

5 - Физика плазмы, электрофизика, плазменные технологии

Али Рафид Аббас, аспирант 1 года обучения
Багдад, Дагестанский государственный университет, физический
Сильноточный диффузный разряд в аргоне
Курбанисмаилов Вали Сулейманович, д.ф.-м.н.
e-mail: rafidphy_1972@yahoo.com стр. 216

Аль-Харети Фаваз Мохаммед Али, аспирант 1 года обучения
Эбб, Дагестанский государственный университет, физический
Развитие объемного разряда в гелии при больших перенапряжениях и больших удельных энерговкладах
Курбанисмаилов Вали Сулейманович, д.ф.-м.н.
e-mail: fawaz_moh@yahoo.com стр. 219

Аль-Обайди Мустуфа Али Аббас, магистрант 2 года обучения
Махачкала, Дагестанский государственный университет, физический
Электрический пробой газов в режиме недонапряжения при интенсивной ультрафиолетовой предионизации в поперечном магнитном поле
Юнусов Абдулкадыр Мухтарович, к.ф.-м.н.
e-mail: skynet_2211@yahoo.com стр. 217

Бардин Станислав Сергеевич, аспирант 2 года обучения
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, физический
Моделирование неравновесной He-N₂ газоразрядной плазмы
Демкин Владимир Петрович, д.ф.-м.н.
e-mail: Asves@mail.ru стр. 220

Пунанов Иван Фёдорович, инженер
Екатеринбург, Институт электрофизики УрО РАН
Спектры скоростей ионов в плазменном потоке при объёмном пробое и поверхностном перекрытии хлорида калия
Емлин Рафаил Вениаминович, к.ф.-м.н.
e-mail: ivan.punanov@gmail.com стр. 221

Сартаков Артем Викторович, 2 курс
Омск, Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, физический
Моделирование процесса разложения силана в высокочастотной плазме
Худайбергенов Г. Ж., к.ф.-м.н.
e-mail: pest.ru@mail.ru стр. 222

Сильноточный диффузный разряд в аргоне

Али Рафид Аббас Али

Аль Джаафари Фирас Мохамед

Дагестанский государственный университет

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

Vali_60@mail.ru

В рассматриваемой работе представлены экспериментальные результаты по развитию объемного разряда в Ar при больших перенапряжениях и больших удельных энергозатратах.

С целью выяснения влияния начальных условий фотографировались разряды без временной развертки. Фотография разряда показаны на рис.1: верхний ряд без предварительной ионизации ($p=1\text{атм}$; $d=3\text{мм}$), перенапряжение соответственно: 1 – 0%; 2 – 50%; 3 – 100%; 4 – 150%. Нижний ряд с предварительной ионизацией.

Как видно из рисунка 1 (фото1), при малых перенапряжениях формируется однородный искровой канал, конечный диаметр которого у катода больше, чем у анода. Различаются яркие точки на аноде.

С увеличением перенапряжения картина разряда меняется. При $W=100\%$ заметны отдельные диффузные каналы и в условиях интенсивной предварительной ионизации. Расположение катодных и анодных пятен при пробое неионизованного аргона носит случайный характер, особенно это заметно при больших перенапряжениях (фото 4). В условиях же пробоя ионизованного газа катодные пятна регулярно возникают в центре электродов, в области максимального поля.

Развитие разряда затормаживается на промежуточной стадии – диффузные каналы с яркими катодными пятнами (рис. 1). Диффузные каналы, сливаясь, образуют однородный столб плазмы высокой проводимости (сильноточный диффузный разряд). Плотность тока в сильноточном диффузном разряде составляет $\sim 10^3 \text{ А/см}^2$ [1], т.е. намного меньше, чем в искровом канале и слабо зависит от прикладываемого поля (таблица 1). С ростом прикладываемого поля диаметр столба разряда увеличивается, что возможно связано с формой электродов (применялись полусферические электроды с $R \gg d$, R – радиус сферы, d – расстояние разрядного промежутка).

Таблица 1.

$E_0, \text{кВ/см}$	12	14	16	18	20	23
$j, 10^3 \text{ А/см}^2$	2	2,7	3,1	3,5	3,8	4,2

В таблице приведены измеренные значения средней плотности тока плазмы СДР в аргоне к моменту времени $t=150 \text{ нс}$ от начала резкого роста тока. Такая форма разряда наблюдается в смесях инертных и электроотрицательных газов [2-4].

Необходимым условием зажигания сильноточного диффузного разряда является достаточно сильная предварительная ионизация (см. рис.1) и соответственно создание столба слабопроводящей плазмы. В этом случае диффузные каналы равномерно покрывают поверхность электродов. Длительность горения сильноточного диффузного разряда в аргоне составляет $\sim 10^{-6} \text{ с}$.

Особенностью сильноточного диффузного разряда является невысокое напряжение горения, при котором ударная ионизация не может обеспечить поддержание проводимости столба плазмы. Максимальный энергозатрат в СДР составляет $10 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{атм}$. Плотность электронов в плазме слаботочного разряда, оцененная по полуширинам линий атомов аргона $427,2 \text{ нм}$ и $425,9 \text{ нм}$, оказалась равной $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ($\Delta\lambda_{0,5} \sim 0,1 \text{ нм}$). Это значение близко к равновесному значению концентрации при $T_e=10000 \text{ К}$.

Спектр слаботочного диффузного разряда характеризуется интенсивными атомными линиями, интенсивность ионных линий заметно ниже. Наиболее интенсивно излучаются линии ArI: $442,3 \text{ нм}$, $436,3 \text{ нм}$, $433,5 \text{ нм}$, $355,6 \text{ нм}$.

Анализ элементарных процессов показывает, что основным каналом рождения заряженных частиц является ступенчатая ионизации со второго уровня. При диссоциативной рекомбинации в аргоне образуются преимущественно атомы в $4p$ – состоянии [5] с энергией связи $2,4 - 2,6 \text{ эВ}$. Благодаря этому процессу населенность возбужденных уровней намного порядков превышает равновесное значение. В этих условиях эффективно идут реакции $Ar(4p) + 2Ar \xrightarrow{K_3} Ar_2^* + Ar$.

Сильноточные диффузные разряды могут быть использованы в качестве активной среды эксимерных лазеров. С увеличением прикладываемого напряжения число катодных пятен и каналов растет, а скорость их прорастания уменьшается.

Таким образом, при больших перенапряжениях ($W > 75\%$) формируется сильноточный диффузный разряд с удельным энерговыделением $\sim 10^7$ Вт/см³ и плотность тока $\sim 10^3 - 10^4$ А/см². Плазма сильноточного диффузного разряда характеризуется концентрацией $\sim 10^{17}$ см⁻³ и температурой ~ 1 эВ. Основным механизмом ионизации является ступенчатая ионизация. Основным каналом гибели электронов является диссоциативная рекомбинация.

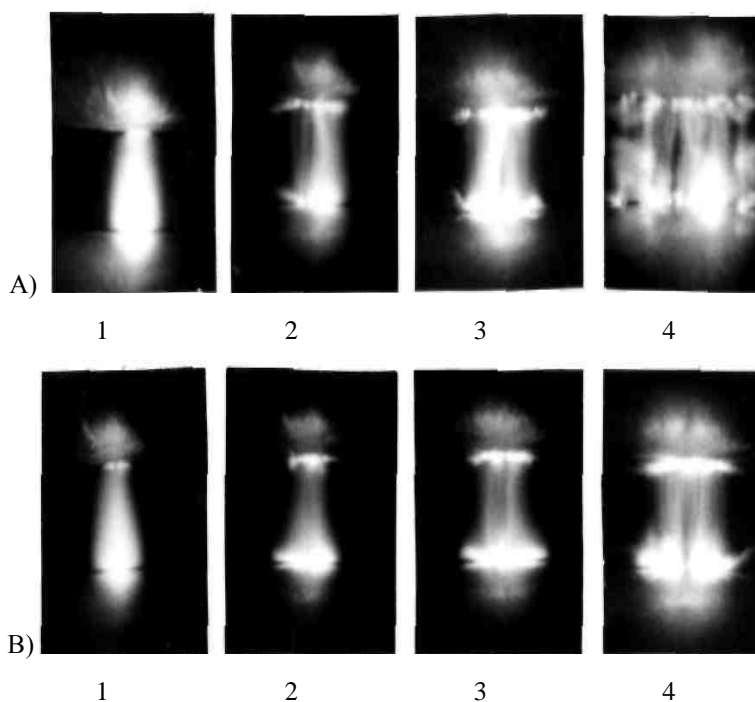


рис. 1. Интегральные во времени фотографии разряда: а) без предварительной ионизации; б) с предварительной ионизацией ($d=3$ мм, $p=3$ атм, Анод – сверху, катод- нижний электрод).

Список публикаций:

- [1] Хачалов М.Б. Матер. Всероссийской конференции по физической электронике. Махачкала, С.127-128 (1999).
- [2] Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. и др. Письма в ЖТФ. Т.3. Вып.21. С.1121-1125 (1977).
- [3] Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. и др. Известия вузов. Физика. №7. С.72-81 (1978).
- [4] Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. и др. В кн. Лазерные системы. Новосибирск. Наука. С.14-26 (1979).
- [5] Смирнов Б.М. Экимерные молекулы. УФН. Т.139. Вып.1. С.53-81 (1983).

Электрический пробой газов в режиме недонапряжения при интенсивной ультрафиолетовой предиионизации в поперечном магнитном поле

Альбайди Мустуфа Али Аббас

Юнусов Абдулкадыр Мухтарович

Дагестанский государственный университет

Юнусов Абдулкадыр Мухтарович

skynet_2211@yahoo.com

Магнитное поле при определенных условиях ($\omega\tau \geq 1$) вызывает анизотропию ионизованного газа, что позволяет использовать магнитное поле как диагностическое средство для выявления роли различных процессов в формировании пробоя и установления механизма пробоя.

При малых значениях E/N на формирование пробоя главным образом влияют процессы, протекающие на поверхности катода и в объеме газа. При высоких значениях E/N оказывают влияние также процессы, протекающие на поверхности анода, в частности, вторичная электронная эмиссия с поверхности анода под действием быстрых электронов образующихся в газе. Быстрые электроны, многократно отражаясь от электродов, производят дополнительную ионизацию атомов и молекул газа[1], что значительно увеличивает первичный разряд стимулируя возникновение электрического пробоя.

На (рис. 1) представлена зависимость минимального напряжения пробоя (напряжения пробоя при максимальном недонапряжении) воздуха, гелия, аргона, от $p \cdot d$, когда в разряде образуются ускоренные («убегающие») электроны, в магнитном поле и без магнитного поля.

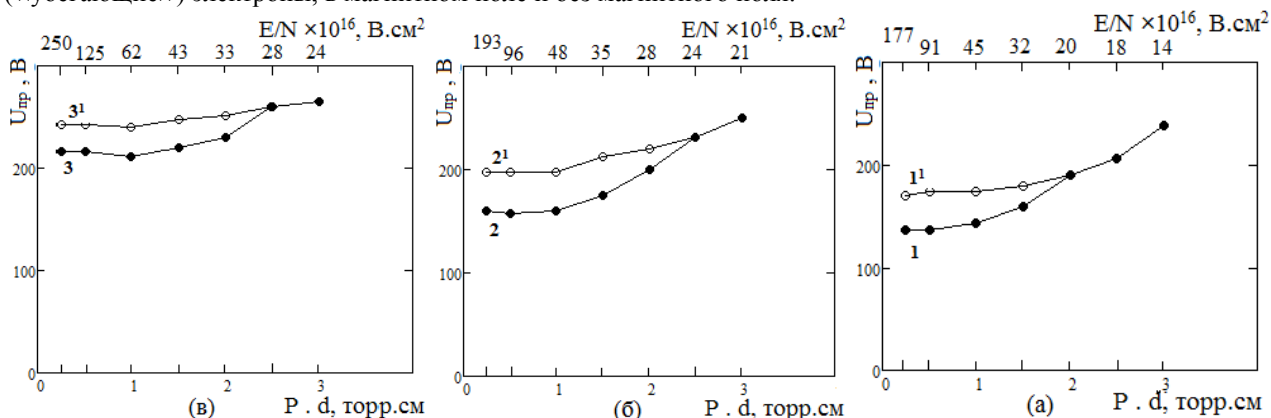


рис.1: Зависимость минимального напряжения пробоя от $p \cdot d$ в магнитном поле и без магнитного поля, (а) Гелий (б) Аргон (в) Воздух. Где 1,2,3: $H = 0$ и 1¹,2¹,3¹: $H = 8200$ э.

Условие эксперимента: электроды из нержавеющей стали, формы электродов Роговского, расстояние между электродами $d = 0.05$ см. Энергия подсветки 1.3 Дж.

В газовом разряде могут наблюдаться ускоренные электроны, когда электрическое поле превышает критическое [2].

$$E_{кр} = 4\pi e^3 n_o Z / 2.72 \cdot I$$

В условиях постановки нашего эксперимента выполняется критерий „убегания”

$$\text{Гелий: } E/N = (14 \div 177) \times 10^{-16} \text{ см}^2, (E/N)_{кр} = 39 \times 10^{-16} \text{ см}^2$$

$$\text{Аргон: } E/N = (21 \div 193) \times 10^{-16} \text{ см}^2, (E/N)_{кр} = 91 \times 10^{-16} \text{ см}^2$$

$$\text{Воздух: } E/N = (24 \div 250) \times 10^{-16} \text{ см}^2, (E/N)_{кр} = 153 \times 10^{-16} \text{ см}^2$$

Где E – Напряженность поля, N – Число атомов в 1 см^3 .

При $E/N < (E/N)_{кр}$ движение электронов носит дрейфовый характер. Повышение минимального напряжения пробоя в магнитном поле связано с эффектом кажущегося увеличения давления [3].

При $E/N \geq (E/N)_{кр}$ электроны переходят в режим непрерывного ускорения. Повышение минимального напряжения пробоя в магнитном поле не связана с кажущимся увеличением давления, с ростом давления минимальное напряжение пробоя не меняется (рис.1), а связано с уменьшением первеанса разряда из-за возврата вторичных и отраженных электронов на анод вследствие циклоидного движения электронов в магнитном поле.

Осциллографическим методом было исследовано влияние магнитного поля на энерговклад в разряд. Типичная осциллограмма изменения напряжения и тока на разрядном промежутке представлена на (рис. 2). В магнитном поле энерговклад в разряд увеличивается, например, при $p = 10$ торр, $d = 0.05$ см, $E/N = 91 \times 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$.

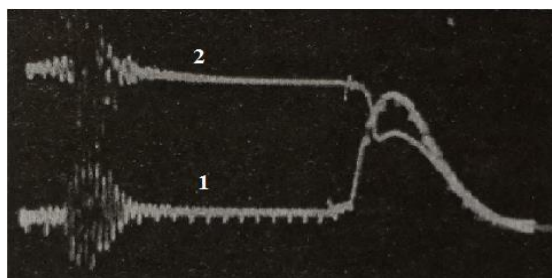


рис.2: Изменение тока и напряжения на разрядном промежутке со временем при пробое, где 1 – Ток = 17 Ам, 2 – Напряжение = 170 В (значения напряжения и тока для приведенных кривых). Длительность развертки 2 мкс.

Общий энерговклад 943×10^{-6} Дж ($H = 0$); 1575.5×10^{-6} Дж ($H = 8.2$ кЭ). Энерговклад на стадии объемного разряда 352.6×10^{-6} Дж ($H = 0$); 828.5×10^{-6} Дж ($H = 8.2$ кЭ). Рост энерговклада в магнитное поле связан с уменьшением числа («убегающих») электронов из-за роста числа столкновений электронов с атомами газа, в

том числе и ионизационных, которые приводят к увеличению концентрации заряженных частиц, а соответственно удельной электропроводности плазмы σ и энергии ($W - \sigma E^2$).

Результаты исследования показывают:

1. Ускоренные электроны могут образовываться в разряде в режиме недонапряжения (при интенсивной ультрафиолетовой предионизации напряжением пробоя) из-за усиления электрического поля положительным пространственным зарядом.
2. Увеличение минимального напряжения пробоя, энерговклада, связаны с наличием в разряде электронов, вступивших в режим непрерывного ускорения, так называемых («убегающих электронов»).

Список публикаций:

- [1] Верецагин Н. М. // VII Конференция по физике газового разряда. Тез. Докл. – Самара, С.134 (1994).
 [2] Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробоя газов. – М: Наука, С.72 (1991).
 [3] А. Энгель, М. Штеенбек. Физика и техника электрического разряда в газах, 1, С.205, М. –Л., (1935).

Развитие объемного разряда в гелии при больших перенапряжениях и больших удельных энерговкладах

*Аль-Харети Фаваз Мохаммед Али
 Хусейн Алаа Мохаммед Хусейн*

Дагестанский государственный университет

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

Vali_60@mail.ru

В инертных газах и в их смесях с небольшими добавками галогеносодержащих соединений при энерговкладах свыше $0,1 \text{ Дж/см}^3$ наблюдается сильноточный диффузный разряд (СДР) [1,2]. При этом развитие объемного разряда затормаживается на промежуточной стадии образования диффузных каналов, которые, сливаясь, друг с другом, образуют однородный столб разряда высокой проводимости. Поэтому наибольший интерес представляют экспериментальные результаты прямых наблюдений динамики контракции разряда с пространственным и временным разрешением.

Целью работы является анализ наблюдаемых картин развития неустойчивостей объемного разряда (ОР) в He и изучение характера его перехода в СДР.

Экспериментальная установка описана в [2]. Исследуемый разряд создавался между электродами диаметром 4 см, удаленных друг от друга на расстояние $d = 1 \text{ см}$ при атмосферном давлении. Для создания начальной концентрации первичных электронов ($n_0 \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$) использовался источник УФ излучения. Пространственно-временное развитие разряда снималось фотоэлектронным регистратором ФЭР2-1. Регистрации разрядного тока и напряжения на плазменном канале осуществлялось с применением цифровых осциллографов типа Актаком и Tektronix. Экспериментально исследовано покадровые картины формирования ОР в гелии и интегральные картины свечения промежутка в диапазоне напряжений 3-20 кВ (рис.1).

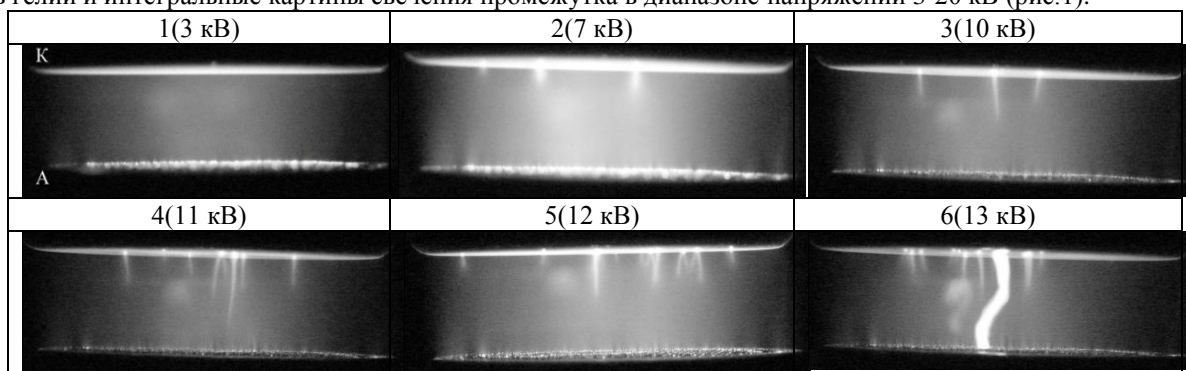


рис.1. Интегральные картины свечения промежутка.

Анализ результатов ЭОП-й съемки показывают:

1. Если катодное пятно возникло на фоне однородного горения разряда, то искровой канал образуется в два этапа. Вначале в промежутке формируется диффузный канал, привязанный к катодному пятну. На втором этапе со стороны катода вдоль диффузного канала прорастает высокопроводящий искровой канал.

2. При большом значении накопительной емкости и полях $E_0 \geq 12$ кВ/см ОР в He преобразуется в СДР с плотностью тока порядка $10^2 - 10^3$ А/см². По измеренному контуру линии HeII $\lambda=468,6$ нм определена концентрация электронов на оси разрядного промежутка ($\sim 10^{16}$ см⁻³) в СДР. Длительность СДР составляет несколько микросекунд и 70% запасенной энергии вкладывается в фазу СДР.

3. С развитием неустойчивости катодного слоя происходит многочисленные взрывы на поверхности катода. В результате в катодной области появляются пары материала катода, ионизация которых способствуют повышению плотности тока при снижении величины катодного падения потенциала. Благодаря большому количеству микровзрывов равномерно распределенных на катоде, не происходит формирование единичного контрагированного пятна, на которое замыкался бы полный ток разряда.

4. Предложена качественная модель формирования СДР в He. Согласно которой образование диффузных каналов обусловлено за счет электронов из прикатодного слоя, вышедших в моменты максимальной напряженности в слое и их ускорение в поле столба до энергий, достаточной для возбуждения атомов. А распространение в промежутке последовательно перекрывающихся диффузных каналов при практически постоянном напряжении, возможно, обусловлено с механизмом ограничения плотности тока через один диффузный канал в процессе роста вводимой в плазму энергии.

Список публикаций:

[1] Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Лазерные системы. - Новосибирск: Наука, (1980).

[2] Курбанисмаилов В.С., Омаров О.А. ТВТ. Т.33, №. 3. С.346-350 (1995).

Моделирование неравновесной He-N₂ газоразрядной плазмы

Бардин Станислав Сергеевич

Демкин Владимир Петрович, Мельничук Сергей Владимирович, Борисов Алексей Владимирович

Томский государственный университет

Демкин Владимир Петрович, д.ф.-м.н.

Asves@mail.ru

В настоящее время изучение газовых разрядов и моделирование неравновесной плазмы актуально для различных областей науки. Плазма используется для модификации приповерхностных слоев полупроводниковых материалов, для имплантации с целью изменения физических свойств поверхности металлов, для создания рабочих сред лазеров.

Целью данной работы является моделирование импульсной He-N₂ газоразрядной сильно неравновесной плазмы, в разряде пускового типа. Газоразрядный источник выполнен в виде цилиндрической камеры с катодом и сетчатым анодом. В модель заложено описание всех физических процессов, происходящих в разряде пучкового типа. Данная модель применяется для расчета функции распределения электронов (ФРЭ) и заселенностей электронных состояний тяжелых частиц. В результате моделирования определяются основные механизмы формирования ФРЭ и управления кинетическими процессами в плазме. Вид ФРЭ зависит от условий разряда и состава газовой смеси, следовательно, формирование функции распределения электронов по энергиям в межэлектродном зазоре и последующая ее релаксация в факеле будет значительно влиять на кинетику компонент плазмы.

Расчет ФРЭ для моделирования столкновительных процессов в плазме, с условиями, описанными выше, проводился методом Монте-Карло. Для расчета ФРЭ, ее пространственно-временной зависимости в He-N₂ плазме, были выбраны сечения столкновительных процессов, происходящих между электронами и тяжелыми частицами. Для применения метода Монте-Карло необходимо знать распределение электрического поля в ускоряющем зазоре. При решении данной задачи использовалось приближение однородного и линейно зависящего, от расстояния до катода, электрического поля в зависимости от времени. В отличие от разряда в чистом гелии, наличие молекулярного газа N₂ в плазме значительно изменяет величину и спектр энергетических потерь электронов за счет снижения пороговых значений энергии и увеличения числа столкновительных реакций с участием электронов и тяжелых частиц.

Типичный вид ФРЭЭ на выходе из ускоряющего зазора включает в себя три области: область медленных электронов, плато быстрых электронов и область пучковых электронов. Область быстрых электронов формируется вторичными электронами, «родившимися» в различных участках межэлектродного зазора

Аналогичной структурой обладают ФРЭЭ для всех срезов по времени. Полученная ФРЭЭ на выходе из межэлектродного зазора дает возможность анализировать плазмохимический состав факела и достигать заданных параметров его для различных применений. Более подробные результаты моделирования методом Монте-Карло описаны в [1, 2, 3].

Решение уравнений баланса для нахождения концентраций компонент плазмы проводится с использованием кинетического уравнения Больцмана.

$$\frac{\partial(nf)}{\partial t} = -v\nabla(nf) - \frac{Ze}{m} \left\{ E + \frac{1}{c}[v \times H] \right\} \nabla_v(nf) + \frac{\delta(nf)}{\delta t}. \quad (1)$$

где n - концентрация частиц, f - функция распределения, v - скорость частиц, Ze - заряд частицы, m - масса частицы, E и H - напряженности электрического и магнитного полей.

В столкновительной модели учитываются более 50 реакций с участием гелия и молекулярного азота. Для расчета компонентного состава плазмы, исходя из уравнений баланса, включены реакции взаимодействия электронов, ионов и молекул в различных сочетаниях, а так же излучательные процессы. При решении уравнений используется усреднение по ФРЭЭ, полученной методом Монте-Карло.

Таким образом, решение уравнения Больцмана с ФРЭЭ, полученной методом Монте-Карло, позволяет построить более точную кинетическую модель неравновесной плазмы.

Список публикаций:

- [1] Демкин В. П., Мельничук С. В., Борисов А. В. и др. // *Изв. вузов. Физика.* – 2012. – Т. 55. – № 10. – С. 106–111.
 [2] Демкин В. П., Мельничук С. В., Борисов А. В. и др. // *Изв. вузов. Физика.* – 2013. – Т. 56. – № 4. – С. 115–116.
 [3] Demkin V. P., Mel' nichuk S. V., Borisov A. V. And Bardin S.S. // *Physics of Plasmas* – 2013. – 123501.

Спектры скоростей ионов в плазменном потоке при объёмном пробое и поверхностном перекрытии хлорида калия

Пунанов Иван Фёдорович

Институт электрофизики УрО РАН

Емлин Рафаил Вениаминович, к.ф.-м.н.

ivan.punanov@gmail.com

Параметры корпускулярных пучков, истекающих из области разряда при поверхностном перекрытии диэлектрика в вакууме, исследовались в наносекундном диапазоне действующих напряжений в работах [1,3]. Степень ионизации плазмы в пучке при этом составляла порядка 0,1. Корпускулярные пучки, истекающие из каналов объёмного пробоя диэлектриков, демонстрируют сходные свойства. В работе [2] показано, что вылетающий из канала корпускулярный пучок представляет собой смесь микрочастиц кристалла и пароплазменной компоненты. Представляет интерес сравнение спектров скоростей ионов в плазменных потоках, генерируемых этими двумя методами.

В качестве образцов были выбраны монокристаллы хлорида калия. Это хорошо изученный модельный объект, в котором можно получить прямые неветвящиеся каналы объёмного пробоя. Источником импульсов высокого напряжения служил наносекундный генератор. Генератор представляет собой коаксиальную формирующую линию с неуправляемым газовым разрядником, встроенную в трансформатор Тесла. Волновое сопротивление формирующей линии составляет 50 Ом. Генератор выдаёт импульсы длительностью 8 нс амплитудой 70 кВ в режиме согласованной нагрузки. Времена нарастания менее 0,5 нс. Выход генератора соединён с вакуумной камерой объёмом 5 л. Вакуумная камера откачивалась с помощью паро-масляного диффузионного насоса до давления не хуже 10^{-4} мм. рт. ст. В вакуумной камере располагались пробойная ячейка и цилиндр Фарадея для регистрации тока ионной компоненты плазменного потока. Для подавления тока электронной компоненты были использованы постоянные магниты. Времяпролётная база изменялась в диапазоне от 10 до 50 см. Цилиндр Фарадея через шунт соединялся с цифровым запоминающим осциллографом Tektronix TDS644В.

Для измерения спектров скоростей объёмного пробоя в образец внедрялся игольчатый анод (рис. 1а). По достижении каналом пробоя поверхности кристалла, противоположной игольчатому аноду, плазма из канала высвобождается в вакуум. Для измерения спектров скоростей ионов поверхностного перекрытия образец просверливался так, что анод выходил на вакуумную поверхность кристалла (рис. 1б).

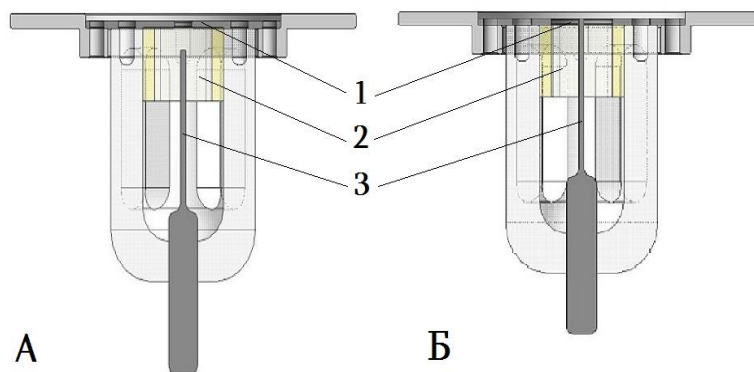


рис.1. Пробойные ячейки для объёмного пробы (а) и поверхностного перекрытия (б). Цифрами на рисунке обозначены: 1 — плоский катод с отверстием; 2 — образец; 3 — игольчатый анод.

Скорости ионов определяются по осциллограммам временных задержек ионного тока (рис. 2). Скорости ионов можно разделить на две группы: "быстрые" (порядка 100 км/с) и "медленные" (порядка 30 км/с). Эти результаты позволяют сделать вывод, что объёмный пробой в диэлектрике может служить источником плотной неидеальной плазмы, как и разряд по поверхности диэлектрика в вакууме.

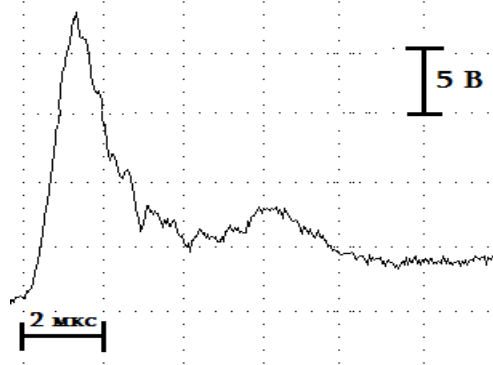


рис.2. Форма сигнала на цилиндре Фарадея. Времяпролётная база 20 см, толщина образца 2 мм, $R_{ш} = 900 \text{ Ом}$

Список публикаций:

- [1] A. S. Gilev, R. V. Emlin, P. A. Morozov, S. O. Cholakh, "Polar pattern of ion-plasma beams formed in vacuum flashover of inclined surface of polymer in the field of a plane capacitor", 25th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV), September 2-7, 2012, pp. 111-113.
- [2] I. F. Punanov, R. V. Emlin, P. A. Morozov, S. O. Cholakh, "Investigation of Parameters of Plasma in Nanosecond Breakdown Channels in Alkali-halide Single Crystals", 19th International Pulsed Power Conference, June 16-21, 2013, pp. 1-4.
- [3] P. A. Morozov, I. F. Punanov, R. V. Emlin, A. S. Gilev, IEEE Transactions on Plasma Science, 41, Issue 8, Part 2, 2145 (2013)

Моделирование процесса разложения силана в высокочастотной плазме

Сартаков Артем Викторович

Омский государственный университет имени Ф. М. Достоевского

Худайбергенев Г.Ж., к.ф.-м.н.

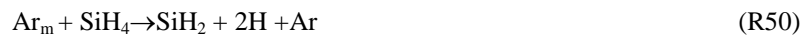
pest.ru@mail.ru

Наличие информации о концентрациях компонент реагирующего газа и их поведении в зависимости от условий разряда, позволяет выбирать оптимальные режимы плазмохимических процессов и в итоге получать более качественные пленки.

Разложение силана в плазме ВЧ разряда происходит по двум наиболее существенным каналам – в результате электронного удара:



и взаимодействия с метастабильными частицами аргона $Ar_m(3P_{0,2})$, если используется смесь Ar/SiH_4 :

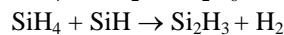
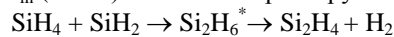


Развал молекулы SiH_4 электронным ударом наиболее вероятно протекает по каналу (R1): распределение продуктов реакции составляет 83% для реакции (R1) и 17 % для (R2), остальные же реакции (R3-R4) имеют, по-видимому, малое сечение взаимодействия (по сравнению с суммарным сечением нейтральной диссоциации), т.к. не были зафиксированы в эксперименте [1].

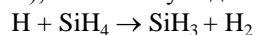
Что касается метастабильных частиц Ar_m , то они образуются только в результате неупругих столкновений высокоэнергетичных электронов с атомами Ar :



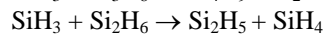
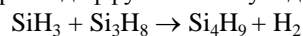
Ввиду высокого потенциала возбуждения (≈ 11.6 эВ), константа скорости реакции оказывается сравнимой со скоростью реакций (R1-R2). Очевидно, электронный удар, являясь инициатором химических реакций, оказывает значительное влияние на образование радикалов SiH_m . Электронный удар, помимо непосредственного участия в диссоциации молекул SiH_4 , оказывает косвенное влияние (через концентрацию радикалов SiH_3 , SiH_2 , SiH) на концентрации остальных реагентов. Поэтому концентрация электронов, наряду с их энергетическим распределением, играет существенную роль в кинетике процессов газового разряда. Среди образовавшихся продуктов, радикалы SiH_m ($m \leq 2$) интенсивно реагируют с силаном:



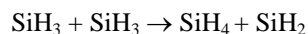
Это приводит в последующих реакциях к формированию высших силанов Si_nH_m ($n \geq 2$). Силил (радикал SiH_3) практически не взаимодействует с силаном ($k \approx 10^{-15} \text{ см}^3/\text{с}$). Появление в плазме атомарного водорода, главным образом в результате реакции (R1), способствует дальнейшему разложению силана:



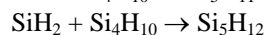
Довольно высокая скорость этой реакции делает этот механизм одним из главных в производстве радикала SiH_3 . Рост силила ограничен, кроме диффузионного ухода на стенки, реакциями [2]:



Еще один маршрут ухода силила – его реакция с самим собой, роль которой возрастает при уменьшении давления в разрядной камере, в связи с увеличением концентрации электронов и более высоким производством атомарного водорода:



В [3] указано, что вклад этой реакции не превышает 30% в общий уход SiH_3 в разряде силана. Полимеризация силана происходит за счет реакций вставки низших силанов в полисиланы:



Образующиеся в таких реакциях частицы, в состав которых входят более чем пять атомов кремния, получили название “пыль” [4].

В работе исследовалось влияние аргона на равновесный состав газа, а также расчет концентрации всех основных компонент аргон-силановой плазмы ВЧ разряда.

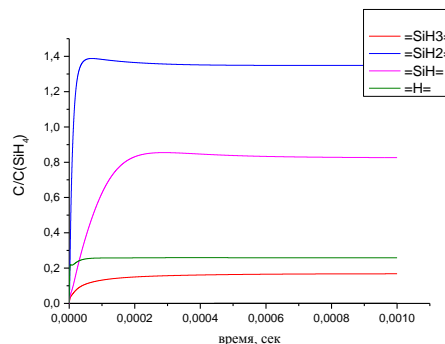


рис.1 Зависимость концентраций радикалов и водорода от времени.

Результаты вычислений приведены на рис.1, где представлены концентрации силиановых радикалов и атомарного водорода от времени. Видно, что такие компоненты как SiH_2 , H быстро (≈ 0.0001 сек.) выходят на равновесные концентрации. Тогда как SiH_3 медленно (за время порядка 0.001 сек.) достигает равновесного значения.

Относительная плотность силила в смеси $\text{Ar}+1\%\text{SiH}_4$ превосходит значения SiH_3 для разряда в чистом силане, однако время выхода на равновесный уровень, при этом, растет (рис.2). Это объясняется снижением числа газофазных процессов силила с другими радикалами, которые идут на образование силианов высших порядков.

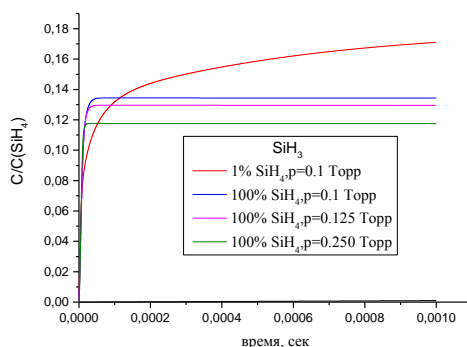


рис.2. Концентрации силила в зависимости от времени для различных давлений.

Как можно видеть из рис. 2, добавление в силиановую плазму аргона приводит к увеличению радикала SiH_3 при тех же условиях вследствие образования дополнительного канала разложения силана через реакции с метастабильными атомами аргона.

Список публикаций:

- [1] J. Perrin, Modelling of the power dissipation and rovibrational heating and cooling in $\text{SiH}_4\text{-H}_2$ RF glow discharges. // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1993. Vol. 26. P. 1662-1679
- [2] Струнин В.И., Баранова Л.В., Худайбергенов Г.Ж. // «Формирование пленок аморфного кремния в плазме коронного разряда». Тезисы докладов X конференции по физике газового разряда. Рязань. Часть 1. 2000. С.180-182.
- [3] Горбачев Ю., Затевахин М., Каганович И. Моделирование роста пленок гидрированного аморфного кремния из ВЧ разрядной плазмы. // ЖТФ. 1996. Т. 66. С. 89-110
- [4] Kushner M. A model for the discharge kinetics and plasma chemistry during plasma enhanced chemical vapor deposition of amorphous silicon. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 63 (8). P. 2532-2551