

УДК 537.525

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕНОСА ТОКА В РАЗРЯДЕ В ПОПЕРЕЧНОМ СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ, КУМУЛЯТИВНЫХ СТРУКТУР (ПЛАЗМОИДОВ)

Ф.И. Высикайло², А.П. Ершов¹, М.И. Кузьмин², А.С.Тивков², Б.В. Чекалин².

1- Физический факультет МГУ г. Москва

2- Государственный научный центр РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований 142191 г. Троицк, МО

filvys@rambler.ru

Аннотация

Сообщается об экспериментальном и теоретическом исследованиях плазменных прианодного и прикатодного шнуров и свойств разряда, горящего между плазменными электродами, образованными электрическими шнурами, плазма которых интенсивно сносится поперечным сверхзвуковым потоком газа. Доказано, что в математических моделях плазмоидов необходимо учитывать возможность появления областей, где напряженность электрического поля имеет нормальную составляющую к поверхности плазменных шнуров существенно превосходящую продольную компоненту. В результате сравнения экспериментальных наблюдений и теоретических исследований делается вывод, что наблюдаемые явления обусловлены кумуляцией (самофокусировкой) электрического поля в активизируемой им среде к центру плазменных структур. Впервые на основе экспериментов и кумулятивной модели фокусировки электрического поля к центру цилиндрического плазмоида объяснены ряд ранее непонятных фактов. Введено понятие нормальной плотности тока на цилиндрические плазмоиды и рассчитаны значения нормальной плотности тока на их поверхности. Теоретически проанализированы геометрические формы и типы кумуляции в газоразрядной плазме. Исследованы спектры собственных времен и резонансные частоты плазменных структур. По геометрическим размерам страт и электрических шнуров рассчитаны концентрации электронов в промежутке между плазменными электродами и на границе электрических шнуров. Поставлены вопросы для дальнейших исследований нелинейных взаимодействий электрического поля с потоками заряженных частиц самоорганизующейся плазмы, формирующей под действием внешнего электрического поля плазменные линзы или плазменные аттракторы и высоко эффективные кумулятивные струи.

PECULIARITY OF CURRENT TRANSFER IN DISCHARGE BLOWN OFF WITH TRANSVERSAL SUPERSONIC GAS FLOW AND FORMING OF CUMULATIVE PLASMA STRUCTURES

It's reported about experimental and theoretical investigations of plasma in near-cathode and near-anode wires, about gas discharge between plasma electrodes (those wires, which blow off with transversal supersonic gas flow). While increasing the current plasma wires connect each other in next order: 1) uniform diffusion discharge; 2) discharge with flat stratums; 3) cylindrical wire converted in electric arc. Concentration of electrons in plasma wires differs from one in medium to 10^{11} - 10^{12} times. Because of that it should be regions with transversal to wire surface electric field. As the result of experimental and theoretical investigations it can be said that all those effects exists due to of cumulation of electric field to the center of plasma structures (wires). Due to cumulation model some strange facts can be explained, such as small values of puncture potential to the length of wires, rising up volt-ampere characteristic, current perturbations, etc. Normal current density on cylindrical plasma structures is introduced.

Введение. Не смотря на колоссальное количество работ по слабоионизованной плазме и переносу тока в электрических шнурах, проблема фокусировки тока и электрического поля в плазменные структуры, о чем свидетельствует излучение из электрических дуг, молний (см. Рис.1-5), остается все еще нерешенной проблемой [1-10].

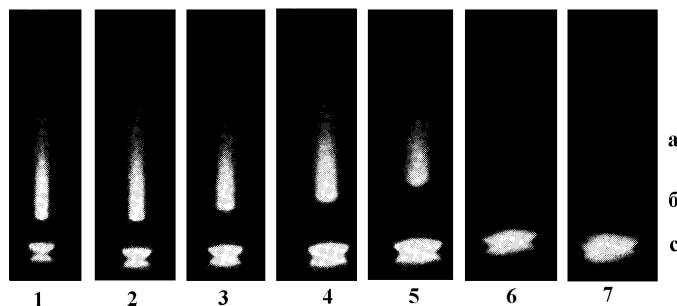


Рис. 1. Зависимость ширины цилиндрического самофокусирующегося разряда от тока [21]: $I = 0,6$ (1); $0,8$ (2); $1,1$ (3); $1,65$ (4); $2,2$ (5); $2,9$ (6); и $3,25$ (7) мА; $P = 5$ Тор. а — положительный столб, б — фарадеево темное пространство, в — отрицательное свечение (нижнее пятно блик на зеркально-полированном электроде).

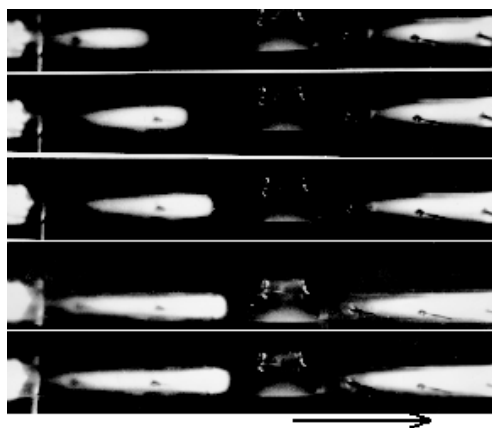


Рис. 2. Разряд в трубке в зависимости от тока разряда. На всех фотографиях видна прерывистая структура свечения, соответствующая критическому значению приведенной напряженности электрического поля. У катода (левая сторона рисунка) наблюдается классическое фарадеево пространство. Справа от ближнего к катоду плазмоида, путем ввода через окно в трубку пучка высокоэнергетических электронов организована искусственная фарадеева область. Из сравнения фотографий видно (сверху вниз) как меняется не только продольные току размеры, например, ширина скачка с увеличением тока, но и радиальная геометрия светящихся плазмодов по мере увеличения напряженности электрического поля и уменьшения концентрации электронов (в направлении стрелки). Конические области свечения описываются кумулятивной моделью [7].

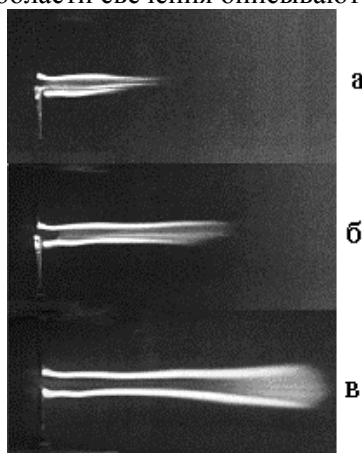


Рис.3. Внешний вид разряда постоянного тока, катод (заземлен) – внизу, в аэродинамической трубе при $M = 6$, $P_0 = 50$ атм, $p = 28$ Тор, $D_0 = 3$ мм и при различных значениях тока I и напряжении U (а-в): а) – $I = 0.2$ А, $\langle U \rangle = 2.45$ кВ; б) – 0.5 А, $\langle U \rangle = 1.95$ кВ; в) – 1 А, $\langle U \rangle = 1.7$ кВ. Время экспозиции $1/60$ с.

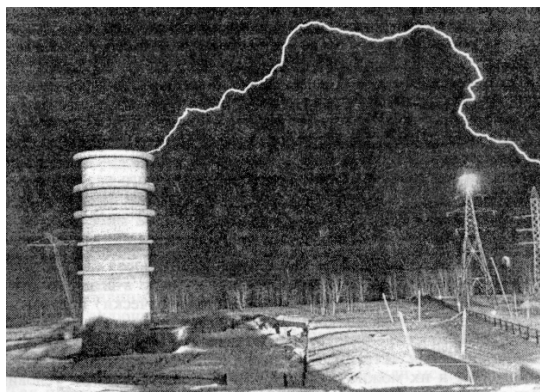


Рис. 4. Искусственная молния (цилиндрический аттрактор) в воздухе. Свечение указывает на фокусировку приведенного электрического поля (E/N), ускоряющего электроны, которые возбуждают излучение атомов. Яркий пример линейного аттрактора или плазменной реактивной струи, в которой потоки электронов и ионов сфокусированы в струю. Аналогичные реактивные струи – линейные аттракторы обнаружены в атмосфере Земли. Скорость в реактивных струях в атмосфере Земли достигает 350 км/ час. Реактивная струя опоясывает все северное полушарие Земли.

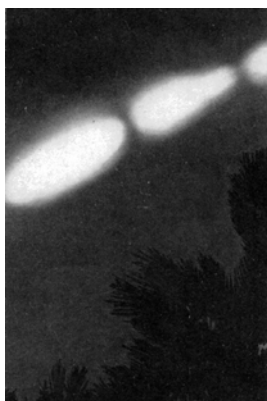


Рис. 5. Четочная молния как регулярная диссипативная система, обладающая дальним динамическим порядком и гиперсвойствами, обусловленными фокусировкой (кумуляцией) электрической энергии.

С 1986г. новая единица измерения - приведенная к плотности частиц газа (N) напряженность электрического поля (E) E/N - Таунсенд широко используется в качестве масштаба для приведения соответствующих зависимостей коэффициентов реакций и процесса переноса в виде графиков от E/N . Слабоионизованную газоразрядную плазму, в которой процессы переноса и константы скоростей реакций определяются только параметром E/N , авторы будут далее назвать таунсендовской плазмой (в отличие от низкотемпературной плазмы, включающей в себя и плазму в которой степень ионизации газа существенно определяет константы реакций и коэффициентов переноса даже в условиях ее слабой ионизованности). Однако следует отметить, что сам Таунсенд ссылается на работу А.Г. Столетова, опубликованную в *J. Phys.* 9, p.468 в 1890г. (на русском языке она опубликована в Журнале Русского Физ.-химического общества, ч. Физическая т.21, с.159, в 1889г.), в которой впервые был введен этот параметр – приведенная электрическая сила.

В [11, 12] строго теоретически доказано, что нарушение нейтральности в газоразрядной плазме приводит к: 1) амбиполярной диффузии, отличной по свойствам от амбиполярной диффузии Шоттки; 2) генерации (постоянных и с удвоенной по отношению к частоте внешнего электрического поля) внутренних электрических полей; 3) формированию плазмоидов и скачков параметров плазмы (аналогов ударных волн) с характерными размерами $l_E = l_E(E/N, n_e)$ определяемыми этим параметром (и концентрацией электронов n_e). Таким образом, согласно [11, 12] параметр E/N определяет не только локальные характеристики, но и глобальные параметры плазменных структур и их профилей, тем самым, определяя характеристики, свойства и размеры визуализировавшихся плазменных структур (плазмоидов).

Таунсендовская плазма формируется в обычном газовом разряде, который используется в оптических квантовых генераторах и для плазмохимии. Она возникает на периферии электрических дуг, молний, в ионосфере Земли, Солнца, иных планет и звезд и т.д.

Выбор концепции. В соответствии с достижениями школы Столетова-Таунсенда (при выяснении роли параметра E/N в процессах) в научной литературе еще с позапрошлого века можно выделить две концепции при описании явлений формообразования структур в таунсендовской плазме. К приверженцам первой концепции можно отнести: Л. Леба, явно утверждавшего, что явления в искре нельзя свести только к тепловому нагреву (изменению только N); И.Г. Кесаева, искавшего взрывные процессы в плазме, приводящие к взрывам катодов и формированию катодного пятна, как нелинейного взаимодействия электрического поля с плазмой [8]; а также Кольрауша [13]; Вебера (1897) [14] и их последователей считающих, что в плазменных явлениях имеет место сложное, нелинейное взаимодействие электрического поля с плазмой [11, 12]. Согласно [7] именно такое нелинейное взаимодействие и приводит к самоформированию плазменных линз – аттракторов, фокусирующих потоки ионов. Такая фокусировка (ионный фокус) в катодном пятне согласно [7] может взрывать (в отличие от «эктонов» Г.А. Месяца, формирующихся только на остриях электродов) даже зеркально полированные катоды. При этом самофокусировка напряженности электрического поля в областях аттрактора, согласно [7] обеспечивает локально неоднородный (с взрывным характером) нагрев газа. Коллективное поведение заряженных частиц в их потоках в плазменных структурах управляется дальнедействующим электрическим полем. Профили этого поля, а значит и параметра E/N и определяют визуализацию плазмоидов. Там, где поле больше, там происходит генерация заряженных частиц плазмы, там возбуждаются атомы и молекулы нейтрального газа, поэтому там визуально и фотографически наблюдаются структуры – плазмоиды. Такие представления объясняют сложное «обратное» перемещение плазменных структур или плазмоидов у катода в поперечном магнитном поле [3], открытое в 1903г. Штарком.

Ко второй не менее многочисленной группе исследователей можно отнести Н.А. Капцова, Н.Л. Александрова, А.Н. Старостина, А.П. Напартовича и их сторонников, считающих, что суть плазменных структур сводится в основном к неоднородностям тепловыделения или тепловому следу, формированию тепловой линзы, тепловой лакуны. По их мнению плазменные структуры описываются в рамках термической или ступенчатой неустойчивостей. Согласно их концепции параметр E/N изменяется только из-за изменения N , колебательного возбуждения или возбуждения электронных степеней свободы. Эта концепция соответствует теории С.П. Курдюмова о профилях с обострением, в которой все сводится к различию в темпах локального роста числа возбужденных частиц во времени в различных точках пространства. При этом различные точки пространства структур в принципе не обмениваются энергомассовыми потоками. Профили в структурах по теориям С.П. Курдюмова и его последователей определяются только начальными концентрациями и законом обострения, являющимся по не известным и для авторов теорий причинам общим

для всех точек пространства. В последнее время в моделях С.П. Курдюмова учитываются процессы диффузии. Но и такие предположения о формообразовании диссипативных структур в принципе не учитывают влияние соседних областей друг на друга через конвективные формообразующие потоки. Фокусировка, определяемая конвективными процессами переноса, в структурах в плазме в работах этих ученых не затрагивалась. Такую самоорганизацию в структурах можно назвать структурной кумуляцией (определение термина кумуляция данное Я.Б. Зельдовичем будет приведено ниже). В результате структурной кумуляции может появляться реактивный эффект, приводящий к перемещению плазменных структур в определенном направлении и т.д.

Согласно первой концепции взаимодействие в плазмоидах соседних областей друг с другом осуществляется посредством генерации внутренних электрических полей, которые изменяют не только свойства источников и стоков частиц плазмы, но и управляют на далеких расстояниях конвективными процессами переноса заряженных частиц и тем существенно определяют формообразование плазменных структур. Тем самым, формируя и поддерживая сложный, дальний и ближний, динамические порядки в плазмоидах.

Проблема первичности нелинейного взаимодействия внешнего электрического поля с плазмой (определяющего потоки частиц плазмы и их энергию) и вторичности теплового нагрева (приводящего к уменьшению N и изменению скоростей потоков частиц плазмы) восходит к спору между Н.А. Капцовым (ответственным редактором перевода на русский язык монографии) и Л. Лебом (автором этой самой монографии [2]). Н.А. Капцов при переводе сохраняет все сомнения Л. Леба по поводу возможности свести явления при описании цилиндрического канала искры, молнии, дуги, учитывая только изменение температуры газа в них.

Авторы данной статьи ни в коей мере не умаляют роль процессов нагрева газа, определяющих N – плотность газа и соответствующего увеличения параметра E/N , определяющего эффективную энергию электронов в этой области, а, следовательно, и свечение из этой области. Но, мы считаем, что внутренние электрические поля и их топология в структурах плазмы и их нелинейное взаимодействие с потоками заряженных частиц определяют формообразование и жизнедеятельность плазмоидов в большей степени. При этом зачастую в дальнейшем профили E определяют и формы теплового нагрева или профили N . Мы полагаем, что в основе явления самоорганизации электрического поля в сплошной среде лежат все же кумулятивные явления, происходящие в плазме при формировании структур.

Внутренние поля сложно, наряду, с другими внешними воздействиями, управляют энерго-массово-импульсными потоками заряженных частиц на ближних и дальних расстояниях. Аналогичным образом, как и в обычной гидродинамике (см. например, уравнения Навье - Стокса для гидродинамических процессов переноса), в плазме с током в определенных местах и при определенных параметрах происходит формирование электрических сил ортогональных направлению полного тока. Это свойство и приводит к явлениям кумуляции и схлопыванию конвективных потоков заряженных частиц к центру кумуляции. В генерации электрических полей и сил, ортогональных друг другу, и заключается одно из важнейших свойств самоорганизации плазменной среды или плазменных структур во внешнем электрическом (силовом) поле. Чтобы описать в пространстве самосогласованные амбиполярные процессы фокусировки (например, бикумуляции, когда фокусируются самосогласованно потоки электронов и ионов, см. [7, 15]) и диссипации в плазме необходимо знать основные процессы амбиполярного дрейфа, способного описать схлопывание противоположно заряженных и поэтому противоположно направленных потоков заряженных частиц при наличии тока через плазмоид.

Определение кумуляции. В физике плазмы до сих пор термин «кумуляция» практически не используется или используется в узком смысле. Тем не менее, именно этот

термин наиболее подходит для описания явлений происходящих в динамических плазменных структурах. В настоящее время интенсивно изучаются способы достижения и продолжительного удержания во времени экстремальных состояний вещества. Здесь используется так называемая импульсная, взрывная или ударная кумуляции. Но существуют и статическая (в концентрических прессах) и постоянная динамическая [16] и импульсно-периодические кумуляции, например, в явлениях сонолюминесценции [17]. Экстремальные состояния в сплошной среде достигаются через механизмы формирования областей фокусировки энергомассовых потоков [16]. Эти области можно назвать притягателями или аттракторами [7, 15]. В аттракторах происходит кумуляция материи в различных ее проявлениях. При кумуляции параметры активизированной среды достигают критических и эти области аттрактора, в которых параметры достигли критических значений, часто визуализируются. По Я.Б. Зельдовичу: “Кумуляция, т.е. концентрация в малом объеме силы, энергии или другой физической величины, представляет собой важнейшее явление природы” [16]. Данное определение кумуляции является наиболее удачным и полным определением явления самофокусировки в экстремальных природных явлениях в сплошных средах. В области фокусировки, как результат кумуляции, формируется кумулятивная струя. Связан этот процесс с самоформированием и последующим развитием в среде динамических переходных слоев дискриминирующих, селективирующих, упорядочивающих, фокусирующих энергомассовые потоки и их элементы. Эти слои исполняют роль полупроницаемых мембран. Например, для случая катодного пятна эти слои удастся описать в рамках простой кумулятивной (амбиполярной или би-кумулятивной) модели [7]. В этих слоях из-за нелинейного взаимодействия внешних сил с активизируемыми ими элементами сплошной среды и их потоками происходит взрывная самофокусировка или кумуляция этих внешних сил и соответствующих им приведенных напряженностей полей [7].

В заключении монографии [16] сказано, что, несмотря на неустойчивость кумуляции в сплошных средах, она остается очень полезной идеализацией, допускающей точные решения и указывающей как к ней приближаться практически, не рассчитывая, однако, на самофокусировку. В работах [7, 15, 18 – 20, 21] и в данной работе экспериментально получены геометрические формы плазменных структур, свечение из которых указывает именно на самофокусировку или кумуляцию потоков заряженных частиц во внешнем электрическом поле. Мы пытаемся доказать, что такая самофокусировка существует в газоразрядной плазме и, зная о ее существовании, можно попытаться описать и предсказать новые явления, обусловленные формированием плазменных аттракторов (фокусирующихся, притягателей), с различной геометрией, направленной на фокусировку энергомассовых потоков.

К настоящему времени в разной степени аттракторы и порождаемые ими кумулятивные потоки (струи) исследованы в физике плазмы, в гидродинамике и космологии.

Кумуляция в плазме. Уже исследовано и применяется в практике явление самофокусировки электромагнитного поля, при прохождении излучения через вещество. Обусловлена такая самофокусировка изменением диэлектрической проницаемости сплошной среды, активизируемой внешним излучением. Известны работы по кумуляции магнитных полей. Выполнены теоретические и экспериментальные работы по самофокусировке электрических полей и потоков ионов и электронов в плазменных структурах газового разряда [7, 15].

Показано, что неограниченный рост или кумуляция напряженности электрического поля к центру или некой оси фокусирующей системы (Рис.3, 4) может быть описан в рамках одномерной модели амбиполярный дрейф-ионизация [7, 15]. Плазменные структуры обусловлены генерацией кумулятивных пучков частиц плазмы и их самофокусировкой в среде активизированной внешними электрическими полями. Основой кумулятивных

процессов или взрывных решений, которые искал И.Г. Кесаев, как показано в [7] могут являться нелинейные процессы амбиполярного дрейфа и обычной прямой ионизации.

В теоретических работах доказано, что такое формирование в плазме сопровождается взрывным ростом приведенной внешней электрической силы (параметра E/N , где E – напряженность электрического поля, N – плотность среды) к центру фокусирующей энергомассовые потоки системы.

В принципе в проводящих плазменных структурах действительно должны наблюдаться области с различным направлением вектора электрического поля. Так известно (Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Серия: «теоретическая физика», т.8, М. «Наука», 1982г. с.49), что на поверхности металла напряженность электрического поля имеет только нормальную составляющую к поверхности. Концентрация электронов в плазменных структурах и в среде не ионизованной отличаются в 10^{11} - 10^{12} раз и даже более, и тем не менее, в подавляющем числе математических моделей исследователями не учитывается возможность появления областей, где напряженность электрического поля имеет нормальную составляющую к поверхности плазменной структуры существенно превосходящую продольную компоненту.

Обоснование нормальной плотности энергомассового потока в аттракторе кумулятивной структуры. Для кумулятивных структур в любых сплошных средах удается естественным образом ввести понятие нормальной плотности энергомассовых потоков для любого элемента поверхности аттрактора (области фокусировки) [7, 15]. Действительно, для структур в газоразрядной плазме, если кумуляция потоков происходит, то по мере фокусировки потоков параметры (E/N , n_e) достигают критических значений. А значит и любая комбинация параметров достигших критических значений, в том числе и плотность тока, ($j_N \cong j_e = eV_e n_e$) достигают на границе критического значения. Плазменные структуры в областях, где параметры достигли из-за кумуляции критических значений, всегда визуализируются. Поэтому на всей поверхности визуализированного квазистационарного или стационарного аттрактора (фокусировщика) энергомассовых потоков и достигается нормальная плотность энергомассовых потоков в структуру, в частности нормальная плотность тока – j_N . Отметим, что согласно [7, 15, 22] в визуализирующейся области критического значения достигает и параметр $\gamma = \gamma^* = E^*/N$ (E^* – напряженность электрического поля равная пробойной).

В данной работе предпринята попытка, на базе кумулятивных представлений [7, 22], интерпретировать результаты специально нами поставленных экспериментов по исследованию плазменных шнуров в поперечном сверхзвуковом потоке воздуха и экспериментальными наблюдениями обосновать кумулятивную модель электрических шнуров, предложенную в [7, 15, 22].

По мнению авторов данной работы, такие шнуры можно рассматривать как динамический нелинейный процесс самофокусировки электрического поля в диссипативных структурах в плазме газового разряда. Эти шнуры являются плазмодинамическими аналогами гидродинамических кумулятивно-диссипативных структур: водостоков, водоворотов и газодинамических диссипативных структур: смерчей, торнадо (Рис. 6) [7].



Рис. 6. а) и б) Развитие смерчей и в) развитое торнадо (фото взято из [40]) г) переход газодинамического аттрактора в электродинамический.

Актуальность изучения протяженных кумулятивных (схлопывающих энергомассовые потоки) кулоновских диссипативных структур и их кумулятивно-диссипативных, регулярных систем, а также профилей параметров динамического порядка и их скачков, выполняющих, роль русел, мембран и потенциальных стенок в таких системах, в этом плане становится очевидной, а практическая ценность исследовательских работ в этом направлении может оказаться не ограниченной. Поэтому исследования разорванных электрических шнуров и их взаимодействий представляет большой практический и научный интерес.

Эксперименты проводились на гиперзвуковой аэродинамической установке Института механики МГУ [23]. Основным элементом этой установки является аэродинамическая труба баллонного типа с числом Маха потока $M = 6$. Она снабжена четырехступенчатым эжектором, две ступени которого работают на высоком давлении (до 50 атм), а две – на низком (до 8 атм), и имеет осесимметричное сопло $\varnothing 200$ мм. В качестве рабочей камеры использовалась камера Эйфеля.

В камере перпендикулярно потоку размещалась пара соосных электродов, выполненных из стальных штырей $\varnothing 10$ мм и защищенных обтекателями ромбовидного

сечения из капролона. К торцам штырей прикреплялись сменные проволочки \varnothing 2 мм из железа, которые являлись рабочей частью электродов.

Диагностика картины обтекания осуществлялась прибором Теплера ИАБ-461 с регистрацией на фотопленку. Источником подсветки служила лампа накаливания. Анализ теплеровских снимков показал, что течение между обтекателями с числом Маха, близким к числу Маха невозмущенного потока, наблюдается при расстоянии между обтекателями ≥ 50 мм, при меньших расстояниях происходит торможение потока.

Питание разряда осуществлялось высоковольтным регулируемым источником со следующими параметрами: напряжение до 11 кВ, ток до 10 А. Разряд стабилизировался балластным сопротивлением 5 кОм. Нижний электрод был заземлен, на верхний электрод подавался положительный потенциал источника. ВАХ разряда записывалась на двухкоординатном самописце.

Основные эксперименты проводились при статическом давлении в потоке ≈ 30 Торр. Статическому давлению $p \approx 30$ Торр соответствует температура невозмущенного потока $\approx 50^0\text{K}$ и сугубо неоднородное распределение давления по поверхности электродов, обусловленное их сверхзвуковым обтеканием. В области катодного и анодного пятен течение является трехмерным. Если считать, что среднее по подветренной поверхности давление порядка десятых долей от статического (поперечное обтекание цилиндра потоком с $M = 6$), то по нашим оценкам плотность числа частиц в единице объема в области катода $N \approx 10^{18}\text{см}^{-3}$. Расстояние между электродами - D (в данных экспериментах) варьировалась от 3 до 10 мм.

В других экспериментах изучался разряд в затопленной сверхзвуковой струе воздуха. Затопленная струя создавалась при истечении воздуха из атмосферы в камеру низкого давления через сопло Лавала, рассчитанное на число Маха $M = 2$, как и в работе [24]. В этих экспериментах в области катода $N \approx 2 \cdot 10^{18}\text{см}^{-3}$.

Структуры электрических анодного и катодного шнуров. Изменение структуры свечения разряда в зависимости от разрядного тока в диапазоне значений, характерных для тлеющего режима $I < 1$ А, приведено на рис.3 а, б, в.

Как известно, в тлеющем разряде в неподвижном газе наблюдается определенная последовательность темных и светящихся слоев: астоново темное пространство, катодное свечение, темное катодное пространство, отрицательное свечение, темное фарадеево пространство, далее положительный столб и вблизи анода - анодное свечение [1, 3]. При повышенных давлениях ($P \geq 5$ Торр) и больших токах разряда все слои сжимаются, а фарадеево темное пространство стягивается к катоду. При повышенных давлениях, как правило, удается различать отрицательное свечение, темное фарадеево пространство, положительный столб и прианодное свечение.

В условиях наших экспериментов катодный слой при таких давлениях чрезвычайно узок, поэтому наблюдаемое свечение части поверхности катода (рис.3) соответствует области отрицательного свечения, за ним явно наблюдается область темного фарадеева пространства (рис.3 а, б). Наблюдаемая структура свечения свидетельствует, что разряд горит в тлеющем режиме. С ростом тока растет площадь области отрицательного свечения и, соответственно, площади катодного пятна, что опять-таки свидетельствует в пользу режима тлеющего разряда. Свечение на катоде неоднородно, но может заполнить практически всю – в пределах 180° - подветренную сторону катода.

Размер фарадеева пространства, как видно из рис. 3, составляет единицы миллиметров при $I \sim 10^{-1}\text{A}$ и уменьшается с ростом тока. С ростом тока протяженность фарадеева пространства уменьшается и практически исчезает при токах $I > 0,5$ А. Светящаяся область вблизи поверхности катода, при этом стягивается до размеров, близких к размеру разрядного канала. При токах $> 1\text{A}$ геометрические параметры анодного и катодного шнуров становятся чрезвычайно похожими. При этих токах зависимость от

полного тока площади поверхности электрических шнуров $S(I)$ отклоняется от линейной и разряд, по-видимому, переходит в дуговой режим.

В то же время прианодная область шнура привязана, как правило, к узкой тыльной части электрода, площадь ее свечения не меняется.

Согласно [3] нормальная классическая плотность тока на катод $j_c = 3 \cdot 10^{-4} p_0^2$ (где p_0 приведенное давление). Для условий наших экспериментов (при $M = 6$, давление на поверхности катода $p_0 \approx p$), согласно [3] получаем значение $j_c \sim 3 \cdot 10^{-1} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$. Из эксперимента следует, что при площади катодной пленки $\sim 0.2 \text{ см}^2$ (случай Рис.3б) плотность тока на катод равна $\approx 2 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$, что более чем в шесть раз превосходит классическое значение j_c , рассчитанное согласно данным, приведенным в [3].

Измерение нормальной плотности тока на цилиндрический плазмод. Для классических разрядов вводится понятие нормальной плотности тока на прикатодную j_c и прианодную $j_a \approx j_c$ области [3]. В рамках кумулятивной модели в [7] теоретически доказана возможность введения понятия нормальной плотности энергомассового потока для визуализировавшейся поверхности любой кумулятивно-диссипативной структуры. Мы полагаем, что наблюдаемые в экспериментах электрические шнуры являются такими (кумулятивными) структурами.

Действительно и в наших экспериментах рост тока сопровождается ростом протяженности анодного и катодного шнуров (Рис.3 а, б, в). В соответствии с кумулятивным подходом, развитым в [7] мы отождествляем светящуюся поверхность не только с проводящей поверхностью, на которой параметры достигли критических значений (E/N , n_e/N), но и с поверхностью разделяющей скачком две области, в одной из которых происходит мощная генерация тока и соответственно область, где отсутствует проводимость. Эти соображения позволяют оценить полный ток на плазмод по измеренной плотности тока и измеренной длине плазоида. (Этот разорванный сверхзвуковым потоком ток проводимости в плазоидах может замыкаться и через токи смещения.) Зависимость суммарной светящейся площади поверхности шнуров от разрядного тока показана на Рис.7. Как видно, при токах менее одного ампера она близка к линейной. Если рассматривать шнуры как дополнительные электроды - катод и анод [6], то величина нормальной плотности тока j_N на эти плазменные цилиндрические электроды составит $j_N \sim 5 \cdot 10^{-2} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ для $M = 6$ и $j_N \sim 10^{-1} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ для $M = 2$. Таким образом, в экспериментах с увеличением числа Маха в три раза мы получили соответствующее уменьшение плотности нормального тока j_N на электрические шнуры в два раза. Как показывают оценки, плотность газа на границе шнура для этих двух типов экспериментов, без учета нагрева в переходных слоях, $N \sim 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Из-за ошибки в определении плотности газа в области свечения в этих экспериментах мы не можем установить степень зависимости нормальной плотности тока на цилиндрическую плазменную структуру от давления.

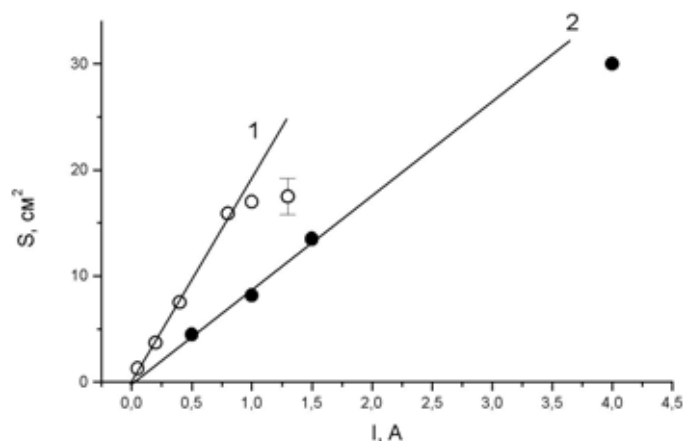


Рис. 7. Зависимость площади плазменных структур от тока разряда для двух чисел Маха 1 – $M=6$ $p=30$ тор 2 - $M=2$ $p=40$ тор.

Поскольку диаметры разрядных каналов и их длины за катодом и анодом близки, это свидетельствует, что подобно случаю в неподвижном газе [3], значения нормальной плотности тока на прианодные и прикатодные структуры j_N , играющие роль прикатодной и прианодной области по характерным размерам близки друг к другу. Таким образом, нормальные плотности тока на прианодную - j_{Na} и прикатодную - j_{Nc} цилиндрическую структуры совпадают $j_{Na} = j_{Nc} = j_N$.

Результаты измерений диаметра светящегося разрядного канала в направлении, перпендикулярном плоскости расположения электродов, для двух чисел Маха показаны на рис. 8. Видно, что диаметр канала определяется величиной давления затопленного пространства. В исследованном диапазоне параметров диаметр канала при различных значениях M растет с ростом тока. Съёмки разряда в ортогональном направлении из-за отсутствия иллюминатора не проводилось. Однако эксперименты с разрядом в аэродинамической трубе Т-113 ЦАГИ [25], а также эксперименты в сверхзвуковой струе [26] показали, что наблюдается различие поперечных сечений разрядного канала в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Размер плазмоидов в направлении коллинеарном направлению на соседний плазмоид несколько меньше, чем в ортогональном направлении, т.е. шнуры имеют, все же, эллипсоидальную форму. Эти факты могут быть связаны с рядом причин. Во-первых с тем, что электроды вносят асимметрию в осесимметричный поток и поэтому катодная и анодная области формируются вдоль металлических электродов, т.е. существует выделенное направление в потоке. С другой стороны шнуры заряжены положительным зарядом и кулоновское, и поляризационное взаимодействия их тоже влияют на формирование плазмоидов. Однако из-за отсутствия подробных экспериментальных данных обсуждения этих проблем выходят за рамки данной работы.

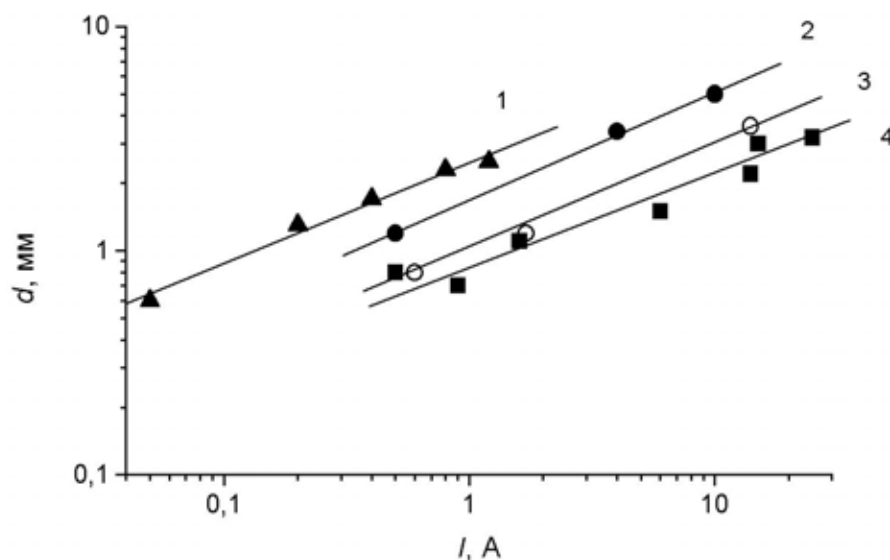


Рис. 8. Зависимость диаметра свечения разрядного канала от разрядного тока при различных давлениях затопленного пространства: 1 – $M = 6$, $p = 30$ Тор, $P_0 = 60$ атм, 2 – $M = 2$, $p = 40$ Тор, $P_0 = 1$ атм, 3 – $M = 2$, $p = 100$ тор, $P_0 = 2$ атм, 4 – $M = 2$, $p = 200$ тор, $P_0 = 4$ атм.

Особенности протекания тока в разрядах с кумулятивными электродами. Этот тип сложного разряда, по мнению авторов, является удобной формой моделирования как катодо-, так и анодонаправленных молний, резонансов и особенностей иных взаимодействий между цилиндрическими плазмоидами (электрическими шнурами) и потоком газа. Прикатодные и прианодные молнии обладают рядом отличительных свойств. Эти различия обнаружены экспериментально уже давно и подробно описаны в [2]. В частности установлено, что только молнии из отрицательно заряженных облаков могут двигаться в импульсно-периодическом режиме. Но, эти различия в свойствах так и остались «загадочными» для классической физики газового разряда, не учитывающей различий в формировании высоко проводящих, фокусирующих и интенсивно излучающих пучки электронов прианодных и прикатодных плазменных цилиндрических линз. Поэтому подробные, лабораторные исследования разомкнутых прианодных и прикатодных электрических шнуров могут пролить свет на детали кумулятивного формообразования, указанных двух типов молний. Знание значений нормальной плотности тока на катодонаправленные и анодонаправленные молнии – j_N может оказаться полезным при проведении оценок полного тока молний при фиксировании их характерных размеров $I = 2\pi r_M L j_N$, где r_M – характерный радиус молнии, L – ее длина.

Уже прикладными задачами являются применение разрядов в сверхзвуковых потоках в лазерных технологиях и разработка способов уменьшения сил трения летящих объектов о воздух путем использования электрических газовых разрядов [9]. Помимо возможностей самоорганизующейся модификации пограничного слоя и оптимального воздействия на течение с целью понижения лобового сопротивления такие разряды могут быть использованы для воспламенения горючей смеси в потоках (топлива и окислителя). При переходе к сверхзвуковым, а особенно гиперзвуковым скоростям полета летательных аппаратов вопросы снижения лобового сопротивления и повышения эффективности сгорания топлива становятся принципиальными [9, 10].

Эффективное применение электрических разрядов в мощных лазерах со сверхзвуковой прокачкой газа ограничивается возникновением электрических шнуров, распространяющихся вверх по потоку (Это явление в электроотрицательных газах обнаружено в ТРИНИТИ и в ИВТАН). Поэтому исследования явлений самоорганизации электрического поля в плазменных диссипативных структурах в разрядах со сверхзвуковой прокачкой электроотрицательного газа является актуальным для практического применения в сверхзвуковой авиации и лазерных технологиях.

Ответить на все эти вопросы без знания особенностей переноса тока заряженными частицами и возмущений концентраций в электрических шнурах и в сложном разряде между ними не возможно.

Еще В.И. Алферовым было установлено, что поперечный разряд в сверхзвуковом потоке визуально представляет собой два протяженных, светящихся электрических шнура параллельных друг другу и потоку газа [5]. Такая картина протекания тока является типичной для разряда в сверх и гиперзвуковых потоках. В работе [6] отмечалось, что катодные и анодные электрические шнуры являются своеобразными плазменными электродами для слабосветящегося разряда между ними. (В [6] такие электроды названы «газовыми».) Дрейфовая скорость ионов в условиях пробоя не превышает $\sim 2 \div 3 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, что в два раза меньше скорости сверхзвукового потока газа, в который ионы заморожены. На скорость электронов поток газа не оказывает существенного влияния. Скорость электронов задается профилем электрического поля, который определяется распределением зарядов или профилями концентрацией ионов и электронов. Поэтому ток в электрических шнурах может частично замыкаться током электронов между шнурами и частично токами смещения, которые меняют конфигурацию зарядов. Кроме этого скоростная фоторегистрация разряда в сверхзвуковой струе при больших токах $I > 10 \text{ А}$ показывает, что разрядный канал, так же как в более медленных потоках [24] со временем замыкается, образуя токовую петлю, которая выносятся потоком.

Как показали эксперименты при $I \sim 1 \text{ А}$ с увеличением тока разряда электрические шнуры растут вдоль потока газа. В соответствии с этим растет их сопротивление и падает сопротивление разряда между ними, так как площадь разряда между шнурами растет с ростом электрических шнуров. В наших экспериментах с ростом тока наблюдался рост напряжения на полном сложном разряде. Это говорит о том, что подавляющая часть тока переносится в электрических шнурах, а не течет перпендикулярно потоку между плазменными электродами. Эксперимент с импульсным разрядом в режиме генератора тока [24] также показывает, что протяженность электрических шнуров практически линейно растет во времени при одновременном росте напряжения между электродами. Если бы ток замыкался по всей длине плазменных электродов равномерно, то площадь сечения протекания тока росла бы со временем, уменьшая сопротивление разряда, что при неизменном токе приводило бы к падению, а не росту напряжения между электродами. Следовательно, подавляющая часть разрядного тока не течет перпендикулярно потоку между «газовыми» или плазменными электродами, в качестве которых выступают электрические шнуры.

Если это так, то встают вопросы, как переносится ток в шнурах, как формируются профили электрического поля и почему электрические шнуры имеют правильную цилиндрическую форму? На эти и другие вопросы можно ответить с помощью кумулятивной модели, которая однозначно доказывает, что ток электронов фокусируется в плазменные цилиндрические прианодную и в прикатодную структуры. В принципе на высоко проводящих струях, формирующихся в шнурах происходит самосогласованная амбиполярная или би-кумуляция потоков электронов и ионов. На рисунке 9а и б представлено схематически как радиальные потоки схлопываются к продольной высоко проводящей струе. Эта модель объясняет особенности фокусировки и протекания тока в

рассматриваемых условиях. Для описания размеров области фокусировки (аттрактора) распределенной плазменной линзы можно воспользоваться квазидвумерной моделью, учитывающей одномерную фокусировку к высоко проводящей струе, направленной в ортогональном направлении к потоку в аттракторе (Рис. 9). В [7, 15] в рамках такой одномерной или при учете наличия высоко проводящей струи электронов, квазидвумерной модели учитывались только процессы амбиполярного переноса (амбиполярный дрейф [7] и амбиполярные диффузии Шоттки [27] и Пуассона - амбиполярная диффузия, обусловленная нарушением нейтральности [11, 28]).

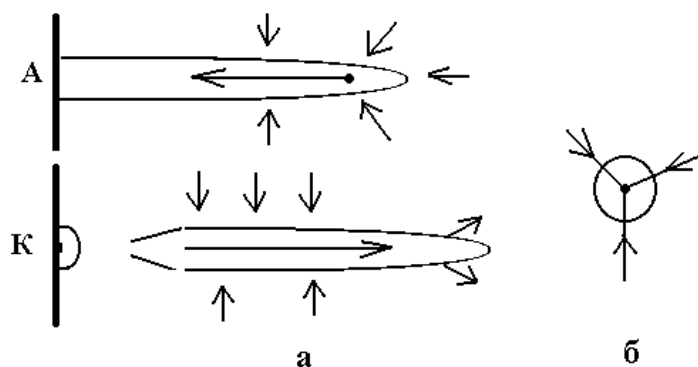


Рис. 9. Схема фокусировки потоков электронов в плазменные шнуры а) вид вдоль потока, б) вид со стороны потока.

Как показано в [7], фокусирующие плазменные структуры с различными типами симметрии формируют сложные геометрические каскады или системы плазменных линз (рис.10) для потоков частиц плазмы (электронов и ионов).



Рис. 10. Иллюстрация формирования плазменных структур из заряженных пылинок (макро ионов), их потоков и демонстрация установления корреляции между удаленными частицами. Формирование дальнего динамического порядка в плазме ВЧ –разряда (13.56 МГц) происходит в условиях микрогравитации на МКС (международной космической станции) [39].

Постановка задачи о кумуляции электрического поля в структурах в плазме. Рассмотрим квазидвумерную задачу о кумуляции напряженности электрического поля и концентрации электронов к центру электрических плазменных шнуров, пренебрегая наличием поперечной прокачки газа. Это можно сделать в условиях данных экспериментов, так как видно из фотографий газоразрядных шнуров, они располагаются строго параллельно скорости прокачки газа. Вдоль оси шнура в плазменной структуре ионы сносятся потоком газа. Влияние скорости прокачки газа ($U_g \sim 5 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$) на скорость электронов ($V_e \sim$

$10^{6-7} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$) в пробойных полях ($E/N \sim 70 \text{ Td}$) ничтожно мало, поэтому их потоки управляются только электрическим полем. О том, что пробойные поля ($E/N \sim 70 \text{ Td}$) в шнуре формируются, указывает свечение из шнуров, значит, электроны ускоряются электрическим полем в этой области и их температура выше или порядка электронвольта [1, 3].

В поперечном сечении шнура профили концентрации ионов определяются профилями: 1) концентрации электронов, 2) приведенной напряженности электрического поля (E/N), определяющего частоту ионизации молекул газа электронным ударом и 3) скоростью радиального амбиполярного дрейфа направленного от центра или оси шнура [7]. Прокачка газа является продольной составляющей амбиполярного дрейфа (внутреннего для шнура) и, как мы полагаем, влияет только на плотность и температуру газа и практически не влияет на радиальные профили параметра E/N в шнуре.

Отметим работу [29], в которой впервые была сформулирована и решена задача о моделировании продольного разряда в сверхзвуковом потоке электроположительного газа, учитывающая наличие области фарадеева темного пространства с пониженным значением напряженности электрического поля, чем в положительном столбе плазмы, где наблюдается ионизационно-рекомбинационное равновесие. В работе показано, что при направлении скорости прокачки от катода к аноду в таких разрядах полностью отсутствует анодное падение потенциала. В нем нет надобности, так как необходимая для появления тока генерация положительных ионов осуществляется в самом катодном слое. Отсутствие анодного слоя, как указано в [29] и определяет повышенную стабильность разряда по отношению к переходу в дуговой режим, в таких условиях. В данных экспериментах в таких условиях находился электрический катодный шнур. На рис.3а мы видим его менее развитую структуру по отношению к анодному шнуру. Что соответствует представлениям, сформулированным в [29]. В работе [29] так же показано, что при увеличении скорости прокачки после определенного в [29] предела, газ не успевает существенно ионизоваться в области отрицательного свечения. Тогда параметры плазмы в квазинейтральном фарадеевом пространстве будут приближаться к параметрам в положительном столбе, и ВАХ при различных направлениях скоростей прокачки газа будут совпадать. По-видимому, о совпадении параметров в шнурах говорит и рис.3б и 3в. Согласно [29] - эти параметры соответствуют параметрам ионизационно-рекомбинационного или ионизационно-прилипательного равновесия или установлению положительного столба. Эти параметры являются критическими для появления тока и включения процессов переноса.

При достижении параметров критических значений количественные изменения в потоках энергии, массы и импульса скачком переходят в качественные. В газоразрядной плазме при достижении параметра E/N пробойного значения возникают и развиваются плазменные структуры, в которых потоки заряженных частиц упорядочиваются. В литературе их называют лагунами, плазмоидами и т.д. В условиях данных экспериментов, как полагают авторы, упорядочивание происходит генерацией внутренних электрических полей. В итоге появляются светящиеся шнуры в прикатодной и прианодной областях (см. рис.3). Каждый из этих шнуров выступает единым динамическим целым. Согласно [7] в плазменных шнурах происходит фокусировка электрического поля (о чем и свидетельствует интенсивность свечения возбужденных атомов и молекул газа из области кумуляции напряженности электрического поля) и это внутреннее поле и определяет динамический порядок в шнурах.

Так как полное численное моделирование динамического самосогласования внутренних электрических полей и всех процессов, участвующих в протекании тока, в формировании катодного пятна, фарадеева пространства, прианодной области и кумулятивных струй электронов из катода является очень громоздкой, сложной, трехмерной, нестационарной и до сих пор корректно не поставленной, и нерешенной задачей, то исследование простых одномерных моделей элементов разряда, обладающих определенной пространственной симметрией, следующей из экспериментальных наблюдений, все еще остается актуальным.

В [7] в рамках гидродинамического приближения теоретически изучены плоскостная, сферически и цилиндрически симметричные стационарные самофокусировки или кумуляции энергомассовых потоков и соответствующие им взрывные профили параметров (E/N , n_e/N) в плазмоидах. Обусловлены самофокусировки параметров плазмы конвективными потоками, возникающими из-за нелинейностей в процессах переноса, на примере хорошо изученных реальных процессов в газоразрядной плазме. Предлагаемая модель в [7] была применена к описанию процессов формирования переходных слоев или фокусирующих мембран в катодном пятне, имеющем визуально наблюдаемую форму полушара или конуса. На это пятно и фокусируется ток. Формируется иначе визуализирующееся состояние плазмы с нормальной плотностью тока [7]. Формально предполагается, что ток из центра кумуляции замыкается узкой высоко проводящей кумулятивной струей (см. схему на рис.9). Геометрические размеры кумулятивной струи r связаны законом сохранения тока с размерами части катодного пятна, собирающей электроны R [7]. Параметр открытости катодного пятна $\chi \sim (r/R)^2$.

В [7] предполагалось, что кумулятивная модель работает и в случае цилиндрической симметрии и может описывать процессы радиальной кумуляции в молнии, длинной электрической дуге и электрическом шнуре, который исследовался экспериментально в данной работе. В этом случае, предполагается формирование высоко проводящей кумулятивной струи, к которой схлопываются радиальные потоки. В молнии, электрической дуге и шнуре происходит это схлопывание потоков электронов как потоков жидкости в водостоке. Кумуляция профилей в предлагаемой в [7] модели определялась амбиполярным дрейфом плазмы [7, 18-20], обусловленным различными зависимостями подвижностей электронов и ионов от напряженности электрического поля. Модель с высоко проводящей кумулятивной струей сформулирована впервые в 1996г. в [30], где приводились соответствующие оценки в приближении амбиполярный дрейф-диффузия. От обычных двумерных моделей, предлагаемая модель отличается граничными условиями в центре моделируемой структуры. В обычных моделях ставится условие, приводящее к бесселевским или диффузионным профилям параметров в центре плазменной цилиндрической структуры, а в предлагаемой постановке учитывается возбуждение новых степеней свободы и возможность неограниченного роста параметров к центру кумуляции. Рассмотрим, как возникает явление неограниченного роста к центру шнура параметра $\gamma = E/N$ (см. также [7]) детально, исходя из базовых кинетических представлений, опирающихся на уравнения Больцмана для систем элементов в газоразрядной плазме.

Полная система уравнений Максвелла и кинетические уравнения переноса электронов и одного сорта ионов в объеме газоразрядной плазмы, вдали от электродов (и целого ряда известных проблем, связанных с граничными условиями), обычно, решаются по теории возмущения, в пренебрежении токами смещения (см. например, [11, 12]). При этом малыми безразмерными параметрами являются следующие отношения: l_u/L , l_E/L , $\Omega\tau_M$, μ_i/μ_e , $j_i/j_e \ll 1$, где j_i , j_e , μ_i , μ_e - плотности токов ионов и электронов и их подвижности, соответственно. $l_E = E/4\pi en_e$ — векторизованный размер изменения напряженности электрического поля — E , l_u — энергетическая длина пробега электронов, τ_M — максвелловское время компенсации объемного заряда. Отметим, что векторизованный характерный размер изменения напряженности электрического поля определяется концентрацией электронов [11], а не концентрацией ионов как **ошибочно** полагается в [31]. При определенных условиях эта неточность приводит к аналитическим ошибкам в размере кулоновской структуры на несколько порядков, в областях, где существенно нарушение нейтральности.

Связь l_E с r_D — радиусом Дебая достаточно проста $l_E = r_D^2/l_u \gg r_D$. Перепад потенциала на длине l_E значительно превышает T_e/e — перепад потенциала (определяемого температурой электронов T_e) на длине l_u [11]. Формирование такого дальнедействующего, по сравнению с

радиусом Дебая, потенциала может определять формообразование плазменных шнуров и их характерные размеры наряду с амбиполярным дрейфом.

Модели, аналитические и численные расчеты кумулятивных процессов.

Оценим характерный размер изменения напряженности радиального электрического поля в условиях экспериментов. Для этого воспользуемся выражением полученным для l_E , например, в [12]: $l_E = E/4\pi en_e = 5.6 \cdot 10^5 (E/N)/(n_e/N)$. Здесь размер изменения напряженности радиального электрического поля l_E – в см, E – в В·см⁻¹, N – плотность частиц нейтрального газа, n_e – концентрация электронов в плазмоиде, N, n_e – в см⁻³. Визуализация плазменных структур в электрических шнурах происходит, если концентрации электронов в них достигают величины $3 \cdot 10^{10}$ см⁻³, а электрические поля достигают пробойных значений $E/N \sim 70$ Тд (~ 20 кВ/(см·атм) = $70 \cdot 10^{-17}$ В·см²). В условиях наших экспериментов $N \sim 6 \cdot 10^{18}$ степень ионизации $n_e/N \sim 0,5 \cdot 10^{-8}$. Следовательно, по этим эмпирическим данным, полученным из опыта со многими плазменными структурами, величина l_E в условиях наших экспериментов равна ~ 1 мм. Это не плохо согласуется с реально наблюдаемыми размерами (см. рис.3а и 3б).

Оценить радиальную напряженность электрического поля в кумулятивной структуре можно грубо из отношения радиуса сформированного электрического шнура, к полному значению приложенного к электродам потенциала (за вычетом катодного падения ~ 700 В) [3]: $U/r = 10^3$ В/0.1см = 10^4 В/см. При плотности $N \sim 6 \cdot 10^{18}$ см⁻³ получаем $E/N \sim 160$ Тд. Полученное значение превышает пробойное значение электрического поля (70Тд). Следовательно, эти радиальные поля в электрическом шнуре и обеспечивают необходимую ионизацию ($n_e/N \sim 0,5 \cdot 10^{-8}$) нейтрального газа в кумулятивном плазмоиде. И нет необходимости греть весь газ в плазмоиде до 30 000°С.

Если действовать в рамках обычной модели и считать, что 1кВ равномерно распределен по длине двух шнуров (22см), то решить проблему продольного пробоя в такой постановке в принципе не возможно при реальных нагревах газа (изменения N или температуры газа в шнуре должны быть порядка 100). Только кумулятивная модель возвращает эксперименты, представленные на рис. 3 из области фантастики в область реальных, кумулятивных, самосогласованных явлений.

В стационарных и квазистационарных плазмоидах (в которых токами смещения можно пренебречь, а плазма состоит из электронов и одного сорта ионов) динамика радиальных профилей параметров (E/N и n_e) сводится к одному нелинейному уравнению типа Бюргерса [7, 11, 12]:

$$\partial n_e / \partial t - \partial l_E \nabla n_e / \partial t + \Gamma_0 \nabla (\mu_i / \mu_e) - \nabla ((D_p + D_a) \nabla n_e) = Q_i, \quad (1)$$

где $D_a = (\mu_e D_i + \mu_i D_e) / (\mu_e + \mu_i)$, $D_p = \mu_i E \cdot l_E / \alpha$; D_i, D_e, μ_i, μ_e — коэффициенты диффузии и подвижности ионов и электронов, Γ_i, Γ_e — их потоки; Γ_0 — заданная плотность электрического тока/ e . Условие $\Gamma_0 = \Gamma_i + \Gamma_e = \text{const}$ определяет связь напряженности электрического поля с концентрацией электронов. Q_i описывает рождение и гибель положительных ионов. Именно $\Gamma_0 \nabla (\mu_i / \mu_e) = V_a \nabla n_e$ определяет амбиполярную дрейфовую конвективную фокусировку или снос профилей плазмы, амбиполярным дрейфом в простой плазме (состоящей из электронов и одного сорта положительных ионов). Этот член отличен от нуля, если зависимости подвижности электронов и ионов от поля различны и тем проявляется нелинейность в процессах переноса в плазмоиде. В азоте величина скорости амбиполярного дрейфа (V_a) равна одной третьей от скорости ионов и направлена от низких полей в сторону анода [11]. В электроотрицательном газе амбиполярный дрейф (а значит и конвективная фокусировка) может быть обусловлен и плазмохимическими реакциями с рождением отрицательных или более сложных ионов [12] и нелинейностями в Q_i , обусловленными нелокальностью функции распределения электронов в источниках и стоках частиц плазмы [32]. Выразить $\nabla \cdot E$ через ∇n_e , можно только в одномерном приближении по x [11] или по r , в предположении, что кумулирующий в точку или линию ток замыкается через продольную кумулятивную струю, размерами которой, при решении задачи радиальной

кумуляции можно пренебречь по сравнению с радиальными размерами самофокусирующегося плазмоида ($\chi \ll 1$).

Решать уравнение (1) будем в двух областях. В первой области к центру шнура основными процессами будут реакция-ионизация и перенос - радиальный амбиполярный дрейф. Расчеты [7], представлены на рис.11 и 12. Согласно результатам, полученным в [7] характерный радиальный размер этой области фокусировки r_v определяется подвижностью ионов, показателем нелинейности дрейфовых потоков электронов и ионов по отношению друг к другу $(1-\alpha)$, резкостью зависимости частоты прямой ионизации от напряженности электрического поля A и значением частоты ионизации ν_i . При давлениях порядка атмосферного значения $r_v \sim V_i/\nu_i$ (V_i - дрейфовая скорость ионов) и в пробойных полях не превышает нескольких миллиметров. Но, r_v уменьшается с ростом давления.

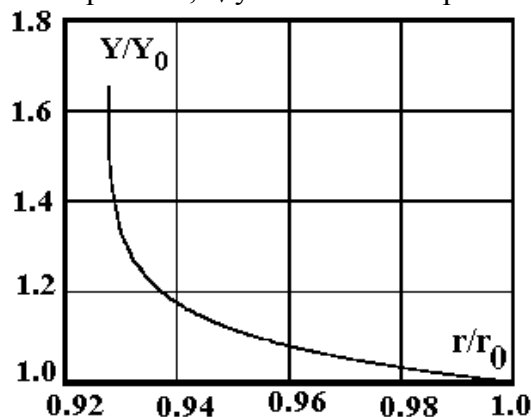


Рис. 11. Профиль напряженности электрического поля $E/E_0 = \gamma/\gamma_0$ в зависимости от r/r_0 в приближении амбиполярный дрейф-ионизация. Для $k = 0, 1, 2$ профиль совпадает.

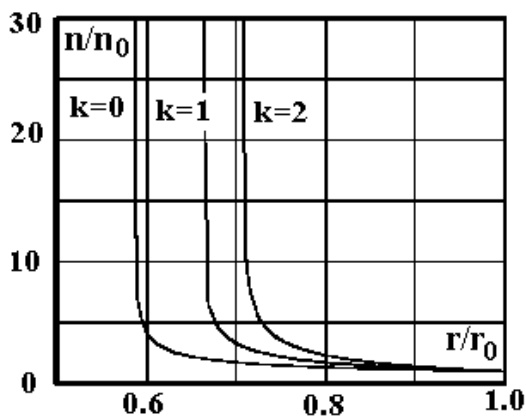


Рис. 12. Профиль приведенной концентрации электронов в зависимости от r/r_0 в приближении амбиполярный дрейф-ионизация для различных значений k .

По мере приближения к центру плазмоида и уменьшения радиуса роль амбиполярной диффузии (Пуассона) становится существенной и уже в этой области необходим учет амбиполярной диффузии Пуассона. Из баланса радиальных амбиполярных диффузионных и дрейфовых потоков плазмы согласно уравнению (1) можно получить характерный радиус плазмоида, который как следует из кумулятивной модели, является величиной постоянной и определяется параметрами плазмы, а не начальными значениями. Согласно результатам, полученным в [11, 12] амбиполярный дрейф в азоте и воздухе равен $1/3$ от скорости ионов, а коэффициент амбиполярной диффузии Пуассона равен скорости ионов умноженной на характерный размер изменения напряженности электрического поля l_E . В рассматриваемых экспериментах размер, на котором наблюдается равенство процессов амбиполярной

диффузии и амбиполярного дрейфа достигается на размерах порядка $3l_E$. Если учесть, что амбиполярный дрейф в воздухе определяется плазмохимическим амбиполярным дрейфом, то этот размер будет $3l_E/(1+z)$, где z – отношение концентраций отрицательных ионов к концентрации электронов. В случае, если характерный размер плазоида определяется диффузией Пуассона и ионизацией прямым электронным ударом, то согласно уравнению (1):

$$r_E \sim (r_v l_E)^{0,5}. \quad (2)$$

Характерный размер цилиндрической структуры определяется суммой двух размеров r_v или r_E . В кумулятивно-диссипативной структуре визуализируется размер, на котором достигаются критические значения параметров. Итак, решив одни проблемы, мы столкнулись с другими задачами, которые нуждаются в дополнительных экспериментах и исследованиях. Тем не менее, из проведенных исследований следует, что при увеличении давления характерные размеры профилей определяемых амбиполярным дрейфом-реакцией (ионизацией) уменьшаются пропорционально давлению газа, а при амбиполярной диффузии-ионизации, как корень величины. Размер, на котором происходит смена процессов амбиполярного переноса, не зависит от давления явно, но определяется степенью ионизации газа и приведенным значением напряженности электрического поля, т.е. параметром E/N .

На рис. 8 приведена зависимость характерного размера диаметра свечения разрядного канала от давления затопленного пространства. Расчеты с хорошей точностью указывают, что зависимость от давления обратно-пропорциональна корню величины. Это означает, что визуальные характеристики разряда (весьма вероятно) контролируются процессами ионизации прямым электронным ударом и диффузией Пуассона, т.е. $r_E \sim (r_v l_E)^{0,5}$, так как только такая комбинация дает соответствующую зависимость размера электрического шнура от давления. Если это так, то можно оценить необходимую частоту ионизации газа для обеспечения такого размера $r_v \sim (r_E^2/l_E)$. Откуда, задаваясь $r_E \sim 0,4$ мм из рис. 8, а $l_E \sim 1$ мм, получаем $r_v \sim 0,16$ мм. Используя выражение для $r_v \sim V_i/v_i$, получаем:

$$v_i \sim V_i/0,016 \approx 2 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}, \quad (3)$$

где $V_i^* = 2,3(760/P)E^* = 3 \cdot 10^4 \text{ см/с}$, значение $E^* = 5 \cdot 10^3 \text{ В/см}$ берем из пробойного значения параметра E/N и известной плотности частиц газа $N = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Отметим, что для случая изучения разрядов продольных к потоку газа аналитическое решение уравнения (1), в рамках приближения амбиполярный дрейф-рекомбинация, описывающее фарадеево темное пространство в простой плазме, было получено ранее в [33] в плазме без прокачки газа ($l_F \sim V_a/\beta n_e$). Согласно модели сформулированной в [29] в плазме с продольной прокачкой газа со скоростью U длина фарадеева темного пространства $l_F \sim (U_g + V_a)/\beta n_e$, а для плазмы в электроотрицательном газе согласно [37, 39] $l_F \sim (U_g + zV_a)/(z(z+1)\beta_{ii}n_e)$, где z – отношение концентрации положительных ионов к концентрации электронов, β_{ii} – эффективный коэффициент ион-ионной рекомбинации. Согласно исследованиям, проведенным в указанных работах во всех газах длина фарадеева темного пространства, обусловленная амбиполярным дрейфом уменьшается с ростом n_e (тока).

Это явление – уменьшение длины l_F с ростом n_e (тока) наблюдается и в данных экспериментах. Если скорость нейтрального газа известна $U_g \sim 5 \cdot 10^4 \text{ см/с}$, то, согласно модели [29, 39], по длине фарадеева темного пространства $l_F \sim 0,2$ мм, нам удастся рассчитать частоту гибели плазмы в условиях наших экспериментов. Она составляет $\sim 2 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, что совпадает с оценкой (3).

Зная значения пробойных полей и нормальной плотности тока на поверхность шнуров оценим мощность энергоклада на поверхности электрических шнуров в см^{-3} :

$$N = j_N \cdot E^* = 5 \cdot 10^{-2} \cdot 5 \cdot 10^3 = 250 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-3} \quad (4)$$

Мощность прямого нагрева газа электронами соответственно раз в пятьдесят меньше. Время пребывания газа в шнуре равно $\sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$. Энерговклад в тепло соответственно равен 10^3 Дж/см^3 . При таких энергокладах нагрев газа в шнуре не превышает 10^0 С , что в тысячу раз меньше необходимого для продольного пробоя 20см длины электрического шнура.

Модель (1) применима для описания неоднородных профилей параметров плазмы в фарадеевом темном пространстве и схлопывания тока в катодной области и в цилиндрических структурах в пределах $10^{-2} < \gamma < 200$ и охватывает широкий спектр нелинейных явлений, в том числе и явление цилиндрической кумуляции электрического поля в газоразрядной плазме электроположительных и электроотрицательных газов.

Геометрические формы и типы кумуляции. Кумулятивные плазменные каскады. Как указывалось в реальных процессах фокусировки можно выделить несколько типов симметрии упорядоченных кумулирующих энергомассовых потоков (Рис. 13). Например, возможны кумуляции со: 1) сферической, 2) цилиндрической, 3) плоскостной и 4) конической геометрией. В соответствии с этим у кумулятивно-диссипативных структур и их регулярных систем, организованных такими потоками, можно выделить несколько типов симметрии. Объясним, с точки зрения каскадной кумулятивной гидродинамики, особенности протекания тока в ряде газоразрядных явлений.

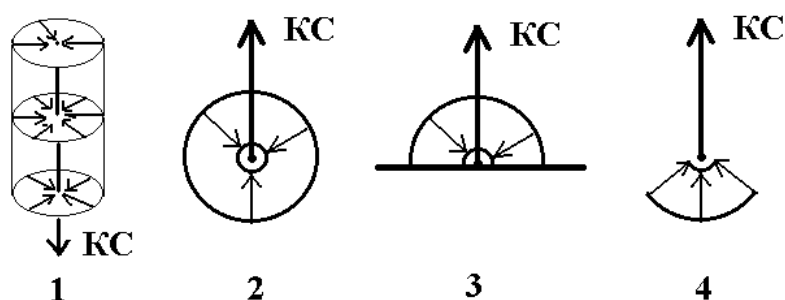


Рис.13. Схемы геометрической кумуляции: 1 — цилиндрической, 2,3 — сферической, 4 — конической. КС — кумулятивная струя.

Итак, если в газоразрядной плазме самоформируется каскад кумулирующих потоки плазмы структур и движение заряженных частиц осуществляется амбиполярно, т.е. внутреннее поле существенно определяет движение заряженных частиц, то полное время распространения сигналов или формирование профилей основного параметра (E/N) определяется суммой времен (t_n) необходимых для прохождения амбиполярного сигнала по всем кумулятивным и отталкивательным структурам, формирующим такой каскад:

$$T = L/V_{al} = \sum_1^n L_1/V_{a1} + L_2/V_{a2} \dots + L_n/V_{an}, \quad (5)$$

где L и V_{al} — характерный размер и средняя скорость распространения сигналов в иерархичной макроструктуре, L_k и V_{ak} характерный размер k — той мезоструктуры и характерная скорость амбиполярного сигнала в этой структуре, входящей в каскад (из n структур), соответственно. Формула (5) очевидна, но с ее помощью удастся объяснить загадочное импульсно-периодическое продвижение молнии [15, 22], экспериментальные наблюдения, которой в деталях описаны в [2].

В работе [7] рассмотрено несколько типов каскадов. К первому типу каскадов отнесены плоскостные аттракторы, формирующие регулярные диссипативные плоскостные системы или плазменные диссипативные «кристаллы». Ко второму типу аттракторов в работе [7] относятся сферические притягатели с кумулятивными струями (пучком электронов), осуществляющие фокусировку и вынос электронов из области кумулятора. К третьему типу — отнесены цилиндрические притягатели, нанизанные на цилиндрические кумулятивные струи с высокой или гипер проводимостью. Первый и третий тип кумуляции, как мы полагаем, и наблюдаются в наших экспериментах с разрядами в сверхзвуковом потоке газа.

Плоскостные кумулятивные аттракторы. В классических работах они иначе называются стратами. Страты могут быть как стационарными, так и бегущими. Бегущие страты могут расслаиваться на страты, распространяющиеся от анода и на страты бегущие к аноду. Это расслоение названо расслоением Пекарека в честь их первооткрывателя. Уже на базе уравнения (1) можно объяснить зависимость величины скорости и направления распространения волн от их волнового числа k или характерного размера кулоновского аттрактора l_E .

В наших экспериментах стационарные страты или плоскостные аттракторы, формирующие регулярную диссипативную систему наблюдаются вниз по потоку (Рис. 3в). Если эти страты обусловлены процессами переноса, возникающими из-за нарушения нейтральности, то с ростом тока параметр l_E уменьшается и количество страт должно возрастать. Здесь $l_E = E/4\pi en_e \sim 5.6 \cdot 10^5 E/n_e$, размер страты, обусловленной нарушением нейтральности, измеряется в см, E – в В·см⁻¹, n_e – в см⁻³. Согласно оценкам концентрация в области страт $\sim 10^{11}$ см⁻³. Таким образом, по количеству страт или их характерному размеру удастся оценить концентрацию электронов в плазме разряда в сверхзвуковом потоке газа.

Но с ростом тока становятся более эффективными цилиндрические аттракторы, прорастающие с электродов или с сферических плазменных аттракторов (катодных или анодных пятен). Страты и цилиндрические плазмоиды могут сосуществовать одновременно (см. рис. 6г). Отметим, что аналогичные страты наблюдались в разрядах при давлениях больше атмосферного в разрядах, контролируемых пучком быстрых электронов (Рис. 14).

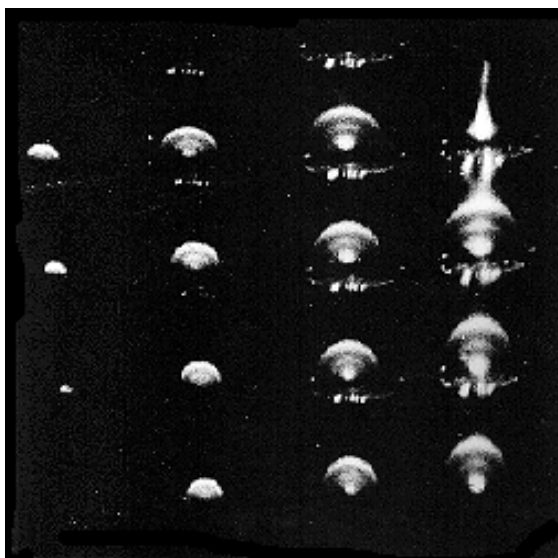


Рис.14. Динамика развития плазменной кумулятивной (фокусирующей электрическое поле) каскадной (сложной) структуры - плазменной каскадной линзы у катода в несамостоятельном разряде в азоте при атмосферном давлении [41].

Цилиндрические кумуляторы. К линейным диссипативным, регулярным системам будем относить системы с трансляционной симметрией, у которых радиальные размеры — $r \ll L$ — продольных размеров. К линейным кумулятивно-диссипативным, регулярным системам относятся молнии, электрические дуги, длинные разряды и электрические шнуры, смерчи, водовороты с системой энергетических и массовых потоков и т.д. Эти радиальные кумулятивно-реактивные притягатели, в плазме прорастают как обобщенными притягателем (фокусирующим в себя потоки электронов), так и отталкивателем (кумулятивной струей электронов) вперед [7, 15]. В анодо направленных шнурах электроны выбрасываются из плазмоида в область с неактивизированной газовой средой, а в катодо направленных шнурах

электроны фокусируются в область более активизированной среды. В этом и состоит основное отличие анодо и катодонаправленных молний, электрических дуг и шнуров. Остальные различия, как правило, вытекают из этого основного отличия.

Соотношения между прирастающими в единицу времени продольными L (по x) и радиальными размерами r и соответствующими скоростями формирования профилей параметров при росте линейной диссипативной, регулярной системы (например, молнии или электрического шнура) подчиняются закону r/L кумуляции [см. формулу (5)] при $n = 2$ [22]:

$$V_{aL} = L/(r/V_{ar} + L/V_{ax}^*), \quad (6)$$

где V_{ar} — средняя радиальная амбиполярная дрейфовая скорость, формирующая радиальный профиль, продвигающегося цилиндрического плазменного столба, V_{ax}^* — средняя продольная амбиполярная скорость в сформированной кумулятивной струе, V_{aL} — средняя скорость продвижения линейной диссипативной, регулярной системы. Из (6) в зависимости от выбранного способа продвижения со скоростью V_{aL} линейной диссипативной, регулярной системы (“шланга” или электрического шнура) притягателем или кумулятивной струей вперед и от соотношения между r/V_{ar} и L/V_{ax}^* следует несколько возможных типов r/L кумуляции [15]. (Подробное описание наблюдений импульсного продвижения молнии, с МэВ-ными пучками, направленными к “аноду”, можно найти в [2], о продвижении трещин в твердых материалах см. п. 20 в [22]).

При $r/V_{ar} \gg L/V_{ax}^*$ происходит плавное продвижение цилиндрического плазмоида к катоду и импульсное к аноду (импульсная r/L кумуляция) в этом случае:

$$V_{aL} = V_{ar} L/r. \quad (7)$$

При $r/V_{ar} \ll L/V_{ax}^*$ происходит плавное продвижение цилиндрической структуры (дуги, молнии) к аноду и катоду. Это — непрерывная r/L кумуляция, ограниченная продольной скоростью в кумулятивной струе (V_{ax}^*):

$$V_{aL} = V_{ax}^* \quad (8)$$

При $r/V_{ar} \sim L/V_{ax}^*$ происходит непрерывное, плавное продвижение дуги к аноду и катоду (непрерывная r/L кумуляция с согласованными продольной и поперечной скоростями):

$$V_{aL}/L \sim V_{ar}/r \sim V_{ax}^*/L \quad (9)$$

В [22] впервые объяснены типы импульсно-периодического и непрерывного продвижения цилиндрических плазмоидов, наблюдаемые в природе [2], кумулятивной струей (репеллером или отталкивателем) и притягателем (для электронов) вперед.

Отметим, что структура, рассеивающая электроны во вне, более энергозатратна. Поэтому цилиндрические структуры, фокусирующие электроны в себя и распространяющиеся с анода, реализуются чаще в разряде без прокачки газа. Они менее энергозатратны [22], так как фокусируют более энергетичные и подвижные электроны. Ионы двигаются медленнее, быстро термализуются, но именно их объемный заряд в коллективе и формирует радиально фокусирующую “линзу” для электронов, порождаемых в окрестностях ярко светящегося притягателя или фокусировщика, например, УФ излучением. Результаты данных экспериментов определенным образом подтверждают установленную в работе [22] различающуюся закономерность формирования прианодных и прикатодных структур. Однако, как следует из [22], различная динамика развития прианодного и прикатодного шнуров во времени нами не исследовалась экспериментально должным образом и в деталях. Из рис. 3 мы видим, что структура шнура у анода действительно более развита на характерном размере ~ 1 см. По-видимому, этот размер вдоль шнура и соответствует длине деградации электронного пучка, формируемого в электрическом шнуре и имеющем направление вдоль шнура. Отсюда следует, что энергия электронов в кумулятивной струе порядка 1 кэВ.

По мере увеличения полного тока разряда и роста шнуров различия в особенностях формообразования в анодонаправленном и катодонаправленном шнурах как и в протяженных молниях сглаживаются (Рис. 3 в). Однако особенности импульсного

продвижения у протяженных катодонаправленных структур, согласно кумулятивной модели, обостряются [7]. Это мы проверим в отдельных экспериментах.

В [22] получен закон r/L кумуляции: $V_{al}=V_{ar}L/r$ для диссипативных, регулярных систем и диссипативных структур в плазме. В [22] рассмотрена s/S или парашютная кумуляция (парашют с отверстием аналогично кумулирует поток воздуха) параметров, определяющих динамический порядок для сферически симметричных плазмоидов. Сформулировать эти законы можно в общем виде. Это позволяет применять законы кумуляции для описания и в других аналогичных кумулятивных явлениях и по размерам оценивать скорость продвижения и полный обобщенный поток в кумулятивную регулярную систему (в молнию, электрическую дугу, в электрический шнур, в трещину в металлоконструкциях и т.д.) Применение для феноменологического описания кумулятивных систем столь общего подхода возможно и без детализации процессов со-организации [22]. Возможна и v/V кумуляция [22] (Рис.15), приводящая к формированию системы аттракторов и обмену трехмерными структурами.

На обобщенной границе кумулятивной структуры параметры достигают критических значений и поэтому неравновесный фазовый переход, например, визуализируется, т.е. на обобщенной границе и возникает скачок. О себе кумулятивно-диссипативная структура заявляет внешнему миру через кумулятивную струю или их систему, тем самым, являясь в диалектическом плане открыто-замкнутой притягательно-отталкивающей системой с отверстиями в кумулирующих (массовые и энергетические потоки) обобщенных границах. Уравнение (2) описывает переходные профили в таких системах в газоразрядной, слабоионизованной плазме.

Не представляет большого труда рассчитать нормальную плотность тока на поверхность любого плазмоида или шнура как анодонаправленного так и катодонаправленного, если полагать, что весь ток проводится и собирается этой структурой. Итак, нормальная плотность на всю цилиндрическую структуру $j_N = I/S$.

Сферически симметричный кумулятор с кумулятивной струей. В рамках кумулятивно-диссипативной динамики удастся рассмотреть кумуляцию электронов не только в кумулятивную струю (см. рис. 3, 4), но и в кумулятивно-диссипативную регулярную систему заряженных катодных пятен [7]. Явление упорядочивания пятен в структуру следующего иерархического порядка связано с неоднородностью электрического поля в системе и поляризацией заряженных катодных пятен. Однако численные модели кумулятивно-диссипативных систем без целенаправленных экспериментов преждевременны и могут носить лишь грубый оценочный характер.

Что касается самого катодного пятна, то существует ряд экспериментов относящихся к проявлениям сущности динамических потоков в области пятна, которые можно обсудить предметно. Эти закономерности логически вытекают из кумулятивно-диссипативной модели плазменных иначе визуализирующихся диссипативных структур, выступающих единым целым. Формируются эти структуры потоками ионов и электронов. Согласно модели, по мере кумуляции потока электронов и электрического поля в сферически симметричное катодное пятно остальные параметры, определяемые концентрацией электронов и напряженностью электрического поля, также должны достигать критических значений. Следовательно, все параметры плазмы на всей визуализировавшейся поверхности одни и те же, т.е. - критические. Значит и плотность тока на визуализировавшийся плазмоид тоже должна достичь своего критического значения в этой области кумуляции. Так в рамках кумулятивно-диссипативной динамики появляется понятие нормальной плотности тока (или в общем случае обобщенного потока) на кумулятивно-диссипативную (обобщенную [7, 22]) структуру. В газоразрядной плазме этот закон существует как феноменологический закон. В рамках кумулятивно-диссипативной модели в области пятна всегда можно выделить практически односвязную поверхность (за исключением, по-видимому, относительно малой

площади, соответствующей площади кумулятивно-реактивного сопла (или их топологической системы), ускоряющего и структурированно сбрасывающего высоко энергетичные электроны из центра пятна), где наблюдается ионизационно-рекомбинационное равновесие. Если практически весь ток электронов с этой поверхности, действительно, вначале конвективно коллапсирует в структуру, а затем выбрасывается иначе структурировано уже в виде высоко энергетичных электронов в объем, то эти токи в стационарном или квазистационарном режиме должны совпадать, а значит можно оценить (снизу, без учета автоэлектронной эмиссии и т.д.) и полный ток из кумулятивно-диссипативной структуры в этом случае:

$$I \approx 2\pi e R^2 n_e^* V_e^*$$

Итак, кумулятивно-диссипативная модель естественным образом объясняет формирование нормальной плотности тока на катодное пятно:

$$j^* = en_e^* V_e(E/N^*), \tag{10}$$

где звездочка обозначает критические значения параметров.

Кумулятивно-диссипативная модель естественно объясняет обратное движение катодного пятна в поперечном магнитном поле (рис. 15), тем, что существует область у катода с положительным объемным зарядом, фокусирующая слабо энергетичные электроны. Эти электроны, ускоряясь в области взрывного роста приведенного электрического поля, формируют пучок высоко энергетичных электронов в кумулятивную струю, ответственную за фарадеево темное пространство и его форму (рис.16). Эта модель объясняет правильное отклонение кумулятивной струи или пучка электронов в фарадеевом пространстве и отклонение в ту же “правильную” сторону положительного столба плазмы, так как в этих областях все электроны движутся в “правильном” направлении, т.е. к аноду. При наличии поперечного магнитного поля катодное пятно сместится влево, а вся надстройка над ним (рис. 16) вправо.

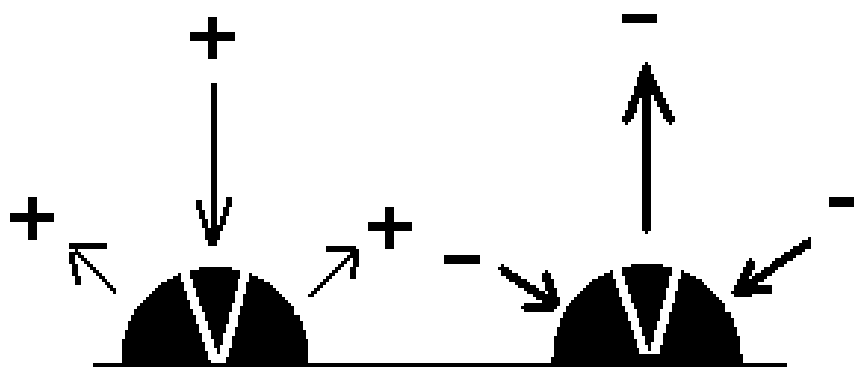


Рис. 15. Два катодных пятна. Стрелками над первым пятном показаны направления потоков ионов над вторым – электронов.

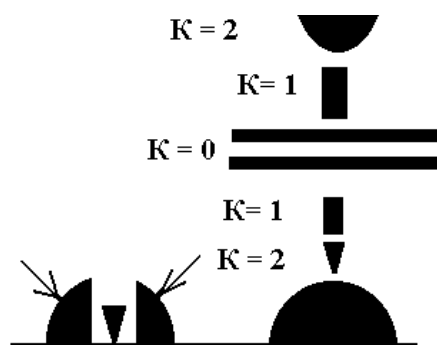


Рис. 16. Два катодных пятна. Стрелками на первом пятне показаны направления кумуляции потока электронов и взрывного роста приведенной напряженности электрического поля. Над вторым пятном

приведен пример возможной компоновки структурированных плазмодов с различной симметрией ($\kappa = 0$ — плоскостная, $\kappa = 1$ — цилиндрическая, $\kappa = 2$ — сферическая).

На базе предлагаемой модели можно оценить скорость движения в поперечном магнитном поле катодного пятна, формируемого фокусирующимися в катодное пятно слабо энергетичными электронами [15, 22]:

$$V_a \approx \mu_i [V_e^* \times H] / c, \quad (11)$$

где V_a — скорость амбиполярного дрейфа катодного пятна, обусловленная поперечным магнитным полем, H — напряженность магнитного поля, μ_i — эффективная подвижность основного иона, c — скорость света. Согласно (11) скорость перемещения катодного пятна определяется подвижностью основного иона, что объясняет определенную иерархию возможного спектра характерных скоростей катодных пятен в зависимости от параметров и характерных времен плазмохимических процессов в пятне. Поэтому представляется возможным в зависимости от величины магнитного поля исследовать плазмохимические ионные реакции перезарядки, кластеризации и т.д. непосредственно в таком сферическом кумуляторе (катодном пятне). Процессы формирования самого катодного пятна определяются и процессами нарушения нейтральности неоднородной плазмы. Характерная скорость такого нелинейного нестационарного процесса формообразования $\sim I_e V_i / n_e$. Этот процесс следует более подробно исследовать экспериментально, так как именно он может объяснить постоянные нестационарные процессы динамической изменчивости в катодных пятнах установленные И.Г. Кесаевым [8].

Таким образом, если размеры светящейся области практически совпадают с размерами области, где наблюдается ионизационно-рекомбинационное равновесие или зажигается локально самостоятельный разряд, то из (10) мы получаем не только оценку снизу нормальной плотности тока на катоде или аноде, как кулоновских притягателей, с самообостряющимся профилем приведенного электрического поля (параметра E/N), но и условие, что эта плотность тока практически постоянна на всей указанной поверхности. Т.е. интенсивность свечения от этой поверхности (S) катодного (или анодного) пятна (за исключением площади S_1 сопла с высоко энергетичными электронами, которой мы пренебрегаем, считая структуру пятна практически замкнутой $S_1/S \ll 1$) должна быть постоянной при внешних общих условиях. При этом следует не забывать о возможности внутреннего, дальнейшего самообострения профиля поля в глубь структуры и самоформирования аналогичной кумулятивно-реактивной структуры на той или иной глубине уже самого электрода. Но, эти очень важные проблемы возможного самоформирования обобщенных ячеек Бенара или кумулятивно-реактивных струй электронов из металла и расплавленного или вырванного металла в металлических электродах далеко выходят за рамки данной работы. Такие явления в экспериментах давно наблюдаются [1-3, 8].

Спектр собственных времен. Резонансные частоты. По-видимому, любую единую диссипативную структуру можно грубо характеризовать как обобщенный резонатор Гельмгольца параметрами временной (θ) и пространственной (χ) или пространственно-временной ($\theta\chi$) открытости:

$$\theta = t/T, \quad (12)$$

и

$$\chi = s/S \quad (13)$$

где t — время открытости структуры, T — характерный период динамического процесса, s — характерное сечение, через которое происходит обмен с окружающей средой, S — поверхность диссипативной структуры или диссипативной, регулярной системы) или частичной замкнутости ($1 - \theta$, $1 - \chi$, см. подробнее [22]).

Для любого организуемого и самоорганизуемого обобщенного резонатора Гельмгольца можно получить связь характерных частот с характерными размерами и степенью активации среды, например, в виде:

$$\omega(s, V, L, \dots) \sim V_c (s/(VL))^{0.5} = V_c (\chi/(LL_0))^{0.5}, \tag{14}$$

где s, L — площадь сечения и длина кумулятивной струи, V — полный *активный* объем визуализировавшейся диссипативной структуры, L_0, S_0 — характерная длина и площадь обобщенного резонатора Гельмгольца, $\chi = s/S_0$ — параметр открытости, V_c — характерная скорость распространения возмущений в активизированной среде, содержащейся в обобщенном резонаторе Гельмгольца. Соотношение (14) можно использовать при грубом анализе взаимодействия резонансных или связанных общим соплом (Рис. 17, 18) потоково-волновых структур, диссипативных структур, кумулятивно-диссипативных, регулярных систем (Рис. 3в, 14, 16) и прочих обобщенных резонаторов самоформирующихся в активизируемых внешними силами сплошных средах [22]. Проверить соотношение (14) возможно нам удастся в следующей работе. Схема установки для исследования распространения двух цилиндрических плазменных структур приведена в работе [25] и на рис. 19.

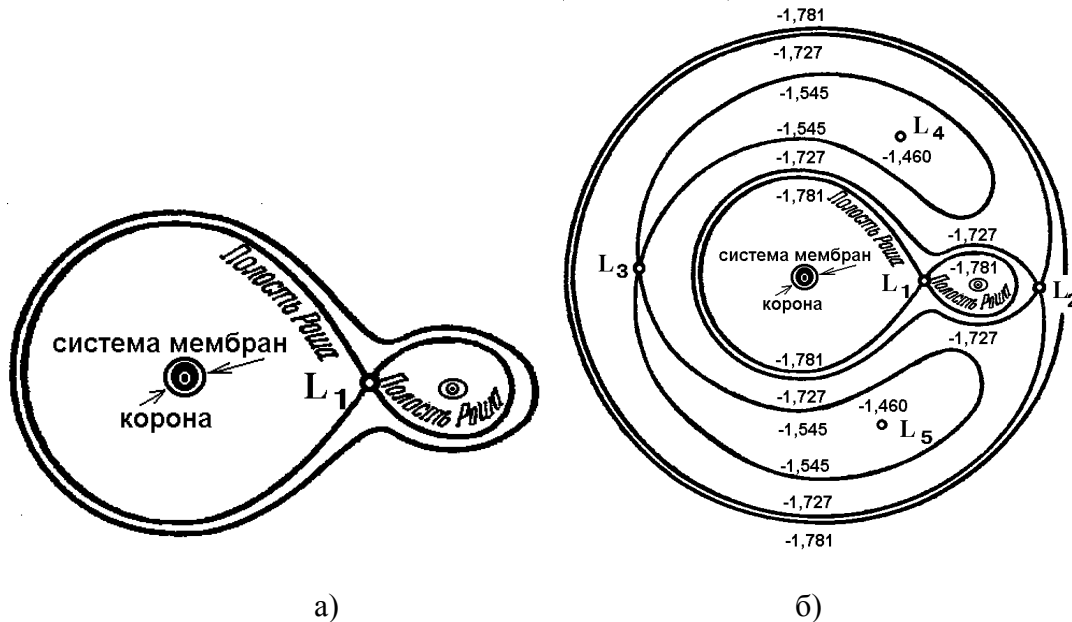


Рис. 17. а). Схема структурной “само”организации эквипотенциальных поверхностей в системе двух закрепленных точечных обобщенных притягателей (гравитационных, кулоновских и т.д. с обобщенным потенциалом $U(r) = A/|r - r_1| + B/|r - r_2|$). L_1 — внутренняя лагранжева точка или внутренний отталкиватель в системе притягателей. б). Схема лепестковых поверхностей в системе двух вращающихся относительно общей оси точечных обобщенных притягателей. L_{2-5} — внешние лагранжевы точки. Кумулятивно-диссипативное формообразование обменных струй из пыли или потоков плазмы между полостями Роша в лагранжевых точках в таких системах очевидно.

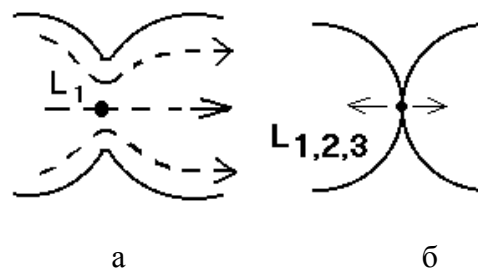


Рис.18. Схема формирования кумулятивных структур, фокусирующих и расфокусирующих потоки в области точки Лагранжа — L_1 , ослабленной присутствием второго притягателя. А — соответствует динамическому пробою потоками энергии и массы точки Лагранжа, Б — соответствует вырожденному, невозмущенному состоянию среды в области точки Лагранжа двух притягателей.

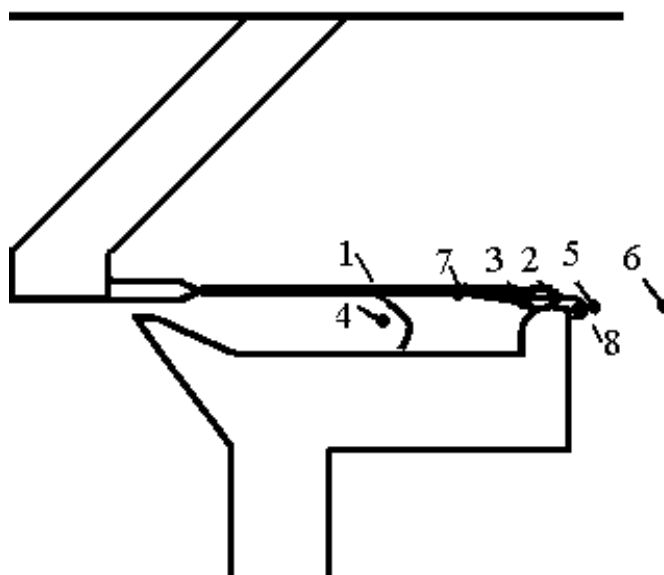


Рис.19. Схема возможной экспериментальной установки для определения скоростей процессов формирования и сноса электрических шнуров [25]. Возможные положения шнуров обозначены цифрами 1-8.

Структурная общность кумулятивных структур. В физике плазмы, гидродинамике и космологии показано, что импульсной кумуляцией энергомассовых потоков удается на короткое время достичь экстремальных состояний вещества. Постоянная же кумуляция энергомассовых потоков и определяющая ее кумуляция соответствующих приведенных полей, происходит в структурах, потребляющих внешнюю энергию. Эти структуры существуют на энергетическом перепаде.

При формировании кумулятивных структур среда становится анизотропной и гетерогенной (Рис.1-5, 10). Пояснение фотографий, представленных на Рис. 3 проводится схемами на Рис. 20 и 8. Существуют аттракторы различной геометрии (Рис.13). Взаимодействие потоков между ними происходит в режиме фокусировки или кумуляции в областях точек Лагранжа (Рис.17). Отметим структурную общность цилиндрических фокусирующихся, наблюдаемых в различных средах (Рис. 1-6). На фотографиях явно видны области катодного пятна, фардеева пространства и положительного столба (Рис.1-3). На фотографиях смерчей наблюдаются аналогичные области. Светлое пятно на водной глади соответствует области катодного свечения (Рис.1). Видно, что в теле смерча реализуется аналог фардеева пространства, где происходит формирование струи массы воздуха направленной вверх. Основной столб смерча (Рис. 6а) соответствует положительному столбу в газовом разряде (Рис.1) или светящейся трассе молнии. Развитые смерчи - торнадо лишены явной внутренней структуры, как и дуга или молния (Рис.4 и 6). Такое общее формообразование указывает на кумулятивный характер рассматриваемых структур в так различающихся средах. На рисунке 6 г зафиксирован переход гидродинамического аттрактора в электродинамический.

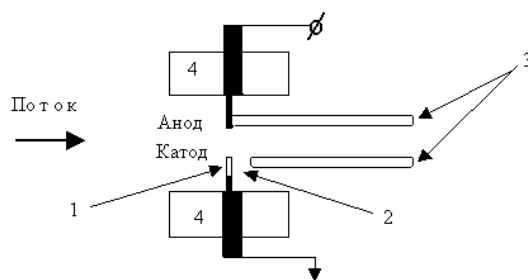


Рис.20. Схема эксперимента представленного на рис. 3. 1) - область отрицательного свечения, маскирующая катодную пленку, 2) – фарадеево пространство (на рис.3 а, б), 3) – анодный и катодный шнуры, 4) – обтекатели электродов.

На границе металл-газ, металл-жидкость и т.д. возникают катодные и анодные пятна, кумулирующие энергомассовые потоки (Рис. 1). О фокусировке электрической энергии указывает интенсивное свечение из этих областей. В динамических структурах особая геометрия потоков и соответствующие кумулятивные процессы сближают характеристики (параметры) разнородных сред. Динамические структуры и их системы возникают и в гомогенных средах при достижении параметров внешней обобщенной силы или энергетического перепада критических значений. В этой области среда испытывает фазовый переход и происходит формирование аттрактора (фокусирующей линзы) энергомассовых потоков. В аттракторе фокусируются силы и возбуждаются новые степени свободы у элементов среды.

В связи с выше изложенным, цилиндрические плазменные шнуры, исследованные в нашей работе, предлагается рассматривать, как самоорганизацию электрического поля в диссипативных структурах, в им же активизированной плазменной среде. Кумулятивно-диссипативная динамика нелинейного взаимодействия плазмы и электрического поля, способная описать плазменные динамические системы, кумулирующие электрическое поле и потоки заряженных частиц в газовом разряде, пока только создается [7, 15] и опирается на классические работы академика Е.И. Забабахина [16].

Из анализа литературы видно, что в настоящее время модели, хотя бы косвенно описывающей свойства электрического разряда в потоке газа, и их связь с внутренними процессами в газоразрядной плазме, не создано [6]. Определенные результаты получены в данной работе и в работах [7, 15, 22, 23, 34, 35]. Основной проблемой является не соответствие между малыми значениями эффективного параметра E/N и наблюдаемыми свойствами плазмы [6]. Решение этой проблемы нами предложено в рамках кумулятивно-диссипативной модели.

Кумулятивно-диссипативная динамика базируется на понятиях о диссипативных структурах и об их общем свойстве формировать в плазме фокусирующие линзы для энергомассовых потоков. Фокусирующие электрическое поле плазменные линзы определяют трансформацию энергомассовых потоков в кумулятивно-диссипативных структурах и энергоэкономное их использование при переносе тока и энергии. Эти линзы могут иметь сферическую, цилиндрическую или коническую форму. Потоки электронов в линзах кумулируются в радиальном направлении в высоко проводящие струи, к которым и происходит фокусировка энергомассовых потоков в кумулятивно-диссипативных структурах и их регулярных системах – плазменных диссипативных «кристаллах» или системах плазменных линз [11, 15].

Выводы. Проведенные экспериментальные и теоретические исследования плазменных прианодного и прикатодного шнуров и свойств разряда, горящего между плазменными электродами, образованными электрическими шнурами, плазма которых интенсивно сносится

поперечным сверхзвуковым потоком газа доказали, что кумуляция электрического тока и напряженности электрического поля, обусловленные амбиполярным дрейфом плазмы, являются неотъемлемым свойством газоразрядной плазмы с током при повышенных давлениях газа, когда роль диффузии Шоттки мала. С ростом тока разряда, как и в обычных разрядах с металлическими электродами, обнаружены три возможных режима горения сложного разряда с плазменными электродами. С увеличением тока, явно выраженные электрические параллельные шнуры соединяются в следующей последовательности: 1) однородным диффузным разрядом; 2) разрядом с явно выраженными плоскими стратами; 3) цилиндрическим электрическим шнуром, переходящим в дуговой режим горения. Концентрация электронов в плазменных структурах и в среде не ионизованной отличаются в 10^{11} - 10^{12} раз и даже более, поэтому как показано в данной работе в математических моделях плазмоидов необходимо учитывать возможность появления областей, где напряженность электрического поля имеет нормальную составляющую к поверхности плазменной структуры существенно превосходящую продольную компоненту. В результате анализа экспериментальных и теоретических исследований делается вывод, что, наблюдаемые явления обусловлены кумуляцией (самофокусировкой) электрического поля в активизируемой им среде. Впервые на основе экспериментов и кумулятивной модели фокусировки электрического поля к центру цилиндрического плазмоида, где самоформируется высоко проводящая струя электронов, объяснены ряд ранее непонятных фактов как-то: малые значения пробойного напряжения приходящиеся на длину шнуров, рост напряжения на межэлектродном промежутке со временем и с увеличением тока (растущая ВАХ сложного разряда), колебания тока и т.д. Введено понятие нормальной плотности тока на прикатодный и прианодный цилиндрические плазмоиды. Рассчитаны значения нормальной плотности тока j_N ($\sim 10^{-1}$ Асм $^{-2}$, при плотности нейтрального газа $N \sim 6 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$) на цилиндрические плазменные прианодный и прикатодный шнуры. Экспериментально установлено, что с увеличением скорости прокачки газа, значения j_N на цилиндрические плазменные шнуры уменьшаются. Анодные и катодные шнуры в области параметров, при которых шнуры развиты, по размерам практически совпадают, что, по мнению авторов, говорит о равенстве нормальной плотности тока на прианодную j_{Na} и прикатодную j_{Nc} цилиндрические плазменные структуры. Теоретически проанализированы геометрические формы и типы кумуляции в газоразрядной плазме. Впервые обнаружены страты между анодным и катодным шнурами в разряде со сверх звуковой прокачкой газа. Установлено, что поперечные, характерные размеры электрических шнуров определяются нелинейным взаимодействием радиальных электрических полей, обусловленных нарушением нейтральности плазмы и процессов ионизации газа. Исследованы спектры собственных времен и резонансные частоты плазменных структур. По геометрическим размерам страт и шнуров оценены концентрации электронов в промежутке между плазменными электродами и на границе электрических шнуров.

Для кумулятивных структур можно ввести понятие нормальной плотности тока и потоков энергии, импульса и массы. В данной работе впервые установлено, что нормальные плотности тока на прианодную - j_{Na} и прикатодную - j_{Nc} цилиндрическую структуры электрических шнуров практически совпадают $j_{Na} = j_{Nc} = j_N$.

Полученные результаты могут быть полезны для объяснения кумулятивного формообразования в иных сплошных средах. Авторы придерживаются мнения, что кумуляция энергомассовых протоков и формирование кумулятивно-диссипативных структур, фокусирующих внешнее возмущение или силовое поле и трансмутирующих энергомассовые потоки в иные типы, является всеобщим свойством любых сплошных диссипативных сред.

Литература

1. Грановский В.А. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 543 с.
2. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М.: Госиздат, 1950. 672 с.
3. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1988. 592 с.
4. Велихов Е.П., Голубев В.С., Пашкин С.В. Тлеющий разряд в потоке газа. // УФН. 1982. Т.137. №1. С. 117.
5. Алферов В.И., Бушмин А.С., Калачев Б.В. Экспериментальное исследование свойств электрического разряда в потоке воздуха // ЖЭТФ. 1966. Т. 51. № 5 (11). С.1281.
6. Алферов В.И. Исследование структуры электрического разряда большой мощности в высокоскоростном потоке воздуха. // МЖГ. 2004. № 6. С. 173.
7. Высикайло Ф.И. Кумуляция электрического поля в диссипативных структурах в газоразрядной плазме. // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. № 5. С. 1071.
8. Кесаев И. Г. Катодные процессы электрической дуги. М.: Наука, 1968. 244 с.
9. Alexandrov A.F., Ardelyan N.V., Chuvashhev S.N. et al. Supersonic plasma flows and their influence on aerodynamics of flight //Journal of Technical Physics V.41. №1. Special Issue. 2000. P.533-550.
10. Miles R.B., Macheret S.O., Martinelly L. et al. Plasma Control of Shock Waves in Aerodynamics and Sonic Boom Mitigation. 32nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference and 4th Weakly Ionized Gases Workshop 11-14 June 2001/ Anaheim,CA. AIAA-2001-3062.
11. Высикайло Ф.И. Скачки параметров неоднородной столкновительной плазмы с током, обусловленные нарушением квазинейтральности. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 10. С. 1256.
12. Высикайло Ф.И. О процессах сноса в плазме газового разряда. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 10. С. 1268.
13. Kolrausch F. // Ann. d. Phys. Chem. 1897. Dd. 62. S. 209.
14. Weber H. // Sitz. Akad. Wiss. Berlin. 1897. Bd. 44. S. 936.
15. Высикайло Ф.И. Процессы амбиполярного переноса в формировании неоднородных профилей в структурах в газоразрядной плазме. Диссертация на соискание ученой степени д.ф.-м.н. — г.Троицк М.О.: ТРИНИТИ, 2003. 268 с.
16. Забабахин Е.И., Забабахин И.Е. Явления неограниченной кумуляции. М.: Наука, 1988. 171с.
17. Маргулис М.А. Сонолюминесценция. // Успехи физических наук. 2000. Т. 170. № 3. С. 263.
18. Бабичев В.Н., Высикайло Ф.И., Голубев С.А., Письменный В.Д. и др. Исследование дрейфовых скачков газоразрядной плазмы. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. № 12. С. 1524.
19. Бабичев В.Н., Высикайло Ф.И., Голубев С.А. Экспериментальное подтверждение существования скачков параметров газоразрядной плазмы. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 16. С. 992.
20. Бабичев В.Н., Высикайло Ф.И., Голубев С.А., и др. Экспериментальные исследования амбиполярного дрейфа плазмы, возмущенной пучком быстрых электронов. // ДАН СССР. Физика. 1987. Т. 297. № 4. С. 833.
21. Высикайло Ф.И., Глова А.Ф., Смакотин М.М. Стационарный тлеющий разряд в азоте с отрицательной вольт-амперной характеристикой. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 6. С. 734-736.
22. Высикайло Ф.И. Кумулятивно – реактивные диссипативные структуры как парадигма синергетики. //Тр. семинара. “Синергетика”. Т.4. М.: Изд-во МГУ, 2001. С. 106.

23. Двинин С.А., Еришов А.П., Тимофеев И.Б. и др. Моделирование разряда постоянного тока в поперечном сверхзвуковом потоке газа // ТВТ. 2004. Т. 42. № 2. С.181.
24. Еришов А.П., Сурконт О.С., Тимофеев И.Б. и др. Поперечные электрические разряды в сверхзвуковых потоках воздуха. Механизмы распространения и неустойчивости разряда // ТВТ, 2004, т. 42, № 4. С.516.
25. Витковский В.В., Грачев Л.П., Грицов Н.Н. и др. Экспериментальное исследование электрических разрядов постоянного тока в сверхзвуковых и дозвуковых потоках воздуха. // М.: Издательский отдел ЦАГИ, 1991. Вып. 2505. 27с.
26. Александров А. Ф., Еришов А. П., Сурконт О .С. и др. Газодинамические особенности электрических разрядов в сверхзвуковых потоках // Препринт МГУ, Физический факультет. № 10/2004. 2004. 25 с.
27. Schottky W. Diffusions Theorie der positiv Säule. // *Phys. Zeit.* 1924. Bd. 25. S. 635.
28. Сорока А. М., Шапиро Г. И. Возникновение вынужденной амбиполярной диффузии под действием высокочастотного электрического поля. // Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. № 3. С. 129.
29. Высикайло Ф.И. О модели продольного разряда в сверхзвуковом потоке электроположительного газа. // ТВТ. 1986. Т. 24. № 4. С. 657.
30. Высикайло Ф.И. О применении феноменологии, синергетики и теории катастроф для описания диссипативных динамических структур. Феноменологический аналоговый метод. //Препринт ТРИНИТИ № 0025-А. ЦНИИАТОМИНФОРМ. 1996. 38 с.
31. Демьянов А.В., Мазалов Д.А., Напартович А.П. и др. Нелинейный амбиполярный дрейф и периодическая структура низкотемпературной плазмы повышенного давления. // ЖЭТФ. 1996. Т. 110. № 4 (10). С. 1266.
32. Высикайло Ф.И. Амбиполярный дрейф слабоионизованной плазмы, обусловленный нелокальностью функции распределения электронов. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. № 2. С. 216.
33. Акишев Ю.С., Высикайло Ф.И., Напартович А.П. и др. Исследование квазистационарного разряда в азоте. // ТВТ. 1980. Т. 18. № 2. С. 266.
34. Высикайло Ф.И. Кумулятивно-диссипативные кристаллы с пучками. // Труды XXX Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. Тезисы к докладам, г. Москва, РФ, 24—28 февраля. 2003. С. 223.
35. Высикайло Ф.И. Гиперсвойства кумулятивных диссипативных кристаллов. //Тр. Междунар. Конф. “VI Забабахинские научные чтения”, г. Снежинск. 24–28. 09. 2001. Изд-во РФЯЦ –ВНИИТФ. С. 31.
36. Бондаренко А.В., Высикайло Ф.И., Кохан В.И. Продольный разряд в турбулентном потоке азота. // ТВТ. 1983. Т. 21. № 2. С. 388—389.
37. Бреев В.В., Двуреченский С.В., Пашкин С.В. Аналитические и численные исследования стационарных состояний положительного столба высоковольтного диффузионного разряда при средних давлениях. // ТВТ. 1979. Т. 17. №1. С. 31.
38. Фабер Т.Е. Гидроаэродинамика. М : Постмаркет. 2001. 560с.
39. Высикайло Ф.И., Напартович А.П. Стационарная одномерная модель разряда в электроотрицательном газе. // ТВТ. 1981. Т. 19. № 2. С. 421.
40. Фортвов В.Е., Ваулина О.С., Петров О.Ф. и др. Динамика макрочастиц в пылевой плазме в условиях микрогравитации (первые эксперименты на МКС). // ЖЭТФ 2003. Т. 123. № 4. С.798.
41. Паль А.Ф. Эволюция возмущений в несамостоятельном разряде. Диссертация на соискание ученой степени д.ф.-м.н. — М.: МГУ, 1993. —354 с.