геометрические параметры слоя F2. Оценка геометрических параметров слоя F2 достигается на основе минимизации квадратичного отклонения задержек измеренных и модельных дистанционно-частотных характеристик (ДЧХ). При оценке среднеквадратичного отклонения учитываются верхние и нижние лучи всех наблюдаемых мод распространения. Влияние геомагнитного поля учитывается по приближенным методикам, изложенным в работе [3]. Результат оценки параметров слоя F2 проиллюстрирован на рисунке (см. рис.1). Здесь точками показана ДЧХ, полученная по результатам ЛЧМ-зондирования на трассе Кипр-Ростов (протяженность 1400 км). Чёрточками показана модельная ДЧХ, вычисленная по найденным параметрам слоя F2.

Предложенный алгоритм может быть использован для коррекции параметров полуэмпирической модели при решении задач однопозиционного местоопределения в угломерно-дальномерных комплексах диапазона ДКМВ.

Список публикаций:

- [1] Gething P.J.D. *Radio direction finding and superresolution*. London: Peter Peregrinus Ltd, 1990.
- [2] Барабашов Б.Г., Вертоградов Г.Г., Хонду А.А. Оценка эффективности использования вертикального зондирования в угломерно-дальномерных комплексах диапазона дециметровых радиоволн // *Радиотехника*. №9. 3-7(1987).
- [3] Вертоградов Г.Г. Имитатор широкополосного ионосферного радиоканала // *Радиотехника и электроника*. Т.48, №11. 1322-1329(2003).

Диагностический комплекс для измерения профиля плазмы и захваченной энергии нагревных пучков на установке «Газодинамическая ловушка»

Листопад Александр Алексеевич

Новосибирский государственный технический университет

Ступишин Николай Валериевич

alexlist@yandex.ru

В настоящее время в ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН реализуется экспериментальная программа, направленная на получение физической базы данных для создания нейтронного генератора на основе газодинамической ловушки (ГДЛ) [1]. Сооружение мощного (~1 МВт/мI) источника термоядерных нейтронов для материаловедческих целей является необходимой составляющей международной программы исследований по УТС. Установка представляет собой открытую аксиально-симметричную магнитную ловушку с большим пробочным отношением. Для нагрева плазмы в установке используется система инжекции, состоящая из 6-ти инжекторов быстрых атомов (водорода или дейтерия) с энергией 17 кэВ, суммарной мощностью до 4 МВт и длительностью импульса 1 мс. Инжекция ведется под углом 45° к оси плазмы.

Одной из важных диагностических задач является исследование профиля плазмы в ловушке во время инжекции. Цель данной работы – создание комплекса диагностик, предназначенных для измерения профиля плотности плазмы и мониторинга системы атомарной инжекции установки ГДЛ.

Схема измерений распределения плотности плазмы основана на регистрации профиля пучка нагревного инжектора, прошедшего сквозь плазменный шнур. В качестве приемника использован многопроволочный резистивный калориметр [2]. Восстановление профиля плотности плазмы производится методом абелизации [3]. Эту задачу можно решить в предположении об аксиальной симметрии плазменного шнура. Если использовать систему из нескольких инжекторов, то можно восстанавливать также не аксиально-симметричные профили.

Для измерения полной захваченной энергии от нагревных пучков, планируется использовать две системы резистивных калориметров. Первая устанавливается на выходе инжекторных трактов нагревных инжекторов и служит для измерения неослабленных пучков, вторая располагается с противоположной стороны относительно плазменного шнура и предназначена для регистрации пучков, прошедших сквозь плазму. Диагностический комплекс также включает в себя систему крестов вторично-эмиссионных датчиков, которая позволяет измерять профили пучков по двум осям и может служить также для настройки и юстировки инжекторов.

Высокая прозрачность проволочных калориметров (> 0,99) является одной из главных причин, благодаря которой существует возможность использования нагревных инжекторов в диагностических целях, практически не создавая возмущений в пучках. Среди основных преимуществ системы на основе нагревных инжекторов следует отметить простоту и универсальность схемы эксперимента, поскольку в этом случае не требуется привлечение дополнительного диагностического оборудования.

В настоящий момент ведутся тестовые испытания составляющих диагностического комплекса, смонтированных в одном из инжекторных трактов.

Список публикаций:

[1] И.А. Котельников, Д.Д. Рютов и др., «Математическая модель источника нейтронов на основе газодинамической ловушки», препринт ИЯФ, Новосибирск.

[2] А.А. Листопад, С.В. Мурахтин, Н.В. Ступишин, «Калориметрическая диагностика пучков быстрых частиц», препринт ИЯФ, Новосибирск.

[3] В.И. Давыденко, А.А. Иванов, Г. Вайсен, «Экспериментальные методы исследования плазмы», НГУ, Новосибирск, 1999.

Проволочный разряд

Огурцов Николай Михайлович

Сковородин Дмитрий Иванович, Аракчеев Алексей Сергеевич

Новосибирский государственный технический университет

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

n.ogurtsov@ngs.ru

Исследование проволочного разряда представляет большой интерес с точки зрения его использования в технике газоразрядных ионных источников низкого давления. Основным преимуществом ионных источников на основе данного типа разряда является возможность увеличения эффективности ионизации за счет

осцилляций высокоэнергетичных электронов в электростатическом поле, формируемом системой коаксиальных электродов: цилиндрического катода и тонкого нитевидного анода. Ионные источники на основе проволочного разряда находят широкое применение в различных областях: в работе [1] данный тип источника используется в конструкции электронной пушки с вторичной электронной эмиссией. Другим примером может служить импульсный источник нейтронов, описанный в работе [2], позволяющий получить до 10^8 нейтронов за один импульс.

Впервые идея удержания быстрых электронов между электродами данной конфигурации была предложена в работе [3]. В данной работе основное внимание было уделено влиянию геометрии электродов на основные характеристики разряда. Основными факторами, влияющими на разряд, являются размеры анодной проволочки и наличие торцевых электродов, обеспечивающих удержание электронов в аксиальном направлении. Импульсный режим проволочного разряда исследован М. Макаровым в работе [4], рассмотрены основные режимы разряда: стадия пробоя, режим полого катода, фаза неустойчивости; получено условие стабильности разряда. Полученные результаты говорят о поверхностном характере разрядного пробоя, другими словами, первичные электроны, необходимые для зажигания разряда, образуются поверхностными явлениями.

Особый интерес представляет зависимость свойств разряда от наличия магнитного поля. С целью изучения особенностей проволочного разряда в аксиальном магнитном поле создана установка (рис.1). Величина магнитного поля изменялась в диапазоне от 0 до 12 мТл.

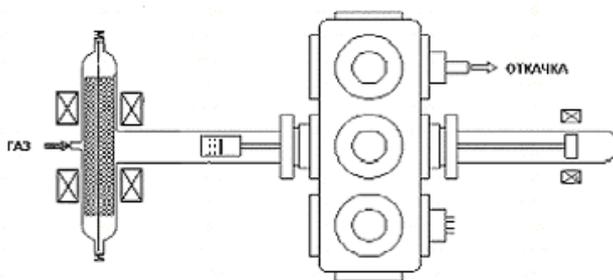


рис.1

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что наличие магнитного поля практически не влияет на величину напряжения пробоя газоразрядного промежутка, эти результаты вполне согласуются с данными, представленными в работе [5]. При этом влияние поля на величину тока разряда оказывается очень существенным: при давлении 0.2 Тор ток меняется на порядок (от 5 мА до 50 мА) с увеличением магнитного поля от 0 до 12 мТл, при этом напряжение между электродами не превышает 350 В.

Список публикаций:

- [1] P.R.Chalise, M. Ishikawa et al. Side-extraction-type secondary emission electron gun using wire ion plasma source. *Jpn.Appl Phys. Vol.40 (2001) p. 1118.*
- [2] L. Ruby, D.K.Wells. A pulsed neutron source based on the orbitron. *Nuc.Inst.Meth. Vol.34 (1965) p.66.*
- [3] G.W. McClure. Low-pressure glow discharge. *Appl.Phys.Let. Vol. 2 (1963) p.233.*
- [4] M. Makarov, Y. Loumani, A. Kozыrev. Pulsed low-pressure wire-discharge.
- [5] H. Urai, E. Hotta et al. Effect of axial magnetic fields on electrical characteristics of low-pressure wire discharge. *Jpn.Appl.Phys. Vol.33 (1994) p.4243.*

Генерация высокоэнергетичных протонов в совмещенном разряде

Орлов Сергей Георгиевич

Музюкин Илья Львович, Барахвостов Сергей Владимирович

Уральский государственный технический университет – УПИ

Вершинин Юрий Николаевич

werstak@tf.utk.ru

Обнаружен эффект селективного ускорения ионов водорода в высоковольтном наносекундном разряде по поверхности диэлектрика, совмещенном с пробоем вакуумного промежутка. Рассмотрены различные схемы такого совмещенного разряда. Выявлено, что ионы водорода могут ускоряться до энергий, существенно превышающих приложенное напряжение.

Известно, что наносекундный разряд по поверхности диэлектриков является эффективным источником многозарядных ускоренных ионов [1]. С другой стороны известен эффект появления anomalно ускоренных ионов в плазме вакуумных искр [2, 3]. Представлялось возможным совместить два этих явления в одном разряде. Для этого предлагалось сначала направить разряд по поверхности диэлектрика, образовавшаяся плазма будет распространяться в вакуумном диоде. Предполагалось получить процесс аналогичный пробоем вакуумного диода [3], где вместо взрывоэмиссионных процессов на катоде источником плазмы служило бы вакуумное перекрытие поверхности диэлектрика.

Эксперименты проводились в вакууме 10^{-6} Торг. Плазма анализировалась ионным спектрометром Томсона с автоматической системой фотометрирования, описанной в [1, 4]. Вначале решено было использовать схему максимально приближенную к схеме вакуумного диода (см. рис.1). На центральный электрод А подавался короткий высоковольтный импульс положительной или отрицательной полярности. Амплитуда импульса составляла 150 кВ длительность 5 нс и фронт ≈ 200 пс.

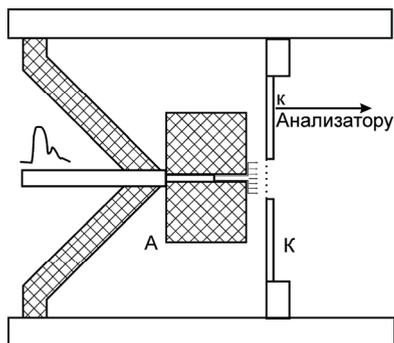


рис.1. Электродная схема с совмещением капиллярного разряда и вакуумного диода.

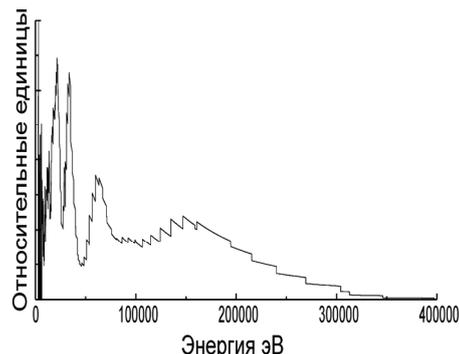


рис.2. Энергетический спектр протонов при оптимальном зазоре катод - диэлектрик в 7 мм.

При подаче отрицательного импульса на центральный электрод сигнала ионного потока обнаружено не было, хотя детектор зафиксировал ультрафиолетовое свечение плазмы в области капилляра. При подаче на электрод А положительного импульса регистрировался поток ионов водорода с энергиями до 350 кэВ (рис.2). Но при этом ионов углерода в данной схеме зарегистрировано не было. Это могло быть объяснено тем, что ионы углерода резко направлены по нормали к поверхности. В случае капиллярного разряда ионы углерода осаждаются на стенках и не выходят из капилляра. Протоны, которые имеют более широкий сектор разлета, могут вылететь в отверстие капилляра.

Для проверки этой гипотезы электродная схема была существенно переработана: поверхность диэлектрика, по которой протекал разряд была обращена на анализатор, сетка К имела дугообразную форму, что обеспечивало протекание разряда по большей части поверхности диэлектрика. Результаты для второй схемы не имели принципиального отличия от первого случая. Также для отрицательного импульса сигнала ионов зафиксировано не было. В случае положительного импульса регистрировался сигнал ускоренных протонов. И в этом случае сигнала ионов углерода зафиксировано не было.

Еще одной разрядной схемой стала модификация схемы [1]. Она представляла собой схему линейного перекрытия диэлектрика с зазором между периферийным электродом и стенкой камеры. Зазор составлял 5 мм. Результаты измерения параметров ионного потока в основном повторяют таковые для первых двух схем. В этом случае энергии протонов оказались существенно меньше, чем в первых двух схемах.

Таким образом, было установлено, что совмещение в одном разряде вакуумного перекрытия диэлектрика и пробоя вакуумного промежутка при использовании генератора наносекундных импульсов ведет к проявлению эффекта полярности и эффекта селективного ускорения в случае положительного импульса, подаваемого на диэлектрик.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 05-02-17650

Список публикаций:

- [1] I.L Muzukin S.V. Barakhvostov // IEEE Trans. On Plasma Sci. October 2005 V.33 N.5 pp.1654-1657.
- [2] А.А Плютто, В.Н. Рыжков, А.Т. Капин // ЖЭТФ 1964, Т47, Вып. 8, С 494-507.
- [3] Музюкин И.Л. Физика экстремальных состояний вещества, Черногловка 2005, С.210-212.
- [4] Барухвостов С.В., Музюкин И.Л. Письма в ЖТФ 2005 Т.31 В.10 С.30-34.

Лазеро-плазменные разрушения системы металлических фольг

Тюнюков Алексей Николаевич

Михайлов Борис Сергеевич

Чувашский государственный университет им. И. Н. Ульянова

Михайлов Борис Сергеевич

klim-83@yandex.ru

К настоящему времени достаточно хорошо изучены процессы взаимодействия лазерного излучения (ЛИ) с металлами и тонкими металлическими плёнками, что привело к разнообразным техническим и технологическим применениям. Однако, как показано в ряде докладов конференции «Оптика лазеров» (С-Петербург, 2003), явления взаимодействия ЛИ с металлами, находящимися в промежуточном по толщине фольговом состоянии, изучены явно недостаточно.

В нашей работе проведено исследование временных, энергетических, спектральных и яркостных характеристик процесса взаимодействия квазинепрерывного излучения рубинового лазера в миллисекундном диапазоне длительностей с металлическими фольгами. Получены макрофотографии образующихся при этом факелов и микрофотографии зон разрушения алюминиевой фольги толщиной 95 мкм, взятой в качестве мишени. Эксперименты проведены: с одной мишенью, когда образуется передний и задний (в результате прожигания) факелы; с двумя мишенями, расположенными друг за другом на расстоянии l в области перетяжки лазерного луча. Во втором случае можно было наблюдать процессы столкновения внутренних факелов между собой. Выбор алюминия в качестве мишени обусловлен низкими значениями температур плавления и кипения, а также низким потенциалом ионизации.

Эксперименты проведены на созданной в нашей лаборатории установке «Пульсар» в условиях измерения энергий падающего, зеркально отражённого и прошедшего сквозь систему «факел-фольга-факел» лазерного излучения, а также получения соответствующих осциллограмм временных форм указанных импульсов и яркости свечения всех факелов. Экспериментальные ошибки не превышали 6 % по энергиям, 5 % по длительности, 15 % по интенсивности и 20 % по яркости.

В экспериментах с одной мишенью проводились измерения временной зависимости отражательной способности фольги при энергиях, меньших порогового значения прожигания. Установлено, что после монотонного спада от 76 % до 10 %, вызванного нагреванием фольги ЛИ, наступают два разделённых по времени на 0,5 мс пика отражения 58 % и 30 %, соответствующих двум кольцевым пластическим деформациям. При энергиях облучения, незначительно превышающих пороговое значение прожигания, остаётся лишь первый пик отражения с уменьшенным временем появления, соответствующий одной кольцевой деформации. В более поздние моменты времени сигнал отражения пропадает из-за прожигания. Действительно, при этом появляется прошедшее сквозь мишень ЛИ, время которого уменьшается по гиперболическому закону по мере роста энергии облучения в соответствии с теплофизической моделью нагрева и разрушения металлов.

Измерения яркости свечения факелов в видимом диапазоне проводилось с помощью оптических волокон, подводимых непосредственно к зоне их образования. Другие концы волокон заводились на фотоумножитель ФЭУ-83, сигнал с которого подавался на двухлучевой осциллограф, синхронизованный с лазерным излучением. Структура пульсаций яркости переднего и заднего факелов сложная, разделена на время прожигания фольги и сдвигается к началу лазерного импульса по мере увеличения энергии облучения. В докладе приводятся подробные осциллограммы и объяснения пиков яркости, связанные с испарением, экранировкой и пробоем в парах. По спектрам, снятым вдоль оси факелов, получено распределение температуры, монотонно убывающей от мишени в сторону переднего и заднего факелов, но для заднего факела наблюдается скачкообразное уменьшение температуры (на 10 %) и более быстрый спад.

В экспериментах с двумя мишенями внутренние факелы имели возможность сталкиваться с образованием на фронте скачка концентрации испаряемых атомов, давления, температуры и кумулятивного эффекта, приводящего к резкому увеличению площади зоны разрушения фольг. При этом механизм разрушения фольг менялся, что подтверждается более крутой зависимостью времени прожигания от величины ЛИ. Кроме того, при столкновении лазерных факелов зажигался оптический разряд, который заполнял гораздо больший объём между мишенями, чем объём каустики лазерного луча. Это приводит к созданию плазменного источника энергии, участвующего наряду с лазерным в образовании дополнительных разрушений фольги. На макрофотографиях видна зона оптического разряда с относительно хорошей однородностью заполнения. Обсуждаются механизмы взаимодействия и идеи продолжения экспериментов.

Построение ВАХ емкостного ВЧ разряда в кислороде с помощью сравнительного исследования оптических характеристик разряда постоянного тока и емкостного ВЧ разряда

Филимонова Софья Владимировна

Пляка Павел Стефанович, Кривоносов Сергей Евгеньевич

Ростовский государственный университет

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

sophfil@mail.ru

Одними из важнейших характеристик любого разряда являются его вольтамперные (ВАХ) характеристики при разных давлениях газа. ВАХ определяют энергетику разряда, среднюю энергию электронов и ионов, энергию пучковых электронов, а значит и параметры отрицательного свечения. Однако многочисленные работы с реальными ВЧ системами показывают, что корректно измерить классическими радиотехническими методами ВЧ ток и ВЧ напряжение не удастся. Ошибка достигает 200 и более %. И связано это с тем, что в реальных системах существует большое число паразитных емкостей, индуктивностей, которые сильно искажают результаты измерений. В качестве бесконтактного метода измерения ВАХ ВЧ разряда было предложено использовать сравнительные исследования оптических характеристик разряда постоянного тока и ВЧ разряда при одинаковой геометрии разрядного промежутка.

На первом этапе для установления связи между оптическими характеристиками разряда постоянного тока и его ВАХ было проведено исследование пространственного распределения интенсивности спонтанного излучения ионной линии кислорода O^{+*} $\lambda = 441.7$ нм при различных токах и напряжениях на разрядной трубке. Характерная зависимость интенсивности излучения этой линии от пространственной координаты ($U = 407,3$ В, $p = 0.7$ тор) приведена на *рис. 1(a)*

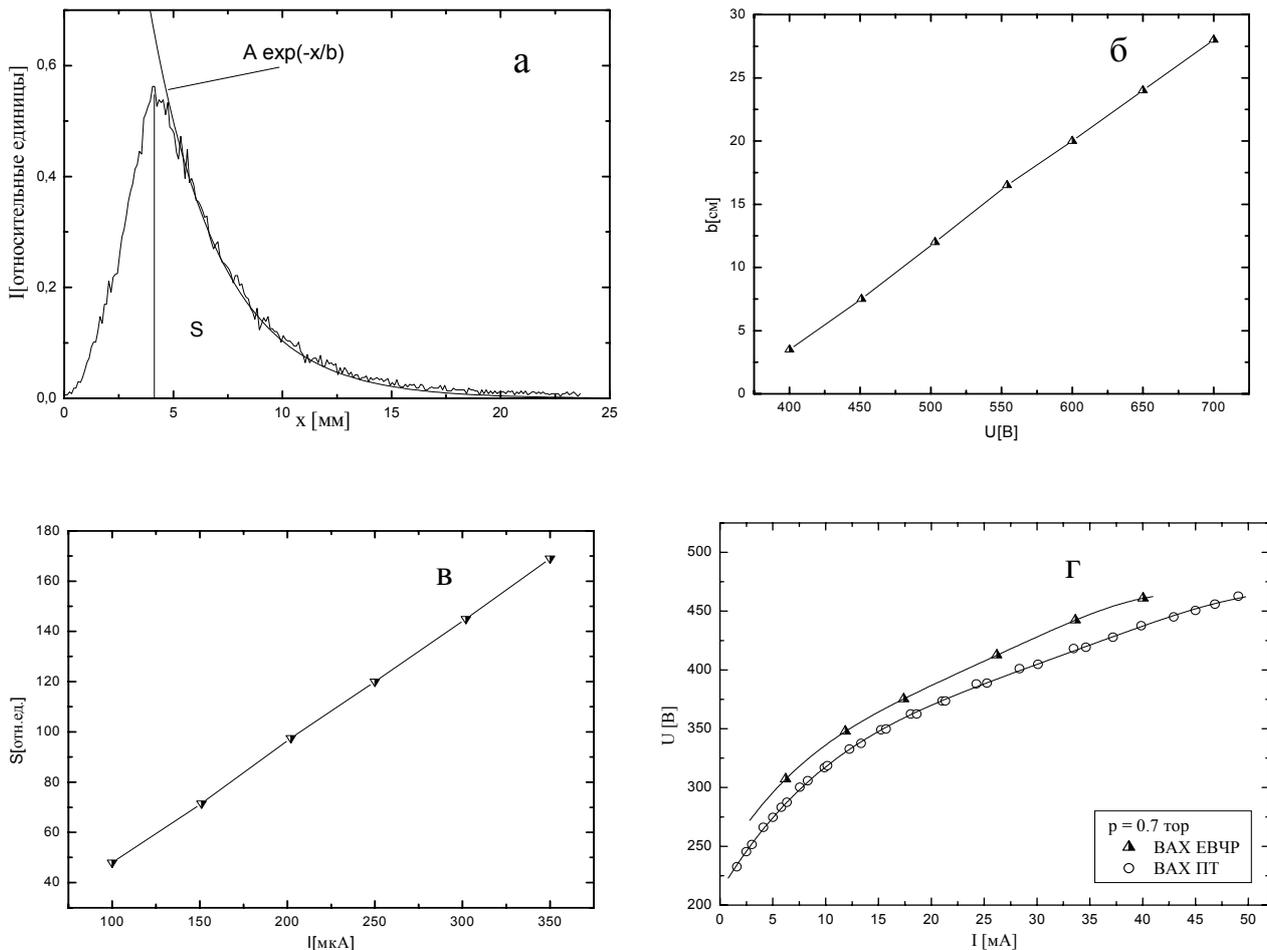


рис.1

В оптических характеристиках были найдены параметры, которые однозначно были связаны с током, напряжением и давлением. Для обработки зависимостей $I(x)$ была разработана специальная программа. Уменьшение интенсивности линии в отрицательном свечении разряда происходит по экспоненциальному закону. Это подтвердилось хорошим совпадением аппроксимационной кривой вида $I=A \exp(-x/b)$ с экспериментальными данными. Коэффициент b в показателе экспоненты оказался пропорциональным постоянному потенциалу приэлектродной области U_0 и не зависел от давления кислорода в диапазоне $0.1 \div 1$ тор. Для определения тока разряда аппроксимационная кривая пространственного распределения интенсивности излучения экстраполировалась на нулевое значение интенсивности и затем интегрировалась (параметр S). Зависимость показателя экспоненты b от напряжения на электроде показана на *рис.1(б)*. Зависимость площади под кривой распределения интенсивности для ионной линии 441.7 нм в ОС от плотности тока разряда приведена на *рис.1(в)*. Аналитическое выражение для связи напряжения разряда постоянного тока и показателя b имеет вид: $b(U) = -30 + 0.084 \cdot U$, где U – напряжение на разрядной трубке, которое измеряется в вольтах, а b – в сантиметрах. Аналогичное выражение для связи тока через разряд и S имеет вид: $S = 0.48 \cdot I$, где I – ток через разрядную трубку. Здесь S измеряется в относительных единицах, I – в мА.

В той же конструкции разрядной трубки зажегся емкостный ВЧ разряд. Для определения ВАХ ВЧ разряда была проведена последовательность преобразований экспериментальных кривых $I(x)$, аналогичная описанной выше последовательности преобразования кривых $I(x)$ разряда постоянного тока. Характерная ВАХ разряда постоянного тока (измеренная прямым способом) и ВЧ разряда (полученная из обработки оптических характеристик ВЧ разряда) при давлении кислорода 0.7 тор показана на *рис.1(г)*, на котором видно весьма хорошее совпадение.

Таким образом, была установлена связь между оптическими характеристиками разряда постоянного тока в кислороде в диапазоне давлений $0.1 \div 1$ тор и его ВАХ. Было найдено, что между энергетическими характеристиками разряда (ток, напряжение) и его оптическими характеристиками существует однозначная связь, которая не зависит от давления (концентрации) кислорода. Найдены аналитические зависимости описания такой связи, которые открывают возможность на основе измерений внутренних параметров разряда определить основную энергетическую характеристику емкостного ВЧ разряда, какой является ВАХ.

Возможности тлеющего разряда для осаждения тонких пленок

Чепкасов Сергей Юрьевич

Новосибирский государственный технический университет

Золкин Александр Степанович

trance@gorodok.net

Интерес к изучению тлеющего разряда объясняется возможностью его применения для нанесения различных покрытий [1], а также в ионных источниках низкой энергии [2]. Активно ведутся исследования физических процессов в тлеющем разряде при разных условиях горения. Никулин С.П [3] изучал влияние отбора ионного тока на поддержание тлеющего разряда низкого давления с полым катодом, а также Гаврилов Н.В. и Емлин Д.Р. [4] исследовали формирование пучка ионов аргона с энергией 1-50 кэВ и плотностью тока $1-10 \text{ мА/см}^2$, извлекаемых из плазмы тлеющего разряда. Уланов И.М. и Литвинцев А.Ю. [5] провели исследования влияния магнитного поля на электрические и оптические свойства отрицательного свечения и темного фарадеевского пространства тлеющего разряда в гелии при токе разряда 11 мА и обнаружили отсутствие продольного электрического поля в этих областях как с магнитным полем, так и без него.

Цель работы – исследование ионного тока как функции давления газа, напряжения разряда, расстояния между электродами, а также между катодом и коллектором при использовании различных газов для определения оптимального режима горения тлеющего разряда с малым напряжением на электродах (несколько сотен вольт), при котором ионный ток был бы максимален. Это может быть важным для осаждения тонких пленок, так как свойства пленок напрямую зависят от условий, при которых проводилось осаждение, и от веществ, которые при этом использовались.

В данном эксперименте применялись аргон, пары спирта и ацетона в интервале давлений $0,015-0,45$ тор. Диапазон потенциалов между электродами 400-1500 В. Расстояние между электродами менялось от 0,5 до 29 см, расстояние между катодом и коллектором – от 0 до 12 см. Величины измеренных токов составили от 2 мкА до 1,5 мА. Разряд зажегся внутри стеклянной трубки диаметром 40 мм между анодом, на который от источника постоянного напряжения подавался потенциал, и заземленным катодом. В эксперименте по очереди использовались два вида катодов: один мог совместно с коллектором ионов относительно анода при помощи магнита; другой жестко закреплялся внутри стеклянной трубки, и передвигался только коллектор. Оба катода выполнены из нержавеющей сетки в форме кольца с геометрической прозрачностью 75 %. Во втором случае

проводились измерения тока, прошедшего сквозь катод, в зависимости от расстояния между катодом и коллектором. Аргон был выбран потому, что он обеспечивает очистку поверхности, что важно при напылении пленок на какую-либо подложку.

Получены зависимости ионного тока для нормального и аномального тлеющего разряда. Также измерена зависимость напряжения пробоя от произведения давления на межэлектродное расстояние (кривая Пашена). Полученная зависимость сравнена с теоретической. Выявлены оптимальные параметры довольно стабильного горения разряда. При измерении тока как функции от расстояния между катодом и коллектором обнаружена зависимость, напоминающая экспоненциальную (см. *рис.1*). На рисунке показана зависимость ионного тока от расстояния между анодом и коллектором ионов. Давление паров спирта $P = 0,15$ тор. Напряжение между электродами $U = 900$ В.



рис.1

Результаты исследования могут быть применены для осаждения тонких пленок.

Список публикаций:

[1] Галаутдинов Р.Т., Кашапов Н.Ф., Лучкин Г.С. Физические процессы в аномальном тлеющем разряде при нанесении оксидных покрытий. Тезисы докладов XXXII Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. г. Звенигород, 14-18 февраля 2005 г. – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2005 г. – 328 с.

[2] Котов Д.А., Свадковский И.В., Достанко А.П. Исследование источника низкоэнергетических ионов на основе разряда в скрещенных $E \times H$ полях. Труды 6-ой Международной конференции по модификации материалов заряженными пучками и потоками плазмы. г. Томск, 23-28 сентября 2002.

[3] Никулин С.П. Влияние ионной эмиссии на характеристики тлеющего разряда с полым катодом. ЖТФ, 2000 г., Т.70, №10.

[4] Гаврилов Н.В., Емлин Д.Р. Формирование пучков ионов, извлекаемых из плазмы тлеющего разряда. ЖТФ, 2000 г., Т.70, №5.

[5] Уланов И.М., Литвинцев А.Ю. Экспериментальные исследования влияния продольного магнитного поля на катодные части тлеющего разряда в гелии. ЖТФ, 2004 г., Т.74, № 9.

Оптическое излучение плазмы в режиме генерации встречных высокоскоростных волн ионизации

Шахсинов Гаджи Шабанович
Рамазанов Атраш Рамазанович

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 синхронизированных 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 разной 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.

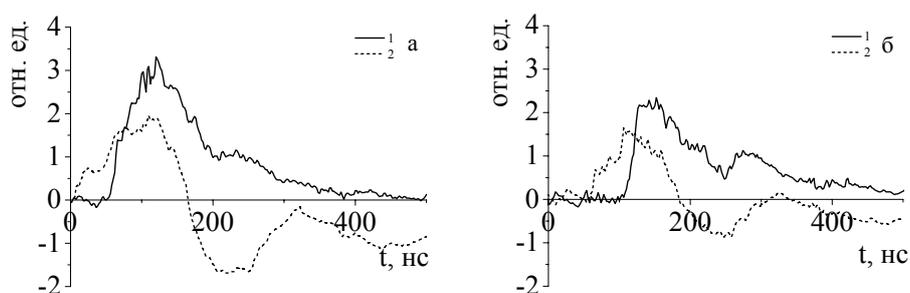


рис.1. Излучение разряда поперек трубки (1) и сигнал с емкостного датчика (2) вблизи высоковольтного (а) и заземленного (б) электродов.

В работе выполнены комплексные исследования оптических и электрических характеристик плазмы наносекундного разряда в гелии, развивающегося в режиме формирования одной и двух встречных волн ионизации. По экспериментальным значениям тока разряда оценена концентрация электронов за фронтом волны ионизации в различных условиях формирования разряда. Характерные импульсы оптического излучения и ВВИ приведены на рис.1. Обсуждаются закономерности формирования профиля импульсов спонтанного излучения.

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.

Наблюдение структур и вихрей в тонком слое магнитной жидкости при воздействии на него постоянного электрического поля

Ястребов Сергей Сергеевич

Данилов Максим Иванович

Северо-Кавказский государственный технический университет

Кожевников Владимир Михайлович, д.т.н.

ciu@ncstu.ru

В работе исследовался плоскопараллельный конденсатор с оптически прозрачными электродами [1-3], заполненный слоем магнитной жидкости (МЖ) с объемной концентрацией твердой фазы $\varphi = 2\%$. Расстояние

между электродами d задавалось с помощью прокладки и составляло 25 мкм. Экспериментальная установка и методика проведения экспериментов аналогична описанной в [2].

В слое магнитной жидкости при воздействии постоянного электрического поля наблюдались структурные образования. При напряжении на конденсаторе 6 – 11 В в слое наблюдается ячеистая структура. При повышении напряжения до 12 В на фоне ячеистой структуры появляются более концентрированные области в виде капель размером порядка 50 – 100 мкм, которые со временем объединяются в цепочки, а цепочки в свою очередь превращаются в кольца (рис.1). Кольца находятся во вращательном движении. Вращение колец с частотой приблизительно 1 об/мин происходит как по, так и против часовой стрелке. Внешний диаметр колец составляет 150 – 400 мкм. Данные структуры также перемещаются в горизонтальной плоскости межэлектродного пространства со скоростью порядка 100 – 200 мкм/мин, направление их движения имеет случайный характер, при сближении с другими структурами происходит их объединение. Характерное время образования колец составляет порядка 5 минут. Дальнейшее увеличение напряженности постоянного электрического поля приводит к разрушению структурных образований в виде колец за счет увеличения скорости движения магнитной жидкости.

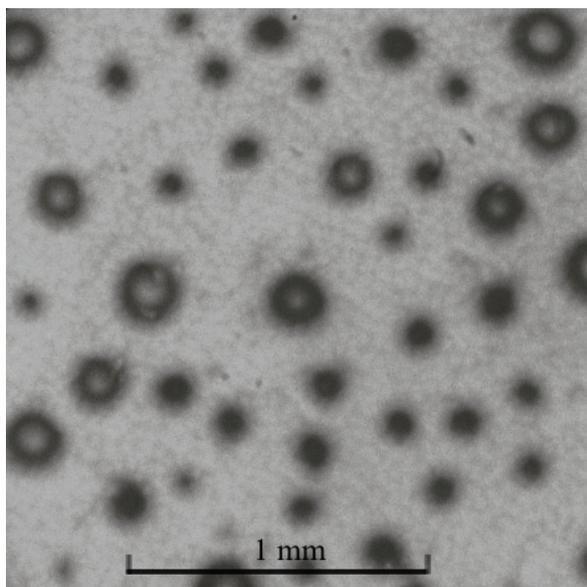


рис.1. Кольцеобразные структуры в слое МЖ ($d=25$ мкм) при напряжении 12 В.

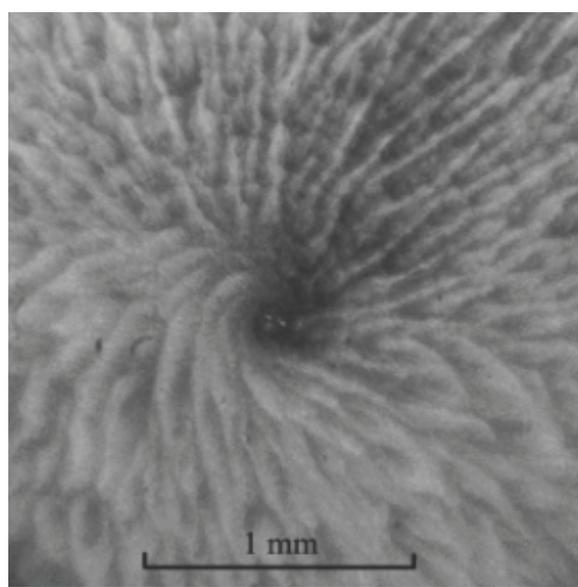


рис.2. Вихрь в слое магнитной жидкости ($d=25$ мкм) при напряжении 24 В.

При поляризующем напряжении (24 – 25 В) в слое МЖ наблюдается образование и развитие вихрей (рис.2). Сначала образуются различно направленные упорядоченные потоки агрегированных частиц твердой фазы в горизонтальной плоскости межэлектродного пространства. Затем эти потоки сталкиваются в одной области, в которой движение приобретает вращательный характер. В этой области образуется центр вихря, который медленно перемещается в горизонтальной плоскости межэлектродного пространства. В слое магнитной жидкости образование центров вихрей происходит случайным образом. Направление вращения вихря может быть как по часовой стрелке, так и против. Вихрь существует лишь определенное время. На протяжении всего времени существования вихря (порядка 30 секунд) из его центра распространяется раскручивающаяся спиральная волна с периодом порядка 0.3 секунды, направление которой противоположно направлению закручивания потоков агрегированных частиц в центре вихря. Также по прошествии порядка 10 секунд с момента возникновения вихря из его центра начинает распространяться раскручивающаяся спиральная волна с большей амплитудой и скоростью. Период распространения этой волны также составляет порядка 0.3 секунды. Время распространения данной волны около 2 секунд. После излучения этой волны вихрь теряет устойчивость и разрушается.

Список публикаций:

- [1] Kozhevnikov V.M., Chuenkova I.Yu., Danilov M.I., Yastrebov S.S. Self-organizing process in the magnetic fluid layer // *Magneto hydrodynamics*, Vol. 41, N. 1, 2005, P.53–62.
- [2] Кожевников В.М., Чуенкова И.Ю., Данилов М.И., Ястребов С.С. Самоорганизация слоя магнитной жидкости в сильных электрических полях // *Письма в Журнал Технической Физики*, Т.31, Вып.21, 2005, С.64–67.
- [3] Kozhevnikov V.M., Chuenkova I.Yu., Danilov M.I., Yastrebov S.S. Features of self-organization in magnetic fluid layers under a strong electric field // *Magneto hydrodynamics*, Vol. 41, N. 3, 2005, P.231–238.