

Положительный столб тлеющего разряда с пылевыми частицами

Д. Н. Поляков, В. В. Шумова, Л. М. Василяк

Объединенный институт высоких температур РАН,
ул. Ижорская, 13, строение 2, г. Москва, 125412, Россия, e-mail: cryolab@ihed.ras.ru

Экспериментально и численно исследовано влияние микрочастиц на вольт-амперные характеристики (ВАХ) и распределения компонент плазмы в положительном столбе тлеющего разряда в воздухе. Анализ проведен на основе диффузионного описания плазмы разряда и описания потоков ионов и электронов на поверхность пылевых частиц в приближении ограниченного орбитального движения. Показано, что изменение ВАХ связано с увеличением объемных потерь заряда на частицах и уходом значительной доли свободных электронов на частицы. Рассчитаны радиальные распределения компонент плазмы, радиальное электрическое поле и заряды частиц. Проанализировано влияние пылевого облака на конфигурацию электрического поля и ВАХ положительного столба тлеющего разряда.

УДК 533.922, 537.525

ВВЕДЕНИЕ

Плазма с конденсированной дисперсной фазой (КДФ) в экспериментальных и технологических реакторах служит рабочей средой, где происходят плазмохимические процессы, используемые для модификации поверхности и нанесения ориентированных покрытий на частицы микронных и субмикронных размеров [1–3]. Плазма электрических разрядов применяется для синтеза частиц субмикронных размеров, которые левитируют в реакционном объеме и образуют пылевую плазму [4–6]. Плазма с конденсированной дисперсной фазой образуется также вследствие распыления (эрозии) поверхности разрядных устройств либо как побочный продукт в различных технологических процессах, например при производстве полупроводниковых элементов или при плазменном травлении поверхности [7]. С помощью плазмы с введенной в нее конденсированной дисперсной фазой возможно получение принципиально новых наноструктурированных и композитных материалов вследствие синергетического эффекта, возникающего при комбинированном воздействии на вещество радиационных, плазмохимических и тепловых процессов [8]. Частицы с покрытиями, обладающими заданными физико-химическими характеристиками и новыми поверхностными свойствами, применяются либо могут применяться в различных современных промышленных технологиях и медицине [1, 4, 9]. Для реализации плазменно-пылевых технологий используется, как правило, пылевая плазма [10, 11], образованная электрическими разрядами переменного тока, либо комбинированная плазма электрического и плазменно-пучкового разрядов [12].

К настоящему моменту перспективным вариантом среды для создания новых плазменных технологий с участием частиц КДФ является пылевая плазма в разрядах постоянного тока. Это связано с тем, что удалось получить такую плазму с большим количеством частиц в объеме [13], что важно при увеличении полезного выхода продуктов плазмохимических процессов.

При внесении частиц КДФ в неравновесную плазму газового разряда низкого давления ее свойства изменяются. Образующаяся пылевая плазма представляет собой диссипативную синергетическую систему [14], в которой вкладываемая извне в плазму энергия переходит в энергию элементарных и коллективных процессов самоорганизации пылевой плазмы и к образованию плазменно-пылевых структур из состояния детерминированного хаоса [15, 16]. В этом случае поверхность твердых частиц может служить источником дополнительной гибели или рождения заряженных частиц [17]. Заряженные пылевые частицы и их структуры, образующиеся в плазме газовых разрядов, изменяют свойства окружающей плазмы вследствие диссипации энергии в объеме и гибели электронов на поверхности пылевых частиц. Гибель электронов на поверхности частиц КДФ может превышать величину диффузионных потерь на стенку разрядного устройства, что может приводить к уменьшению концентрации электронов в плазме. Этот процесс сопровождается самоорганизацией плазмы и может способствовать развитию в ней различного рода неустойчивостей, стратификации разряда и др. Так, например, наблюдается автоколебательный режим горения тлеющего разряда с частицами КДФ [15]. Увеличение концентрации частиц КДФ увеличивает частоту ионизации,

необходимой для поддержания газового разряда, что обуславливает рост величины напряженности продольного электрического поля в области положительного столба тлеющего разряда. Также могут реализоваться условия, когда наличие частиц в плазме приводит к увеличению в ней концентрации свободных электронов, когда значимым процессом является фотоэлектронная или вторичная электронная эмиссия с поверхности частиц. В этом случае величина напряженности электрического поля разряда может уменьшаться с ростом концентрации частиц КДФ. Синергичность плазмы с КДФ выражается в том, что изменение параметров фоновой плазмы влечет за собой изменение свойств образующихся пылевых структур (фазовые переходы и пр.) и изменяет направление процессов их самоорганизации. При этом изменение самоорганизации таких структур влечет изменение свойств фоновой плазмы (электрического поля, концентрации заряженных частиц, температуры электронов, функции распределения и пр.). Синергичность процессов дает возможность описания плазмы с КДФ в приближении термодинамической системы через параметр неидеальности (кинетическую температуру частиц) и представлять ее свойства в гидродинамическом приближении через транспортные характеристики сплошной среды.

Наличие в плазме частиц КДФ изменяет функцию распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), так как на частицах гибнут электроны высоких энергий, которые могут преодолеть отрицательный потенциальный барьер микрочастиц [18]. Может изменяться также состав плазмы, например за счет гибели возбужденных атомов и ионов на частицах, что также изменяет ФРЭЭ. Уменьшение концентрации свободных электронов, увеличение их гибели и обеднение в энергетическом спектре высокоэнергетичных электронов – все это должно увеличивать эффективное напряжение на разрядном промежутке. Изменение параметров плазмы может привести, в свою очередь, к изменению направления плазмохимических процессов. Это реализует возможность управления реакционным объемом с частицами КДФ в зависимости от технологических условий эксперимента. Форму пылевого облака, его динамику и плотность можно задавать путем наложения дополнительных температурных и магнитных полей, изменением энерговклада в плазму, внешними импульсными электродинамическими воздействиями [19–21].

Получить численные экспериментальные данные по влиянию частиц КДФ на свойства неизотермического слаботоочного разряда низкого давления довольно сложно. Проведенные в рабо-

те [22] оптико-спектральные исследования пылевых структур в тлеющем разряде в неоне позволяют получить лишь качественную картину влияния пылевых частиц на характеристики плазмы. Обнаружено возрастание интенсивности излучения плазмы с пылевой структурой по сравнению с разрядом без частиц КДФ. Исследование пространственного профиля спектральной мощности излучения в области страты показало влияние инъекции частиц на форму его контура. Это дало возможность авторам сделать вывод об изменении свойств плазмы в исследуемой области после образования в ней пылевой структуры. Практически нельзя провести точные зондовые измерения характеристик плазмы из-за налипания заряженных частиц КДФ на зонд или его экранировки ими. По этим причинам с помощью зондов Ленгмюра в работе [23] измерялись параметры невозмущенной плазмы перед введением пылевых частиц в тлеющий разряд. В [24] с помощью зондов параметры плазмы были измерены в ВЧ разряде с очень низкой концентрацией пролетающих сквозь разряд пластиковых частиц, которые использовались для диагностики электрического поля разряда. В [25] представлены результаты зондовых измерений в достаточно плотной пылевой плазме, полученные с использованием специальной технологии очистки зонда и скоростного сбора данных. Адекватность этих результатов и сложность использованной методики [25], с нашей точки зрения, должны стать предметом дальнейшего изучения.

В последние несколько лет проведены многочисленные исследования свойств пылевых структур и коллективных явлений в пылевой плазме, результаты которых суммированы в изданиях [10, 26]. В [27] проведено одно из недавних исследований образования, пространственного распределения и динамики пылевых структур в плазме. Тем не менее только в нескольких работах рассматривается влияние пылевых структур на параметры плазмы. Причина заключается в проблемах, которые возникают в процессе измерения параметров плазмы внутри или близко к пылевому образованию (они упомянуты выше). Среди работ, в которых эти проблемы решались, отметим следующие. В [28] исследовано влияние микрочастиц на аксиальные распределения возбужденных состояний аргона в ВЧ разряде. Распределения, измеренные при одинаковых параметрах разряда без частиц и разряда с частицами, продемонстрировали нелокальное влияние облака микрочастиц на плазму разряда: влияние частиц было зафиксировано за пределами границ пылевой структуры. В [29] обнаружено и исследовано укорочение остаточного свечения плазмы в присутствии пылевых

частиц. В работе [30] исследовано влияние пылевых частиц на амбиполярную диффузию в лабораторной и ионосферной пылевой плазме и показано, что оно проявляется в существенном обеднении электронной плотности и уменьшении длины диффузии. Обзор исследований рекомбинации, вторичной электронной эмиссии, фотоэмиссии и влияния частиц на ФРЭЭ представлен в [10].

Изменение параметров плазмы вблизи пылевых частиц подробно изучено в ряде работ методом молекулярно-динамического (МД) моделирования. Так, в [31] выполнено моделирование распределений компонент плазмы и потенциала вокруг неподвижной пылевой частицы, находящейся в ионном потоке, в зависимости от скорости потока. В [32] рассмотрено влияние концентрации пылевых частиц на заряд частицы и усредненные концентрации ионов и электронов в однородной плазме несамостоятельного разряда в гелии. Тем не менее в рамках МД-подхода возникает ряд проблем, связанных с моделированием специфических геометрических факторов задачи, что затрудняет проведение сравнения расчетов с данными конкретных экспериментов. Другим широко используемым подходом к локальной задаче взаимодействия плазмы с КДФ является решение кинетического уравнения Больцмана для ФРЭЭ. В [33] сформулирована самосогласованная кинетическая модель тлеющего разряда низкого давления с пылевыми частицами на основе решения уравнения Больцмана для ФРЭЭ и представлен анализ зависимости параметров пылевой частицы от концентрации частиц. В [34] рассчитаны ФРЭЭ на оси разрядной трубки, заряд частиц, напряженность радиального электрического поля и распределение электронов в неравновесной плазме стратифицированного тлеющего разряда в предположении, что присутствие пылевых частиц не влияет на величину среднего продольного электрического поля и радиальное распределение ФРЭЭ является Бесселевым. В [35] выполнено моделирование ВЧ разряда с наночастицами методом PIC-MCC (методом частиц в ячейках с розыгрышем столкновений методом Монте-Карло). Авторам удалось описать переход между емкостной и объемной модами горения разряда, связанный с ростом среднего размера частиц, используя экспериментально измеренную зависимость изменения напряжения разряда от размера частиц.

Исследования влияния облака, образованного пылевыми частицами, на плазму и газовый разряд в целом и их взаимное влияние друг на друга изучены недостаточно. Детали этого взаимодействия особенно важны при изучении систем с высокой плотностью пылевых частиц,

как это имеет место в криогенной пылевой плазме [36] и в пылевых структурах с большим числом частиц в условиях микрогравитации [10, 37]. Теоретическая диффузионная модель для анализа данных систем сформулирована в работе [38]. Модель описывает механизм формирования радиального распределения компонент плазмы и изменения продольного электрического поля разряда под воздействием пылевой структуры и переход системы в новое равновесное состояние.

Цель данной работы – экспериментальное изучение влияния пылевых частиц на положительный столб тлеющего разряда и дальнейшее развитие указанной диффузионной модели.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты выполнены на установке, схема которой представлена на рис. 1. Тлеющий разряд в осушенном воздухе при давлении 13–80 Па и токе 0,1–3 мА зажигался в стеклянной цилиндрической разрядной трубке 1 с внутренним диаметром 16,5 см. Катодом служил полый алюминиевый электрод 2, над которым располагался диэлектрический конус 6 с отверстием 2 мм. Конус являлся экраном, не позволяющим просыпающимся частицам КДФ попадать на стенки катода, изменять его эмиссионные характеристики и влиять на устойчивость разряда. Суживающаяся форма диафрагмы 6 позволяла стабилизировать положение первой страты за счет увеличения локальной напряженности продольного электрического поля. Расстояние от верхнего среза диафрагмы до нижнего измерительного кольца было подобрано таким образом, чтобы первая страта располагалась выше нижнего измерительного кольца во всем диапазоне экспериментальных параметров. Анодом 3 служил полый электрод из нержавеющей стали, сквозь который частицы КДФ поступали в разряд. И через его отверстие посредством поворотного зеркала 9 выводилось поперечное изображение пылевой структуры на видеокамеру 8. Расстояния между катодом и анодом – 40 (L_1) и 20 см (L_2).

Пылевые структуры формировались из полидисперсных частиц Al_2O_3 (L_1) размером 3–5 мкм с максимумом распределения на 4 мкм (80%) и монодисперсных частиц меламин формальдегида (МФ) (L_2) размером 4,14 мкм. Исследовались структуры из микрочастиц, сформированные между тонкими измерительными металлическими кольцевыми зондами 4 с расстоянием 4 см между ними, которые располагались вдоль разрядной трубки. Ширина гальванического контакта зондов с плазмой составляла 0,05 см.

Проведена одновременная регистрация пара-

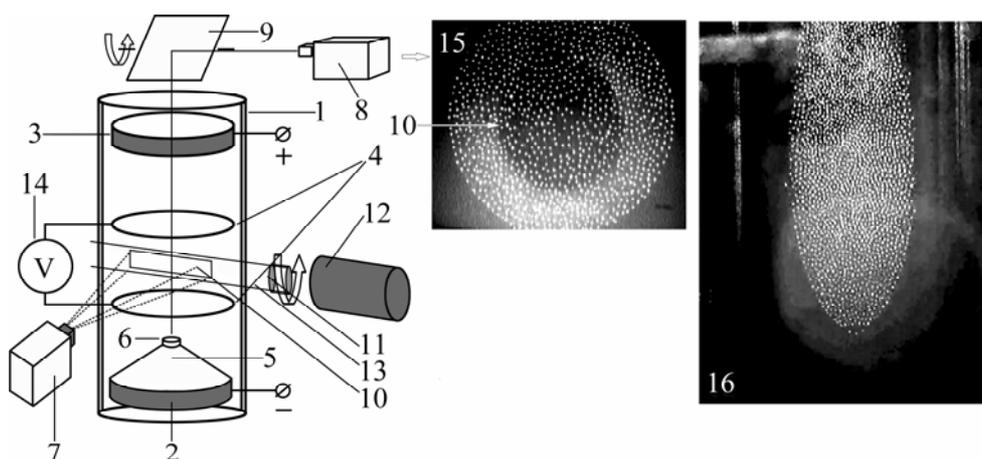


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – разрядная трубка; 2 – катод; 3 – анод; 4 – кольцевые электроды; 5 – диафрагма; 6 – отверстие диаметром 2 мм; 7 – микроскоп с видеокамерой; 8 – видеокамера; 9 – поворотное зеркало; 10 – изображение пылевых частиц; 11 – система формирования лазерного луча; 12 – лазер; 13 – лазерный нож; 14 – вольтметр; 15 – изображение поперечного сечения пылевой структуры; 16 – изображение продольного сечения пылевой структуры.

метров разряда (тока и падения напряжения на участке положительного столба с пылевыми частицами и в разряде без частиц) и параметров пылевых структур (размера пылевого облака и концентрации в нем частиц КДФ). Измерение параметров пылевых структур проводилось посредством оптической регистрации их изображения с помощью микроскопа и видеокамеры высокого разрешения 7 и 8. Изображение структур частиц КДФ реализовалось в отраженном излучении лазера 12, луч которого, проходя через оптическую систему из цилиндрических линз 11, формировался в плоский лазерный нож. Толщина лазерного луча на краю пылевой структуры была меньше расстояния между частицами и составляла 150 мкм. Система формирования лазерного луча могла вращаться вдоль оптической оси, что позволяло подсвечивать частицы КДФ как в продольном, так и в поперечном сечении разрядной трубки и получать изображения частиц в поперечном сечении пылевой структуры 15 посредством видеокамеры 8 и поворотного зеркала 9 и в продольном сечении 16 посредством видеокамеры 7. Все оптические элементы схемы были расположены на единой оптической плоскости многопозиционного оптического стола, что позволяло осуществлять 3D сканирование изображения пылевого облака. Полученные изображения пылевых структур были синхронизованы с измерениями давления в разрядной трубке и измерениями значений напряжения между кольцевыми зондами и выводились в единый видеофайл данных. Напряжение между измерительными зондами 4 определялось с помощью вольтметра 14 с высоким входным сопротивлением 1 ГОм и частотой измерений до 100 мps. Так как это осуществляется с помощью измерительного устройства, величина сопротивления которого на много порядков превышала сопротивление плазмы на

участке измерения, то кольцевые электроды с подключенным вольтметром не вносили существенного возмущения плазмы в положительном столбе разряда.

МОДЕЛЬ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Анализ и интерпретация экспериментальных результатов проведены на основе численной модели однородного положительного столба тлеющего разряда с постоянным продольным электрическим полем [38]. Данное приближение описывается моделью Шоттки в рамках представлений об амбиполярной диффузии ионов и электронов к стенкам разрядной трубки. Плазма является квазинейтральной. Напряженность электрического поля E представляет собой сумму постоянной продольной компоненты E_l и самоогласованной радиальной компоненты E_r , определяемой радиальным градиентом электрического потенциала. Плотности потоков электронов Γ_e и ионов Γ_i – это суммы дрейфовой и диффузионной составляющих:

$$\Gamma_e = -\mu_e n_e E - D_e \nabla n_e, \quad \Gamma_i = \mu_i n_i E - D_i \nabla n_i,$$

где n_i и n_e – концентрации ионов и электронов, $\mu_{i,e}$ и $D_{i,e}$ – коэффициенты подвижности и диффузии соответственно, связанные между собой соотношением Эйнштейна. Подвижности электронов и ионов определяют их скорости дрейфа $u_{e,i}$ в самоогласованном электрическом поле. Потоки ионов и электронов Γ_i и Γ_e в режиме амбиполярной диффузии равны и удовлетворяют уравнению непрерывности, которое в предположении отсутствия рекомбинации в объеме плазмы может быть записано как

$$\nabla \Gamma_{i,e} = n_e v_i - n_d J_{i,e},$$

где $\nu_i = \alpha \mu_e E_1$ – частота ионизации электронным ударом; α – ионизационный коэффициент Таунсенда; n_d – концентрация пылевых частиц; $J_{i,e}$ – потоки ионов и электронов на поверхность частицы. Потоки на поверхность частицы J_e и J_i рассчитываются в приближении ограниченного орбитального движения (OML) [11]:

$$J_e = (8\pi)^{1/2} a^2 n_e V_e \exp(e\phi/T_e),$$

$$J_i = \sqrt{\pi} a^2 n_i V_i^2 / u_i [\sqrt{\pi} (1 + 2\xi^2 + 2\xi\tau) \operatorname{erf}(\xi) + 2\xi \exp(-\xi^2)],$$

где a – радиус частицы; $T_{i,e}$ – температуры ионов и электронов; $V_{i,e} = (T_{i,e}/m_{i,e})^{1/2}$ – тепловые скорости ионов и электронов; ϕ – поверхностный потенциал частицы; $\xi = u_i / \sqrt{2} V_i$, $\tau = e\phi/T_e$, $\tau = T_e/T_i$.

Равновесный потенциал поверхности частицы ϕ определяется из условия постоянства заряда частицы, определяемого равенством потоков ионов потоку электронов на ее поверхность. Равновесный заряд частицы Z_d определяется из поверхностного потенциала как $Z_d = 4\pi\epsilon_0 a\phi/e$. Условие электронейтральности плазмы дается уравнением $n_i = n_e + |Z_d| n_d$.

В разрядной трубке радиуса R распределения ионов и электронов должны удовлетворять нулевым краевым условиям $n_{i,e}|_{r=R} = 0$ и условиям, налагаемым на их производные, которые следуют из симметрии задачи: $(dn_{i,e}/dr)|_{r=0} = 0$. Последним условием является равенство интеграла от плотности потока электронов по сечению $\Gamma_{e1} = \mu_e n_e E_1$ суммарному току разряда I :

$$I = 2\pi e \int_0^R \Gamma_{e1} r dr.$$

Сформулированная таким образом краевая задача решалась для заданных распределений частиц $n_d(r)$ и тока разряда I , в результате чего вычислены соответствующие распределения электронов и ионов и значения напряженности продольной E_l и радиальной самосогласованной $E_r(r)$ составляющих электрического поля.

Задача решалась для однородного положительного столба тлеющего разряда в соответствии с экспериментальными условиями и типичных для такого разряда температурах электронной и ионной компонент плазмы [10]. Численные значения коэффициентов переноса $\mu_{i,e}$ и $D_{i,e}$, а также коэффициента Таунсенда α в воздухе взяты из монографии [39]. Радиус введенных в разряд пылевых частиц принят равным $a = 2 \cdot 10^{-4}$ см, а их концентрация на оси разряда $n_{d,0}$ варьировалась в пределах от 0 до $3,0 \times 10^5$ см $^{-3}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ АНАЛИЗ

Качественная картина формирования пылевых структур в зависимости от тока разряда и

давления газа была аналогичной экспериментам с частицами меньшего диаметра [40]. Увеличение тока разряда приводило к увеличению радиального и уменьшению продольного размеров пылевого образования и переходу эллипсоидальной формы к форме, напоминающей полый цилиндр. С увеличением тока количество частиц в структуре уменьшалось за счет их ухода на стенки разрядной трубки, и расстояние между ними увеличивалось. Структура разупорядочивалась, и наблюдались продольные колебания частиц. При токах от 0,1 до 0,8 мА имело место формирование упорядоченных структур длиной около 1 см. При токе свыше 1 мА были получены упорядоченные структуры диаметром от одной трети до четверти диаметра разрядной трубки. Диаметр структур увеличивался с ростом силы тока до двух третей диаметра трубки при токе 1–2 мА. Толщина структур уменьшалась с ростом силы тока, и при 1,5–2 мА наблюдались плоские структуры, состоящие из нескольких десятков слоев пылевых частиц. Обнаружено, что наиболее пространственно-устойчивые пылевые структуры с размером и формой, слабо зависящей от параметров разряда, образовывались при токе 0,6–2 мА и давлении 53–67 Па. Размер структур при этом составлял около половины радиуса разрядной трубки. Концентрации частиц в пылевых структурах из частиц Al_2O_3 составляли $(0,2\text{--}3,0) \cdot 10^5$ см $^{-3}$ (рис. 2).

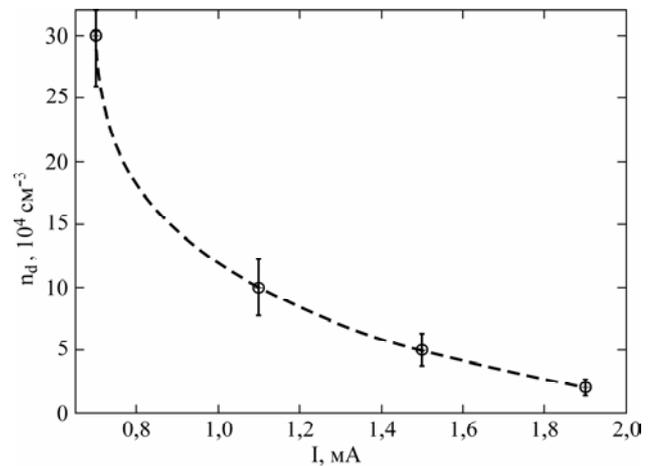


Рис. 2. Концентрация n_d частиц Al_2O_3 , наблюдаемая в структурах при различных значениях тока разряда I .

Среднее расстояние между частицами в структуре составляло 170–200 мкм при токе 0,6–0,8 мА, возрастая до 230–250 мкм при 2 мА. Характерный вид пылевой структуры, наблюдаемый при токах менее 2 мА, показан на рис. 1 (16, 15) в продольном и поперечном сечениях. Наблюдаемое светлое кольцо под структурой 15 соответствует отражению свечения плазмы от конической диафрагмы 5. При токах больше

3 мА пылевые частицы уходили к стенке разрядной трубки. Во всем диапазоне параметров разряда напряжение в положительном столбе разряда в присутствии пылевых структур было выше, чем в разряде без частиц с тем же значением разрядного тока. Разница ВАХ разряда без частиц и разряда с малым количеством частиц Al_2O_3 составляла 5–10 В и возрастала до значений 20–30 В при их максимальном количестве в структурах. Максимальные различия ВАХ для частиц Al_2O_3 имели место при давлении 53–67 Па.

Расчеты по изложенной модели проведены в широком диапазоне параметров разряда, однако количественные выводы сделаны для условий, когда наблюдались наиболее устойчивые пылевые структуры, форма и размер которых слабо зависели от малых изменений тока и давления разряда. На рис. 3 приведены экспериментальные данные и результаты численного расчета ВАХ разряда, проведенного при измеренных экспериментально значениях концентраций пылевых частиц (рис. 2) и параметров разряда. В разряде без частиц расчетная напряженность продольного электрического поля E_1 не зависит от тока разряда, что следует из постановки численной задачи. При наличии частиц эксперимент и расчет дают падающие с ростом тока ВАХ. С возрастанием тока разряда различие ВАХ в разряде с частицами и свободного разряда уменьшается, то есть возрастает устойчивость разряда по отношению к возмущающему действию пылевых частиц.

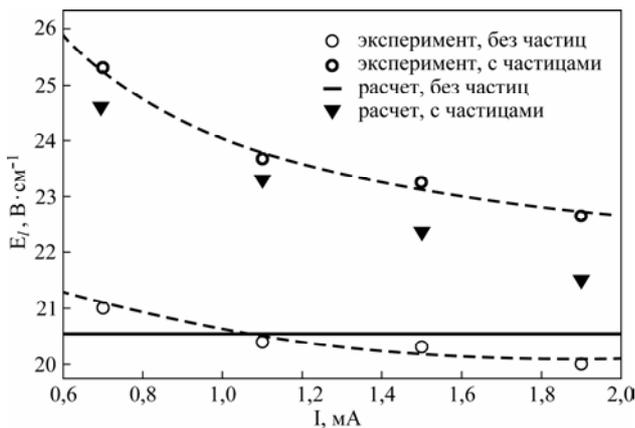


Рис. 3. ВАХ разряда в воздухе при $P = 57,3$ Па при различных концентрациях пылевых частиц.

Аналогично полученным ранее результатам [40] максимальное различие ВАХ с частицами и без частиц наблюдалось для больших по размеру пылевых структур (с большим количеством частиц) и более упорядоченных пылевых структур. Увеличение количества пылевых частиц в разряде приводит к изменению не только распределения компонент плазмы в положительном столбе

тлеющего разряда, но и его интегральных характеристик. Увеличение концентрации пылевых частиц и пропорциональный рост потерь свободных электронов на их поверхности должны быть компенсированы увеличением продольной напряженности электрического поля E_1 и соответствующим увеличением частоты ионизации для поддержания самостоятельного разряда с тем же значением полного тока.

Данные, представленные на рис. 3, позволяют оценить точность этой модели с точки зрения адекватности рассмотрения состава ионной компоненты системы. Действительно, возможно влияние отрицательных ионов, присутствующих в разряде в воздухе, на заряд пылевых частиц, концентрацию электронов и радиальное электрическое поле разряда. Состав плазмы и распределения ионов в разряде в воздухе, при сходных параметрах разряда, изучены в [41]. На основе результатов этой работы можно сделать вывод, что отрицательные ионы (в наших условиях – преимущественно ионы O^-) присутствуют в разряде в концентрациях, не влияющих на профиль распределения электронов, однако могут на 10–15% снизить их концентрацию. Снижение концентрации электронов потребует повышения напряженности электрического поля, вследствие чего соответствие между расчетной и экспериментальной ВАХ улучшится, так как концентрация O^- возрастает с ростом тока разряда.

На рис. 4 представлена зависимость приращения напряженности продольного электрического поля dE в разряде с пылевыми структурами из МФ частиц (по сравнению с разрядом без частиц) от концентрации частиц в пылевой структуре в области параметров разряда, где наблюдались наиболее устойчивые пылевые структуры. Изменить плотность пылевых частиц удалось при последовательном увеличении их количества в ловушке с большим значением тока и снижении тока разряда до величины, когда не наблюдалось высыпание частиц. Расчет проведен для структуры с размером $0,5 R$, что близко к среднему размеру структур, наблюдавшихся в эксперименте при практически неизменных параметрах разряда. Как экспериментальные данные, так и расчет показывают, что приращение напряженности продольного поля разряда может быть аппроксимировано обратной экспоненциальной функцией концентрации частиц в пылевой структуре, то есть перестает зависеть от концентрации пылевых частиц в плотных пылевых структурах. Это означает, что плотные пылевые структуры становятся «непроницаемыми» для свободных электронов, вызывая практически полное перемещение тока разряда в свободное от

частиц сечение разрядной трубки. При концентрациях пылевых частиц выше 10^5 см^{-3} расчет дает завышенное значение приращения напряженности поля по сравнению с экспериментом. Это может быть вызвано следующими приближениями, принятыми в модели. Первое – применение приближения OML, описывающего процесс зарядки уединенной пылевой частицы. Как известно [11], OML дает завышенное значение заряда пылевых частиц при значениях параметра Хавнеса $H = Z_d n_d n_e^{-1} \geq 1$ [10]. Второе – неучет влияния пылевых частиц на процессы передачи импульса электронов, в частности на эффективность ионизации электронным ударом в плазме в пределах пылевой структуры. Третье – расхождение результатов расчета и эксперимента при больших концентрациях частиц может быть связано с уменьшением точности расчета из-за возможных ограничений применимости приближения OML при высоких плотностях пылевых частиц. Это приводит к ограничению протекания тока внутри пылевой структуры и при определенных очень высоких концентрациях частиц ведет к случаю, аналогичному обтеканию током сплошного стержня, помещенного в разряд [42]. Распределение концентрации электронов по радиусу разрядной трубки при этом имеет параболический профиль, и для расчета по предложенной модели необходимо вводить дополнительное краевое условие внутри пылевой структуры.

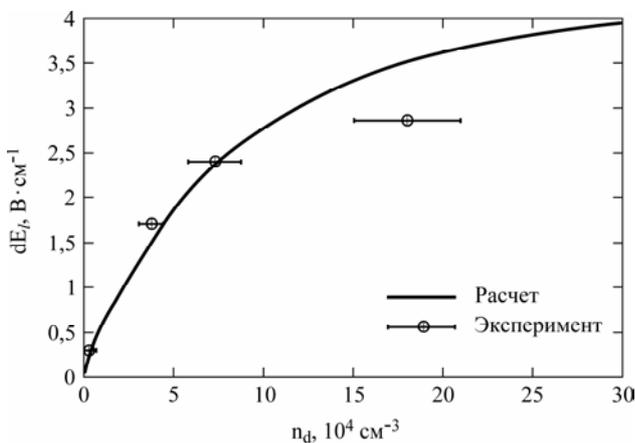


Рис. 4. Приращение напряженности продольного электрического поля dE_z разряда в воздухе в зависимости от концентрации МФ частиц при $P = 57,3$ Па, токе $0,9 \pm 0,1$ мА для структур радиусом: эксперимент – $(0,45 \pm 0,6) R$, расчет – $0,5 R$.

Вызванное введением пылевых частиц пространственное перераспределение компонент плазмы вызывает изменение конфигурации всех электрических полей в разряде. Ниже приведены расчеты параметров плазмы при давлении воздуха $P = 66,7$ Па и величине разрядного тока $I = 0,5$ мА (рис. 5, 6, 8–10). На рис. 5 представлено рассчитанное по данной модели распределение радиального электрического поля для раз-

личных концентраций частиц КДФ диаметром 4 мкм. Вертикальная штриховая линия с абсциссой $(1-\lambda/R)$, где λ – длина свободного пробега электронов, ограничивает справа область применимости диффузионного подхода для описания нелокальных характеристик положительного столба тлеющего разряда. В отсутствие пылевых частиц и при малой их концентрации в разряде радиальное электрическое поле, определяемое градиентами концентраций заряженных частиц плазмы, монотонно возрастает в направлении стенки трубки.

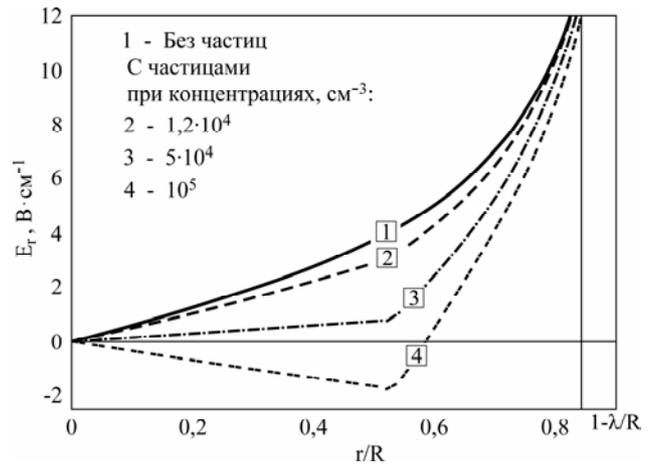


Рис. 5. Распределения радиальной компоненты электрического поля при различных концентрациях частиц на оси разрядной трубки в присутствии пылевого облака с размером $R/2$. Значения продольной компоненты электрического поля E_z , В/см: 23,2 (1); 23,8 (2); 24,9 (3); 26,1 (4).

Присутствие пылевых частиц снижает концентрацию свободных электронов в разряде, вследствие чего с ростом их концентрации напряженность радиального электрического поля падает. При достижении определенной концентрации пылевых частиц радиальное электрическое поле становится отрицательным, то есть меняет направление, в некоторой области внутри пылевого облака (кривая 4). Из представленных на рис. 5 зависимостей радиальной компоненты поля E_r от координаты r можно определить направление потоков частиц плазмы, вызванных амбиполярной диффузией. В области отрицательных значений E_r эти потоки направлены к центру газоразрядной трубки, вследствие чего на пылевые частицы в данной области действует сила, стремящаяся сдвинуть их к оси разряда.

На рис. 6 представлено сравнение плотности радиального потока электронов в самосогласованном электрическом поле в присутствии пылевого облака и в свободном разряде.

Видно, что выравнивание радиального профиля концентрации электронов в присутствии пылевой структуры уменьшает напряженность самосогласованного радиального электрического поля и снижает потоки электронов на стенки

разрядной трубки по сравнению со значением, даваемым амбиполярной диффузией. При высоких значениях концентраций пылевых частиц в облаке поток электронов внутри пылевой структуры направлен к оси разрядной трубки. Абсолютное значение потока электронов на стенку разрядной трубки тем не менее возрастает вследствие возрастания напряженности продольного поля и степени ионизации газа.

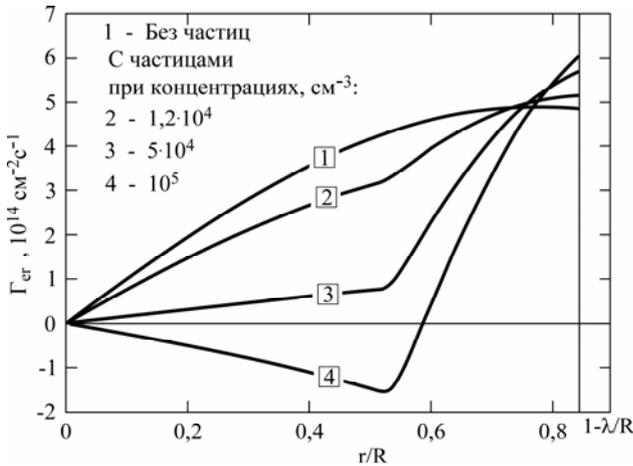


Рис. 6. Плотность радиального потока электронов в самосогласованном электрическом поле в разряде в присутствии пылевого облака с размером $R/2$ при различной концентрации частиц.

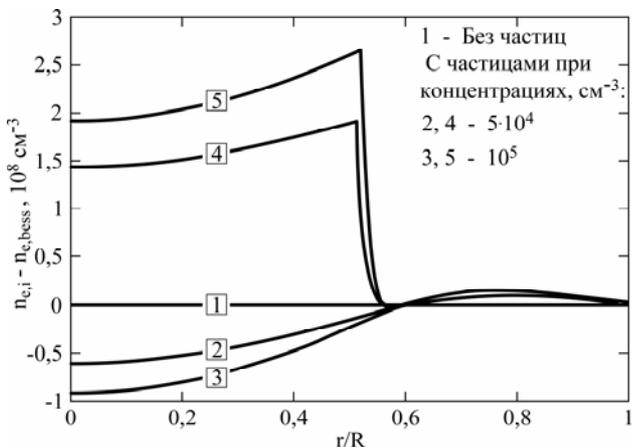


Рис. 7. Отклонение радиальных распределений электронной n_e (линии 1, 2, 3) и ионной концентраций n_i (линии 4, 5) от невозмущенной концентрации электронов $n_{e,bess}$ в разряде без частиц при различных значениях концентрации частиц $n_{d,0}$.

В свободном от частиц КДФ разряде в соответствии с теорией Шоттки радиальные распределения электронов и ионов задаются функциями Бесселя $J_0(2,4r/R)$. Наиболее очевидным примером влияния на разряд частиц КДФ является изменение этих распределений, так же как и распределений продольного и радиального электрических полей. Расчет по модели разряда с пылевыми структурами позволяет рассчитать обеднение распределений частиц плазмы в результате

их поглощения частицами. На рис. 7 представлены отклонения радиальных распределений ионов и электронов от невозмущенных для различных значений концентрации пылевых частиц $n_{d,0}$ в пылевой структуре с радиусом $r_d = R/2$ при токе разряда 1,0 мА и давлении 53 Па. Видно, что в пылевой структуре с концентрацией частиц $n_{d,0} = 1,0 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ концентрация свободных электронов в 2 раза меньше, чем в разряде без пылевых частиц, и возрастает в свободном от частиц промежутке разряда.

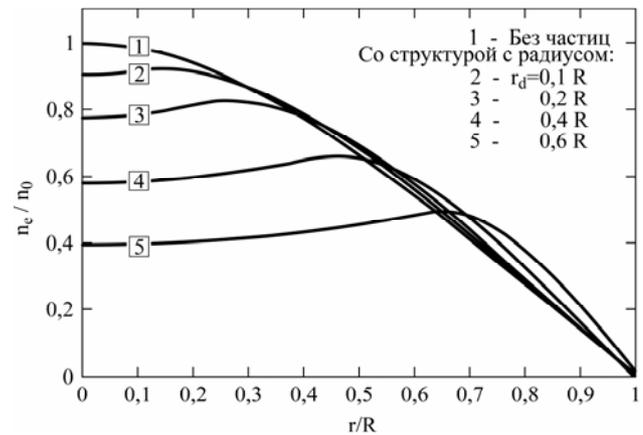


Рис. 8. Радиальные распределения концентрации электронов n_e (а), нормированные на концентрацию электронов на оси разрядной трубки в свободном разряде $n_0 = 1,64 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ при разных радиальных размерах пылевой структуры.

Скорость гибели электронов в области разряда, заполненной пылевыми частицами, возрастает пропорционально увеличению концентрации последних. Неравномерность заполнения сечения разряда частицами приводит к тому, что при определенной их концентрации концентрация электронов вблизи внешней границы пылевого облака становится выше, чем на оси разряда, при этом радиальная функция распределения электронов сильно отличается от невозмущенной (рис. 7, 8). Такое существенное обеднение радиального распределения электронов в присутствии пылевых частиц означает, что поглощающая эффективность поверхности пылевых частиц при соответствующей их концентрации становится сравнимой с эффективностью диффузионных потерь электронов на стенках разрядной трубки. При дальнейшем увеличении концентрации частиц профиль электронной концентрации внутри структуры все более проваливается и в предельном случае переходит в параболический вид. Таким образом, задача, рассмотренная в работе [42], будет аналогична решаемой в нашем случае в предположении, что частицы плазмы полностью поглощаются пылевым облаком, расположенным на оси разрядной трубки, то есть она сводится к условиям введения в разрядную труб-

ку коаксиально расположенного на ее оси стеклянного стержня, выполняющего роль дополнительной рекомбинирующей поверхности.

Несмотря на поглощение ионов пылевыми частицами, их концентрация в пределах пылевой структуры возрастает по сравнению с разрядом без частиц при условии сохранения полного тока разряда. В случае, представленном на рис. 8, при $n_d = 1,0 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ напряженность продольного поля разряда возросла примерно на 3 В/см по сравнению с разрядом без частиц для компенсации потерь зарядов на пылевых частицах. Это заключение справедливо до тех пор, пока концентрация пылевых частиц не достигла значения, вызывающего тушение разряда.

Пылевая структура, действуя как дополнительный источник объемных потерь электронов, может работать как фактор повышения устойчивости разряда с варьируемыми параметрами. При увеличении линейного размера пылевой структуры с концентрацией пылевых частиц $1,0 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ от 0,1 до 0,6 R радиальные профили электронов становятся все более плоскими (рис. 8). При сохраняющемся значении тока разряда присутствие пылевой структуры дает существенно более низкие градиенты концентраций электронов, что можно использовать для пространственной стабилизации разряда, предотвращая шнурование и развитие его перегретной неустойчивости. При введении пылевой структуры радиусом 0,6 R напряженность продольного электрического поля возрастает примерно на 4 В/см, что приводит к соответствующему повышению электронной температуры и заселенностей возбужденных молекулярных уровней.

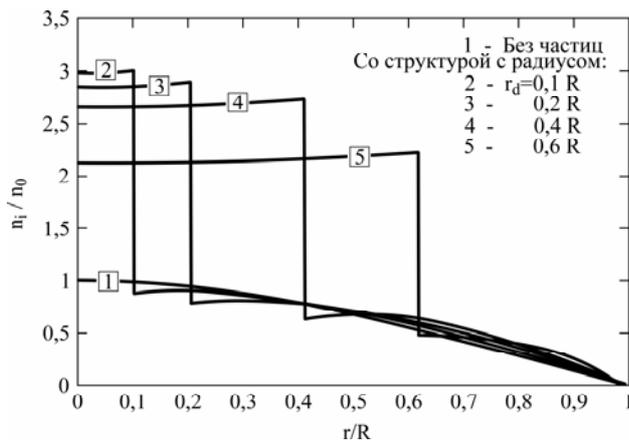


Рис. 9. Радиальные распределения концентрации ионов n_i , нормированные на концентрацию электронов на оси разрядной трубки в свободном разряде $n_0 = 1,64 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ при разных радиальных размерах пылевой структуры.

Расчет показал, что в исследованных условиях концентрация ионов в разряде в пределах пылевых структур в 2–3 раза выше, чем в свободном разряде, а превышение концентраций ионов

и электронов увеличивается с ростом размера пылевой структуры (рис. 9).

Этот результат влияния пылевой структуры на свойства разряда можно рассматривать как способ создания ловушки для положительно заряженных ионов, не сопровождающийся повышением тока разряда. Практическим применением этого результата должен стать адекватный учет концентраций ионов в запыленной области разряда при моделировании плазмохимических реакций с участием КДФ (реакции плазмохимического синтеза частиц, нанесения покрытий на частицы).

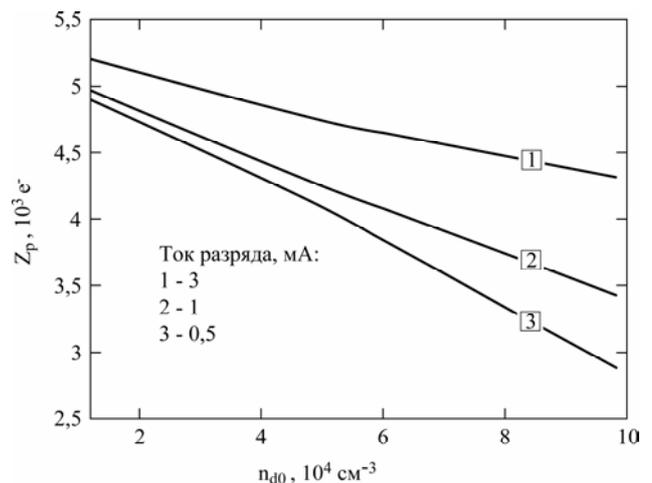


Рис. 10. Средний заряд пылевых частиц в зависимости от их концентрации.

В соответствии с условием электронейтральности концентрации ионов n_i превосходят соответствующие значения концентрации электронов n_e на величину произведения среднего заряда частиц на их концентрацию $Z_d n_d$. В отсутствие пылевых частиц концентрация ионов в разряде совпадает с концентрацией электронов. Величина заряда частицы Z_d может быть определена путем решения трансцендентного уравнения для потенциала поверхности частицы ϕ . Соответствующий равновесный заряд частицы определяется равенством потоков ионов и электронов на ее поверхность. Для заданного рабочего газа и размера частицы ее заряд определяется величиной тока разряда и концентрацией частиц. На рис. 10 показаны рассчитанные средние величины зарядов пылевых частиц при трех значениях тока разряда в зависимости от их концентрации. Из наклона кривых можно видеть, что при более высоком значении тока разряда заряд на частицах падает слабее с ростом их концентрации, то есть разряд с более высоким значением тока проявляет более высокую устойчивость к возмущающему действию, оказываемому на него пылевыми частицами. Это означает также, что падение напряжения на разряде при более высоком

значении тока последнего слабее реагирует на введение в разряд пылевых частиц. В рассмотренном в этой работе диапазоне параметров разряда рассчитанный заряд пылевых частиц находится в диапазоне $(2,5-5,5) \times 10^3$ элементарных зарядов, что хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными, например, в работе [43]. Из анализа рис. 10 и 3 можно сделать вывод, что с ростом величины силы тока разряда возрастает его устойчивость по отношению к дополнительному каналу поглощения частиц, участвующих в переносе электрического тока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Присутствие в разряде пылевых структур выравнивает радиальный профиль концентрации электронов и приводит к возрастанию продольного электрического поля, электронной температуры, а также повышает устойчивость разряда. Пылевые структуры можно использовать как способ организации ловушки для положительно заряженных ионов, в которой концентрация ионов может быть в несколько раз выше, чем в разряде без частиц. Плазменно-пылевые образования с увеличенной концентрацией ионов – для проведения плазменно-химических реакций. Полученные экспериментальные данные и результаты расчетов позволяют сделать вывод о перспективности применения пылевой плазмы тлеющего разряда при создании новых плазменных технологий с точки зрения прогнозируемости, контроля и управления параметрами пылевой плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

- Kersten H., Thieme G., Frohlich M., Bojic D., Tung D.H., Quaas M., Wulff H. and Hippler R. Complex (Dusty) Plasmas: Examples for Applications and Observation of Magnetron Induced Phenomena. *Pure Appl. Chem.* 2005, **77**(2), 415–428.
- Василяк Л.М., Васильев М.Н., Ветчинин С.П., Поляков Д.Н., Фортов В.Е. Осаждение покрытий на пылевые частицы из паровой фазы в комбинированной плазме. *ПЖТФ.* 2005, **31**(19), 35–40.
- Васильева Т. М. Экспериментальное исследование синтеза супрамолекулярных комплексов в гибридной пылевой плазме. *Химия высоких энергий.* 2011, **45**(1), 69–75.
- Vladimirov S.V., Ostrikov K. Dynamic Self-organization Phenomena in Complex Ionized Gas Systems: New Paradigms and Technological Aspects. *Physics Reports* 2004, **393**, 175–380.
- Cavarroc M., Mikikian M., Tessier Y. and Boufendi L. Nanostructured Silicon thin Films Deposited under Dusty Plasma Conditions. *IEEE Transactions on Plasma Science.* 2008, **36**(4), 1016–1017.
- Boufendi L., Jouanny M.Ch., Kovacevic E., Berndt J. and Mikikian M. Dusty Plasma for Nanotechnology. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2011, **44**, 174035 (6).
- Kersten H., Deutsch H., Stoffels E., Stoffels W.W., Kroesen G.M.W. Plasma–powder Interaction: Trends in Applications and Diagnostics. *International Journal of Mass Spectrometry.* 2003, **223–224**, 313–325.
- Vasiliev M.N., Mahir A.H. Synthesis and Deposition of Coatings in the Electron-beam Plasma. *Surface and Coating Technology.* 2004, Special Issue. **180–181**, 132–135.
- Поликарпов Н.А., Новикова Н.Д., Вальяно Г.Е., Василяк Л.М., Климовский И.И., Печеркин В.Я., Добринский Э.К., Малашин С.И. Влияние наночастиц углерода на жизнеспособность микроорганизмов различных видов. *Авиакосмическая и экологическая медицина.* 2010, (6), 40–45.
- Fortov V.E., Morfill G.E. *Complex and Dusty Plasmas from Laboratory to Space.* CRC Press, Taylor&Francis Group, Boca Raton, 2009. 418 p.
- Ваулина О.С., Петров О.Ф., Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А. *Пылевая плазма: эксперимент и теория.* М.: Физматлит, 2009. 316 с.
- Василяк Л.М., Васильев М.Н., Ветчинин С.П., Поляков Д.Н., Фортов В.Е. Воздействие электронного пучка на пылевые структуры в плазме. *ЖЭТФ.* 2003, **123**(3), 498–502.
- Podryadchikov S.F., Khakhaev A.D. Elongated Dusty Structures in a Glow Discharge Plasma. *IEEE Transactions on Plasma Science.* 2011, **39**(11), 2744–2745.
- Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. *Введение в синергетику.* М.: Наука, 1990. 272 с.
- Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Поляков Д.Н., Фортов В.Е. Кооперативный характер образования пылевых структур в плазме. *ЖЭТФ.* 2002, **121**(3), 609–613.
- Пригожин И., Стенгерс И. *Порядок из хаоса.* М.: Прогресс, 1986. 432 с.
- Липаев А.М., Молотков В.И., Нефедов А.П., Петров О.Ф., Торчинский В.М., Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А. Упорядоченные структуры в неидеальной пылевой плазме тлеющего разряда. *ЖЭТФ.* 1997, **112**(6), 2030–2044.
- Ostrikov K., Denysenko I., Yu M.Y., Xu S. Electron Energy Distribution Function in Low-pressure Complex Plasmas *J. Plasma Phys.* 2005, **71**, 217–224.
- Василяк Л. М., Ветчинин С. П., Поляков Д.Н., Фортов В.Е. Способы изменения плотности частиц в кулоновских структурах КДФ в плазме. *Вестник ДГУ (Естественные науки).* 2007, (4), 24–28.
- Василяк Л.М., Поляков Д.Н. Управление реакционным объемом с пылевыми частицами в реакторе с неравновесной комбинированной плазмой. *Материалы 9-го Российского симпозиума «Проблемы физики ультракоротких процессов в сильнонеравновесных средах» (Новый Афон, 2–13 августа 2011).* ОИВТ РАН 2011, 14–15.

21. Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Ивлев А., Липаев А.М., Молотков В.И., Морфилл Г., Поляков Д.Н., Форттов В.Е., Томас Х. Воздействие низкочастотного электрического поля на пылевые структуры в условиях микрогравитации. *Материалы конференции «Физика низкотемпературной плазмы» (ФНТП-2007)*. 2, 253–257.
22. Луизова Л.А., Подрядчиков С.Ф., Хахаев А.Д. Опτικο-спектральные исследования пылевых структур в тлеющем разряде неона постоянного тока. *Современные наукоемкие технологии*. 2004, (2), 71–73.
23. Usachev A., Zobnin A., Petrov O., Fortov V., Thoma M., Kretschmer M., Ratynskaya S., Quinn R., Hoefner H., Morfill G. The project “Plasmakristall – 4” (PK–4) is a Dusty Plasma Experiment in a Combined dc/rf(i) Discharge Plasma under Microgravity Conditions *Czechoslovak J. of Physics*. 2004, **54**, 1–10.
24. Klindworth M., Arp O., Piel A. Langmuir Probe Diagnostics in the IMPF Device and Comparison with Simulations and Tracer Particle Experiments *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2006, **39**, 1095–1104.
25. Goertz I., Greiner F., Piel A. Effects of Charge Depletion in Dusty Plasmas. *Phys. of Plasmas*. 2011, **18**, 013703(10).
26. Morfill G.E., Ivlev A.V. Complex Plasmas: An Interdisciplinary Research Field. *Reviews of Modern Physics*. 2009, **81**(4), 1353–1404.
27. Mikikian M., Couëdel L., Cavarroc M., Tessier Y., Boufendi L. Dusty Plasmas: Synthesis, Structure and Dynamics of a Dust Cloud in a Plasma. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 2010, **49**, 13106(7).
28. Mitic S., Pustylnik M.Y., Morfill G.E. Spectroscopic Evaluation of the Effect of the Microparticles on Radiofrequency Argon Plasma. *New J. of Physics*. 2009, **11**, 083020(16).
29. Couëdel L., Mikikian M., Boufendi L., Samarian A. Residual Dust Charges in Discharge Afterglow. *Phys. Rev. E*. 2006, **74**, 026403(9).
30. Losseva T.V., Popel S.I., Yu M.Y., Ma J.X. Ambipolar Diffusion in Laboratory and Ionospheric Dusty Plasmas. *J. Plasma Fusion Res. Series*. 2009, **8**, 277–281.
31. Maiorov S.A., Vladimirov S.V., Cramer N.F. Plasma Kinetics Around a Dust Grain in an Ion Flow. *Phys. Rev. E*. 2001, **63**, 017401(4).
32. Олеванов М.А., Манкелевич Ю.А., Рахимова Т.В. О влиянии пылевых частиц на свойства низкотемпературной плазмы. *ЖЭТФ*. 2003, **123**(3), 503–517.
33. Sukhinin G.I., Fedoseev A.V. Influence of Dust-particle Concentration on Gas-discharge Plasma *Phys. Rev. E*. 2010, **81**(1), 016402(6).
34. Сухинин Г.И., Федосеев А.В. Зарядка пылевых частиц в неравновесной плазме стратифицированного тлеющего разряда. *Физика плазмы*. 2007, **33**(12), 1117–1126.
35. Швейгерт И.В., Питерс Ф.М. Влияние размера наночастиц на свойства емкостного высокочастотного разряда. *Письма в ЖЭТФ*. 2007, **86**(9), 657–661.
36. Василяк Л.М., Ветчинин С.П., Зимнухов В.С., Нефедов А.П., Поляков Д.Н., Форттов В.Е. Плазменно-пылевые структуры при криогенных температурах. *ДАН*. 2002, **382**(1), 50–53.
37. Lipaev A.M., Khrapak S.A., Molotkov V.I., Morfill G.E., Fortov V.E., Ivlev A.V., Thomas H.M., Khrapak A.G., Naumkin V.N., Ivanov A.I., Tretschnev S.E., Padalka G.I. Void Closure in Complex Plasmas under Microgravity Conditions. *Phys. Rev. Lett.* 2007, **98** 265006 (5).
38. Polyakov D.N., Shumova V.V., Vasilyak L.M., Fortov V.E. Influence of Dust Particles on Glow Discharge. *Phys. Scr.* 2010, **82**(10), 055501(7).
39. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда*. М.: Наука, 1992. 536 с.
40. Василяк Л.М., Жадина Е.В., Поляков Д.Н. *Физическая электроника. Материалы V Всероссийской конференции ФЭ-2008*. Махачкала 2008, 55–59.
41. Mahadevan S., Raja L.L. Simulations of Direct-current Air Glow Discharge at Pressures 1 Torr: Discharge Model Validation. *J. Appl. Phys.* 2010, **107**, 093304(11).
42. Kreher J., Stern W. Increased Power Concentration and its Effect on the Discharge Parameters on the Low Pressure Hg-rare Gas Positive Column III. Effects of an Axial Rod. *Contrib. Plasma Phys.* 1989, **29**(6), 643–654.
43. Khrapak S.A., Ratynskaya S., Zobnin A.V., Yaroshenko V.V., Thoma M.H., Kretschmer M., Usachev A.D., Hoefner H., Morfill G.E., Petrov O.F., Fortov V.E. Particle Charge in the Bulk of Gas Discharges. *Phys. Rev. E*. 2005, **72**, 016406(10).

Поступила 07.03.12

Summary

Influence of microparticles on voltage-current characteristics (VCC) and on distributions of plasma components in glow discharge is investigated experimentally and numerically. The analysis is carried out on the basis of diffusion description of a plasma discharge and the description streams of the ions and electrons on a surface of dust particles in the orbital motion limited approximation. It is shown, that change of VCC is connected with increase in volumetric losses of a charge at particles and a drift of a significant part of free electrons on particles. Radial distributions of plasma components, a radial electric field and charges of particles are calculated. Influence of a dust cloud on a configuration of an electric field and VCC of a positive column of glow discharge is analysed.