

УДК 537.523.5;533.9

СОСТАВ ПЛАЗМЫ И ДИФФУЗИЯ В ПРИСТЕНОЧНОЙ ОБЛАСТИ КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА

© 2024 г. О. В. Коршунов, А. С. Пашина*, В. Ф. Чиннов

ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН (ОИВТ РАН), Москва, Россия

*E-mail: fgrach@mail.ru

Поступила в редакцию 14.07.2023 г.

После доработки 04.08.2023 г.

Принята к публикации 03.10.2023 г.

Рассмотрена внутренняя структура разрядной плазмы в капилляре с испаряющимися стенками из соединений CH_2 и CF_2 . Полученные для центральной области экспериментальные данные позволяют выделить два пристеночных слоя (кольца) со своими особенностями состава плазмы и кинетики процессов переноса. Установлены механизмы радиального разделения компонентов смесей, начинающегося с термодиффузии в нейтральном газе у стенки и усиленного амбиполярной диффузией ионов углерода с электронами из ионизованного слоя пристеночной области. В результате движение к центру легкого компонента многократно ускоряется, а тяжелого замедляется так, что центральная область наполняется легким газом (ионами Н или С), а пристеночная – преимущественно тяжелым (атомами и ионами С или атомами F). Определены направления дальнейшего исследования.

DOI: 10.31857/S0040364424020014

ВВЕДЕНИЕ

Сильноточный разряд в узком ($d \sim 1$ мм) капилляре является необычным и сложным объектом физики низкотемпературной плазмы, давно привлекающим внимание исследователей [1–9]. Такие разряды традиционно используются в качестве эталонных источников излучения [1], плазменных волноводов, обеспечивающих транспортировку лазерного излучения на значительные расстояния [10], в качестве компактных ускорителей электронов высоких энергий [9], двигателей малой тяги в аэрокосмических приложениях [4, 8, 11], в задачах инерционного термоядерного синтеза [12, 13], в качестве ускорителей макротел [14], для управления горением твердых топлив в задачах оптимизации внутренней баллистики артиллерийских систем [15], в плазменных промышленных технологиях [16, 17], для изучения долгоживущих плазменных образований [18–20]. В приложениях магнитоплазменной аэродинамики капиллярный разряд представляет интерес как источник высокоэнтальпийных плазменных потоков [21, 22], которые могут использоваться в задачах, связанных с управлением полетом летательных аппаратов [23], стимулированного поджига и горения обедненных смесей, создания плазменных антенн [24], моделирования взаимодействия тел с высокоскоростными газоплазменными потоками [25, 26].

Интегральные в поперечном сечении характеристики потока ионизованного газа, возни-

кающего в результате испарения со стенок, достаточно хорошо изучены [1–8, 21, 22, 27–35]. Малоисследованной осталась связь кинетики плазменной струи с радиальной структурой плазмы внутри капилляра. В такой струе, несмотря на малый радиус, возникает несколько продольных слоев (колец), различающихся как по скорости движения, так и по диффузионному наполнению атомами и ионами.

Данное исследование открывает серию работ, посвященных кинетике периферийной плазмы сильноточного разряда в капилляре с испаряющимися стенками, которые состоят из соединений CH_2 и CF_2 [22, 36–40]. Удаленная от центра пристеночная область является важнейшим звеном наполнения капилляра – именно через нее атомы поступают в плазменный поток его центральной области. Конечной целью исследования, состоящего в анализе поперечных потоков диффузии атомов и ионов на основе экспериментальных данных [21, 22, 36, 41], является определение радиальной зависимости параметров плазмы с объяснением причин разделения компонентов газовых смесей, испаряющихся со стенок капилляра.

Удаленность от центра разряда рассматриваемой области плазмы обуславливает ее основную особенность: слабую ионизацию атомов Н и F, которые имеют высокие пороги возбуждения ($E_H = 10.2$ эВ, $E_F = 12.7$ эВ) и ионизации ($I_H = 13.6$ эВ, $I_F = 17.4$ эВ) [42]. Они практически полностью ионизируются в центральной области

разряда, где температура T достигает 3 эВ и выше [21, 22, 36, 41]. В сравнительно холодной, примыкающей к стенке области капилляра ионизируется только углерод ($E_C = 1.3$ эВ, $I_C = 11.3$ эВ [42]).

Исследование носит универсальный характер, поскольку такой периферийный слой из-за низкой скорости продольного потока у стенки существует в широком диапазоне изменения параметров капиллярного разряда и по всей его длине. Может изменяться только толщина этого слоя.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Прежде чем приступить к анализу плазмы внутри капилляра, рассмотрим имеющиеся экспериментальные данные и особенности проведения измерений параметров в плазменной струе, истекающей из капилляра при воздействии электрического разряда. Схема капиллярного разрядника, основными элементами которого являются капилляр, внутренний и наружный электроды, представлена на рис. 1. Внутренний электрод (анод), изготовленный из никеля, плотно пристыкован к входу капилляра, а наружный электрод (катод), выполненный в виде медного стержня диаметром 2 мм, располагается вдоль оси капилляра на расстоянии 10–15 мм от его среза. Такая компоновка разрядника полностью исключает проникновение в выбранную для спектральной диагностики область разряда продуктов абляции наружного электрода (см. ниже), которые сносятся вниз по потоку под напором истекающей из капилляра сверхзвуковой плазменной струи. Глубина капилляра составляет $h = 5$ мм, а его начальный диаметр $d = 1$ мм. После 80–90 разрядных импульсов в результате испарения стенки диаметр капилляра увеличивается до $d = 2$ мм. Исходный состав вещества, инжектируемого в разряд, определяется преимущественно про-

дуктами абляции капилляра, материалом которого служили полиэтилен $(\text{CH}_2)_n$ и политетрафторэтилен $(\text{CF}_2)_n$. Согласно результатам взвешивания капилляра и внутреннего электрода, проводившегося до и после эксперимента, доля продуктов эрозии внутреннего электрода не превышает 2% от суммарного объема испаренного вещества, поступающего внутрь капилляра в течение всего разрядного импульса. Интенсивность линий в спектрах излучения материала электродов невелика, и их влияние может быть исключено правильным выбором регистрируемого спектрального интервала протяженностью 40 нм.

Источником питания разряда служит накопительная емкость $C = 470$ мкФ, подключаемая к разряднику через индуктивность $L = 210$ мкГн, что обеспечивает формирование импульса тока длительностью $\tau = 1$ мс и амплитудой $I_{\text{макс}} = 200\text{--}450$ А, форма которого близка к полуволне синусоиды [36, 38]. Напряжение на емкости устанавливалось в диапазоне $U = 400\text{--}800$ В, что позволяло варьировать удельную мощность разряда (мощность, отнесенную к сечению капилляра) $q = 20\text{--}100$ кВт/мм².

Зажигание разряда происходит в атмосфере воздуха при нормальных условиях ($p = 10^5$ Па, $T = 298$ К). Потоки тепла на стенку капилляра, возникающие после зажигания разряда, приводят к ее испарению, обеспечивая тем самым непрерывное поступление плазмообразующего вещества в разрядный объем, где оно нагревается, диссоциирует, ионизируется и выбрасывается в окружающую атмосферу из открытого конца капилляра в виде плазменной струи. Время, необходимое для вытеснения аблирующим веществом воздуха, изначально заполнявшего капилляр, не превышает 100 мкс [22], так что в последующие моменты времени компонентный состав плазмы полностью определяется продуктами абляции стенки капилляра.

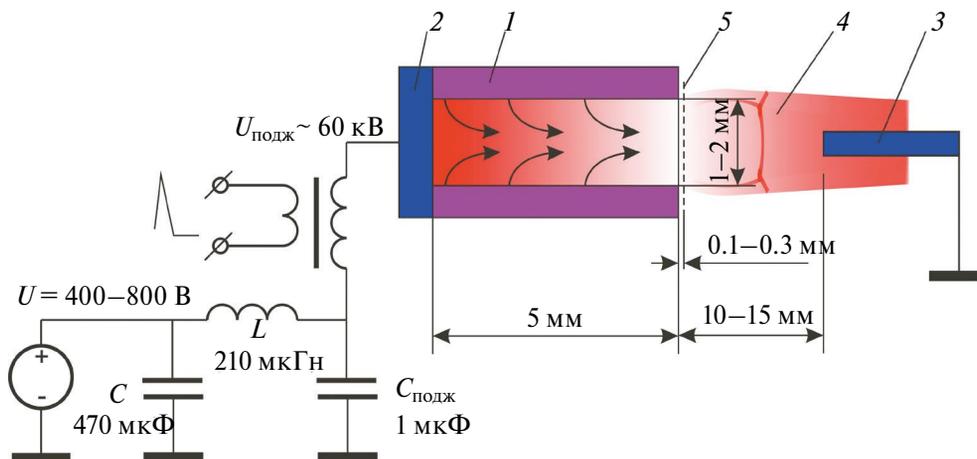


Рис. 1. Принципиальная схема капиллярного разряда: 1 – капилляр; 2 – внутренний электрод (анод); 3 – наружный электрод (катод); 4 – плазменная струя; 5 – сечение плазменной струи, выбранное для спектральной диагностики.

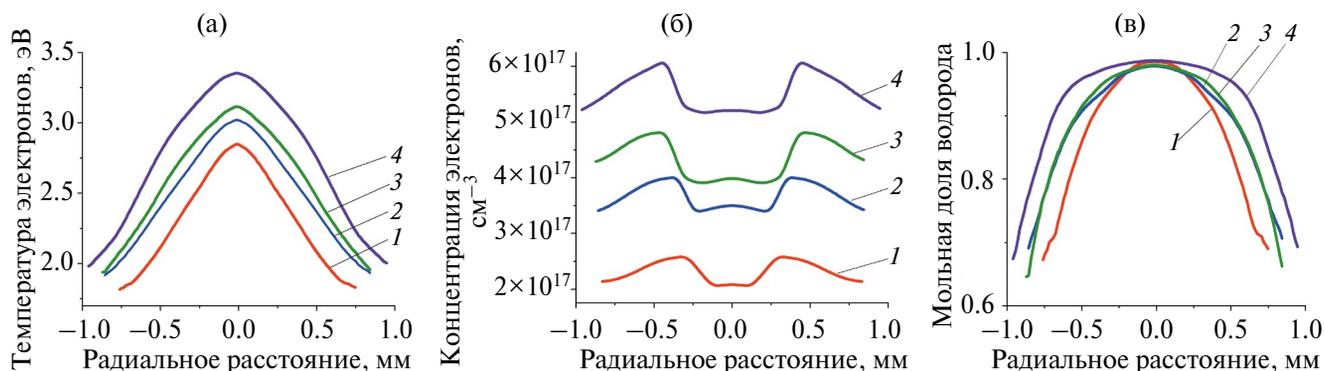


Рис. 2. Поперечные профили температуры (а), концентрации электронов (б) и мольной доли водорода (в) в отстоящем на 0.3 мм от среза капилляра сечении, измеренные при различных напряжениях источника питания разряда U : 1 – 500 В, 2 – 600, 3 – 700, 4 – 800; длительность разрядного импульса $\tau_{\text{имп}} = 1$ мс; амплитудное значение разрядного тока $I_{\text{макс}} = 200\text{--}450$ А; материал капилляра – полиэтилен, $d = 1.6$ мм.

Параметры плазмы определялись с помощью спектров излучения плазменной струи¹, регистрируемых на ПЗС-матрицу быстродействующей камеры Andor iStar DH720, установленной в выходной фокальной плоскости спектрографа Oriel MS257 (принципиальная схема измерений представлена в [21]). Пространственно-разрешенные спектры излучения регистрировались в поперечном сечении плазменной струи, расположенном не далее $\delta < 0.3$ мм от среза капилляра (на рис. 1 это сечение отмечено штриховой линией). В этом сечении расширение потока относительно невелико и не должно оказывать заметного влияния как на состояние плазмы, линейчатое излучение которой в исследуемом диапазоне параметров разряда является оптически тонким, а электронные параметры отвечают условиям частичного локального термодинамического равновесия (ЧЛТР) [43, 44], так и на радиальное распределение химических элементов. Одновременное комплексное определение температуры и ионизационного состава плазмы на выходе из капилляра основывалось на спектральном анализе излучения и зависимостях от энерговклада отношений интенсивностей линий атомов F I и ионов F II, ионов углерода разной кратности ионизации, а также штарковской ширины линии водорода H_{α} и ряда линий C II и F I. Подчеркнем, что корректность использования ЧЛТР для описания связи измеряемых интенсивностей линейчатого излучения C II, C III, F I и F II с локальными значениями температуры электронов подтверждается для всех четырех излучающих компонентов. Переход к локальным (зависящим от текущего радиуса) коэффициентам эмиссии спектральных компонентов выполнялся с помощью процедуры обратного преобразования Абеля [45, 46].

¹ Методы спектральных измерений и процедура обработки результатов подробно описаны в предыдущих работах авторов [21, 22, 36, 38].

В диапазоне указанных размеров капилляра и энерговкладов в разряд капилляр представляет собой звуковое расходное сопло [27], на выходе из которого происходит расширение сверхзвукового потока, сопровождающееся формированием системы скачков уплотнения [47]. На рис. 2 и 3 для смесей C+H и C+F соответственно представлены типичные для сверхзвукового режима истечения струи радиальные профили температуры, концентрации электронов и состава плазмы (мольных долей водорода и фтора), зарегистрированные вблизи среза капилляра. В отличие от дозвукового течения внутри капилляра, сверхзвуковое течение вне капилляра существенно неизобарическое, что отражается на характере радиальных распределений концентрации и температуры электронов, ход которых в общем случае оказывается немонотонным [38]. Сложный характер сверхзвукового течения обнаруживается уже вблизи среза капилляра, где на профиле концентрации электронов регистрируется периферийный максимум, отслеживающий положение всякого скачка уплотнения (рис. 2б и 3б). Неизобаричность течения, однако, не оказывает влияния на состав смеси, поперечное распределение которой формируется внутри капилляра – там, где диффузия происходит быстрее газообмена (исключая участок длиной $\sim d$ перед выходом из капилляра). Можно видеть (рис. 2в и 3в), что состав плазмы существенно отличается от исходного по пропорции химических элементов в материале стенки капилляра, а параметром, определяющим эффективность разделения и направление потоков химических элементов, является масса частиц. В обеих смесях наблюдается увеличение мольной доли легкого компонента по направлению к высокотемпературной центральной зоне разряда. При этом основное изменение состава происходит в периферийной зоне разряда. В центральной зоне состав смеси изменяется гораздо слабее. Такая тенденция сохраняется для обеих

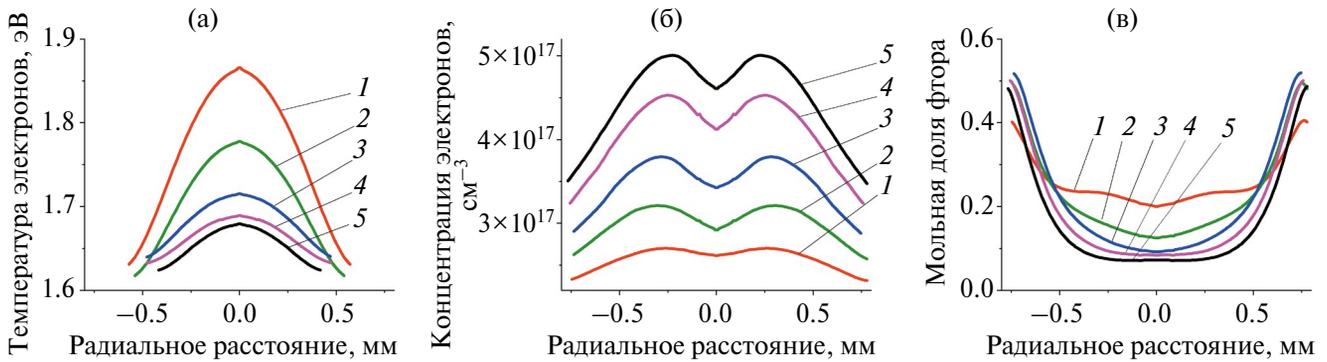


Рис. 3. Поперечные профили температуры (а), концентрации электронов (б) и мольной доли фтора (в) в отстоящем на 0.2 мм от среза капилляра сечении, измеренные при различных напряжениях источника питания разряда U : 1 – 400 В, 2 – 500, 3 – 600, 4 – 700, 5 – 800; $\tau_{\text{имп}} = 1$ мс; $I_{\text{макс}} = 180\text{--}450$ А; материал капилляра – политетрафторэтилен, $d = 1.4$ мм.

смесей во всем диапазоне реализуемой удельной мощности разряда $q = 20\text{--}100$ кВт/мм², изменение которой оказывает лишь небольшое влияние на абсолютные значения мольных долей химических элементов, но не меняет самого характера их распределения.

Рост удельной мощности разряда сопровождается ожидаемым увеличением концентрации электронов, абсолютные значения которой близки для обеих смесей² (рис. 2б и 3б). В то же время тенденция изменения температуры электронов существенно зависит от состава смеси: в смеси С+Н рост удельной мощности разряда сопровождается увеличением температуры (рис. 2а), а в смеси С+F – ее уменьшением (рис. 3а). Различными оказываются и абсолютные значения температуры электронов, которая на оси в смеси С+Н составляет $T_e = 3\text{--}3.5$ эВ, а в смеси С+F – в полтора раза ниже $T_e = 1.7\text{--}1.9$ эВ вследствие разных порогов возбуждения и ионизации атомов водорода и углерода.

Таким образом, измерив вблизи среза капилляра профили параметров разряда в смесях С+Н и С+F, с учетом особенности сверхзвукового течения на этом участке можно сформировать общее представление о параметрах плазмы и их радиальном распределении внутри капилляра, необходимое для дальнейшего анализа процессов разделения.

ГРАНИЦЫ ОБЛАСТИ, ТЕМПЕРАТУРА И СОСТАВ СМЕСИ

Главной проблемой исследования пристеночного слоя (кольца) капиллярной плазмы является его недоступность для спектральной диагностики и других экспериментальных измерений. Малая толщина (~ 0.1 мм) и небольшая интен-

сивность излучения на фоне мощных световых потоков из центральной области не позволяют получить экспериментальные данные о параметрах плазмы и их радиальном ходе в пристеночной области. Надежные измерения параметров в поперечном сечении плазменной струи удастся провести только на выходе из капилляра, где, однако, картина на периферии может существенно отличаться от радиальных профилей параметров внутри капилляра вследствие сложной газодинамики расширения струи [47]. Поэтому экспериментальные данные работ [21, 22, 36, 41] можно использовать для анализа плазмы внутри капилляра только в центральной области, занимающей большую часть поперечного сечения струи. От этих данных следует отталкиваться при моделировании кинетики плазмы пристеночной области.

Двумя другими ориентирами являются стехиометрическое отношение $q/p = 2$ и температура абляции материала стенки $C_p Y_q$ ($Y = \text{H}, \text{F}$), которая составляет $T_C = 0.06$ эВ для CH_2 и $T_C = 0.08$ эВ для CF_2 [4, 48]. Низкий уровень температуры у самой стенки позволяет считать, что в пристеночном слое она монотонно (и резко) возрастает к центру. Тем самым T является как бы координатой, заменяющей радиус r , по которой можно отслеживать поперечное изменение состава плазмы. На рис. 4 представлена температурная структура слоев капиллярной плазмы, которая будет далее подробно рассмотрена.

В зависимости от степени ионизации и температуры пристеночную область капиллярной плазмы можно разделить на две части: слой слабоионизированной, практически нейтральной, смеси у стенки и примыкающий к нему слой, в котором температура электронов достаточно высока для ионизации С, но мала для ионизации Н или F. Внутреннюю границу между этими слоями определим условием слабой ионизации углерода: $n_{C^+} = 0.1n_C$, при котором

² Следует учитывать, что вследствие расширения потока абсолютные значения концентрации и температуры электронов, измеренные вблизи среза капилляра, ниже, чем внутри капилляра.

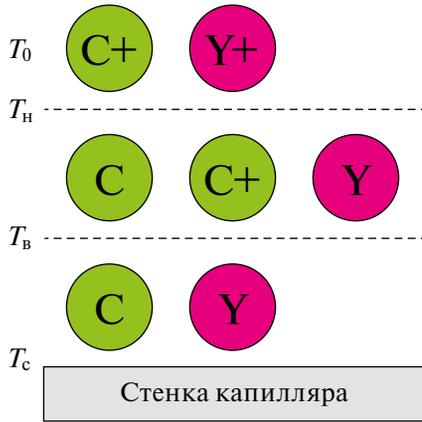


Рис. 4. Температурная структура плазменных слоев у стенки капилляра: $T_b = 0.8$ эВ – внутренняя и $T_n = 1.3–1.45$ эВ – наружная границы пристеночной области, Y = H, F.

трудноионизируемые компоненты H и F тем более нейтральны. При этом условием решением уравнений состояния

$$P = NT$$

и ионизационного равновесия

$$S_C(T) = n_e n_{C^+} / n_C$$

для обеих смесей с точностью до +5% (смесь H+C) и –5% (смесь F+C) является температурой на внутренней границе пристеночной области $T_b \approx 0.8$ эВ, слабо зависящая от внешних условий и соотношения между концентрациями легкого и тяжелого компонентов плазмы, которое полагалось равным исходной стехиометрии $q/p = 2$. Оценки сделаны для случаев, представленных на рис. 2 и 3, в предположении постоянства давления в пространстве между пристеночной областью и областью пиковых значений n_e . На рис. 4 это ближайшая к стенке граница. Здесь P – давление; N – общая концентрация атомов, ионов и электронов; S_C – константа ионизационного равновесия [43] углерода; n_{C^+} и n_C – концентрации C^+ и C.

Чтобы обозначить следующую наружную границу околостеночной области, рассмотрим аналогичное условие, при котором ионами трудноионизируемого компонента смеси в диффузионных потоках можно с разумной точностью пренебречь. Начнем с C+H, где таковыми являются ионы H^+ :

$$n_{C^+} / n_{H^+} > 10.$$

При равновесии Саха

$$n_{C^+} / n_{H^+} = (S_C / S_H) (n_C / n_H)$$

это условие имеет простой вид

$$T < T_n = (I_H - I_C) / \ln(\gamma n_H / n_C) \approx 1.45 \text{ эВ.} \quad (1)$$

Здесь n_{H^+} и n_H – концентрации ионов и атомов водорода, а численный коэффициент $\gamma = 2.5$ определяется отношением статистических весов:

$$\gamma = 10 g_C g_{H^+} / g_H g_{C^+}.$$

Данная оценка температуры на наружной границе пристеночной области T_n выполнена для $n_H / n_C = 2$ (стехиометрия материала стенки). Следует отметить, что в центре при $T = T_0 = 2.9$ эВ (см. рис. 2а) в ионном составе почти полностью ионизированной плазмы преобладают ионы водорода $n_{C^+} / n_{H^+} \approx 0.01$. При этом $\gamma \approx 2.5 \times 10^{-3}$ и из (1) следует $n_H / n_C \approx 10^3$.

Оценка (1), определяя границу T_n , скрывает соответствующий ей ионный состав плазмы, усложненный радиальным разделением компонентов (об этом речь пойдет ниже). Для проверки достоверности оценки необходимо рассчитать остальные параметры плазмы на найденной границе. Расчет произведем, отталкиваясь от характерных значений параметров плазмы в центре капилляра, приведенных на рис. 2 ($T_0 = 2.9$ эВ, $n_{e0} \approx 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Тем же условиям изобарического равновесия между центральной и пристеночной областями и локального термодинамического равновесия (ЛТР) при $n_H / n_C = 2$ отвечают следующие сочетания параметров.

Полная концентрация углеродного компонента, включая ионы, превышает водородный в $(n_{C^+} + n_C) / (n_{H^+} + n_H) \sim 5$ раз, что более достоверно в рассматриваемой области, чем указанная исходная стехиометрия (в соответствии с экспериментальными исследованиями [21, 22, 36, 41] водород собирается в центре капилляра, следовательно, углерод должен преобладать у стенки)³.

Равновесная степень ионизации плазмы на границе с температурой $T_n \approx 1.45$ эВ из-за легкой ионизируемости углерода составляет в рассматриваемых условиях величину 0.85, что требует учета ионного компонента в расчетах диффузионных скоростей. Поскольку $n_e \approx n_{C^+}$, то имеем в пристеночной области с $T < T_n$ тринитарную смесь: H, C и $C^+ + e$, которая на внутренней границе при $T < T_b$ переходит в нейтральную бинарную смесь H и C, а за наружной – при $T > T_n$ – в почти полностью ионизованную смесь со 100-кратным преобладанием ионов H^+ в центре [36, 41]. Эта структура слоев отражена на рис. 4. Во внутренней части пристеночного слоя (кольца) происходит основной рост температуры (от 0.06 эВ на стенке до 0.8 эВ). Далее от 0.8 до 1.45 эВ он происходит в тройной смеси, а затем до ~ 3 эВ на оси в четырехкомпонентной (добавляются ионы H^+).

³ Но даже в случае сохранения указанного стехиометрического отношения стенки для полных концентраций (тогда $n_H / n_C \approx 3.3$) температура получается незначительно меньше (1.1 эВ).

При этом в центре разряда концентрации атомов ничтожны [21, 22, 36, 41].

Концентрация электронов на наружной границе T_n в предположении ЛТР получается вдвое большей, чем в центре капилляра, что маловероятно и может свидетельствовать о наличии здесь ионизационной неравновесности вследствие ухода зарядов. Это обусловлено близостью стенки. Действительно, судя по экспериментальным данным радиального спада T (рис. 2а и 3а), полученным на выходном срезе капилляра, область “отсутствия” ионов Н занимает очень узкий участок радиуса ~ 0.1 мм, примыкающий к поверхности капилляра (радиус капилляра $R = 0.5\text{--}1.0$ мм).

Совместный уход зарядов на стенку – амбиполярная диффузия ионов и электронов [49–51] – может существенно снизить общую концентрацию ионов. Это в большей мере касается водорода из-за его легкости и особенности энергетической структуры, соответственно уменьшается доля H^+ в ионном составе по сравнению с равновесным случаем. Уменьшение связано с малой константой скорости ступенчатой ионизации атомов Н. При $T = 1$ эВ она на три порядка меньше аналогичной константы для атомов С. Это значит, что и n_{H^+} в пристеночной области может быть во столько же раз меньше n_{C^+} , так что полученные здесь при условии ЛТР граничные значения температуры являются оценками снизу.

Вместе с тем уже из этих предварительных оценок следует, что вблизи наружной границы тройной смеси $T_n \approx 1.45$ эВ и концентрация электронов, и степень ионизации за счет углерода выходят на высокие уровни, характерные для центральной области с водородным ионным составом. Сразу за этой границей из-за снижения доли легкоионизируемой углеродной составляющей плазмы и роста T происходит смена ионного состава с углеродного на водородный, которая может сопровождаться небольшим спадом n_e . Этот спад может быть причиной небольшого провала концентрации электронов на оси, регистрируемого на сверхзвуковом участке струи (рис. 2б и 3б).

Теперь рассмотрим особенности смеси С+F, характеризующейся более низкой температурой центральной области. Характерные пиковые значения $n_e = 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ отвечают $T_0 = 1.8$ эВ (рис. 3а), тогда как в С+Н $T_0 = 2.7\text{--}3.4$ эВ (рис. 2а). Изменение долей компонентов по радиусу тоже меньше, чем в предыдущем случае (см. рис. 3в), и для грубой оценки граничной температуры T_n используем стехиометрическое отношение материала стенки $(n_{F^+} + n_F)/(n_{C^+} + n_C) = q/p = 2$. В условиях ЛТР оно отвечает отношению

$n_F/n_C \approx 20$, что на порядок превышает отношение n_H/n_C (см. выше)⁴.

При этих соотношениях рассчитанная в приближении ЛТР наружная граница пристеночной области в этой смеси ($n_{C^+}/n_{F^+} = 10$) отвечает температуре $T_n \approx 1.3$ эВ. Концентрация электронов велика $n_e \approx 2.8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, но не превышает значений на оси, так что ионизационная неравновесность и амбиполярная диффузия здесь слабее. Это обусловлено двумя причинами: первая – большей удаленностью наружной границы пристеночной области от стенки вследствие значительно более низкой (в 1.5 раза) температуры на оси при близких граничных температурах T_n ; вторая – фтор в 19 раз тяжелее водорода и его ионы диффундируют медленнее.

Степень ионизации плазмы на границе T_n ($\sim 1/3$ в состоянии ЛТР) тоже ниже, чем в предыдущем случае, и также определяется ионами C^+ в тринарной смеси F, C и $C^+ + e$. В центральной области доля ионов F^+ возрастает, хотя ионы C^+ преобладают всюду (рис. 3в), что отличает эту смесь от смеси С+Н.

Таким образом, в пристеночной области стоит задача определения скоростей и коэффициентов диффузии в тринарной смеси Y, C и $C^+ + e$, которая в непосредственной близости к стенке при $T < T_b \approx 0.8$ эВ переходит практически в бинарную смесь атомов Y и C. В направлении к центру температура растет до значений $T_n \approx 1.3\text{--}1.45$ эВ, а концентрация электронов может достигать уровня центральной области разряда, которая занимает основной объем капилляра (см. рис. 2–4).

Следует отметить, что объединение электронного компонента плазмы при диффузии в бинарной смеси рассматривалось в [52] на примере ионизованного He. Диффузия в тринарной смеси для подобных сред рассматривалась в [53].

РАДИАЛЬНЫЕ ПОТОКИ ЧАСТИЦ В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ

Анализируя потоки частиц между стенкой и центром капилляра и опираясь на экспериментальные данные, можно сделать важные выводы, даже не прибегая к расчету диффузионных коэффициентов. Рассмотрим пристеночную область, где продольным потоком в первом приближении будем пренебрегать. Общий поперечный поток массы испаряющихся атомов со стенки в центр имеет простой вид

$$J = \rho v, \quad (2)$$

⁴ Поэтому использование значения $n_F/n_C = 2$, как это делалось для n_H/n_C , приводит к явно завышенной граничной температуре ($T_n = 2.44$ эВ), заметно превышающей даже T_0 .

где ρ – общая массовая плотность плазмы; v – ее гидродинамическая (или среднемассовая) скорость, направленная в центр. Выберем систему координат, в которой эта скорость положительна (радиус-вектор направлен к центру). Данная плазма создается разрядом в смеси двух компонентов: водорода (или фтора), $i = 1$, и углерода, $i = 2$. Каждый из них состоит из атомов и ионов, диффузионные потоки которых направлены навстречу друг другу. Здесь будем рассматривать только результирующие потоки. Речь пойдет, в основном, о смеси С + Н с указанием особенностей смеси С + F.

Для каждого из компонентов $i = 1, 2$ массовая плотность потока равна

$$J_i = \rho_i (v + V_i), \quad (3)$$

где V_i – скорость диффузии, $\rho_i = n_i m_i$ – массовая плотность компонентов, атомные массы составляют $m_1 = 1$, $m_2 = 12$ (в смеси С + F $m_1 = 19$). По определению, в стационарных условиях диффузионные потоки уравниваются друг друга [54–56]

$$\rho_1 V_1 = -\rho_2 V_2, \quad (4)$$

так что суммирование (3) по i дает (2): $J_1 + J_2 = J$.

Другое важное соотношение следует из граничных условий на стенке. Поскольку испаряющийся со стенки газ подчиняется стехиометрии соединений $C_p Y_q$, где $q/p = 2$, $Y = H, F$, то в соответствии с законом сохранения вещества стационарные плотности потоков атомов диссоциированной смеси в пристеночной области находятся в том же стехиометрическом соотношении:

$$\frac{n_1(v + V_1)}{n_2(v + V_2)} = \frac{q}{p} = 2, \quad (5)$$

т.е. стехиометрия материала стенки в движущейся плазме поддерживается не составом газов, а плотностями их потоков (при удалении от стенки нарастающий продольный поток нарушает это граничное условие). Умножая на атомные веса, получаем отношение массовых потоков:

$$\frac{J_2}{J_1} = \frac{\rho_2(v + V_2)}{\rho_1(v + V_1)} = \text{const} = \frac{m_2}{m_1} = 6. \quad (6)$$

Во фторуглеродной смеси это отношение в 19 раз меньше.

В отсутствие диффузии или при полном диффузионном равновесии ($V_i = 0$) условие (5) приняло бы вид $n_1^{\text{рав}}/n_2^{\text{рав}} = 2$. Потоки, имея одну скорость, переносили бы в центр то же самое массовое соотношение у стенки, отвечающее стехиометрии:

$$\rho_2^{\text{рав}}/\rho_1^{\text{рав}} = J_2/J_1 = m_2/2m_1 = 6 - 6/19. \quad (7)$$

В действительности этого не происходит, отношение концентраций меняется по радиусу, следовательно, диффузионные скорости не могут быть нулевыми. Это первый важный вывод из анализа потоков.

Из основополагающих уравнений (4) и (5) нетрудно найти простую связь между отношениями скоростей и концентраций, которая понадобится в дальнейшем при решении диффузионной задачи:

$$\frac{V_1}{v} = \frac{2n_2/n_1 - 1}{1 + 2m_1/m_2} = \frac{6}{7}(2n_2/n_1 - 1), \quad (8)$$

$$\frac{V_2}{v} = \frac{2 - n_1/n_2}{2 + m_2/m_1} = -\frac{2 - n_1/n_2}{14}. \quad (9)$$

В согласии с экспериментальными данными диффузия должна обеспечить преобладание водорода в центральной области капилляра, т.е. скорость V_1 должна быть направлена в центр, как и v . Тогда, в силу условия (4), поток диффузии атомов С направлен к стенке, т.е. V_2 – отрицательная величина (в соответствии с этим (8) и (9) имеют разные знаки). Следовательно, результатом диффузии является усиление потока J_1 и ослабление потока J_2 , но с сохранением своего направления от стенки, иначе углерод вообще не попадал бы в пространство капилляра. Это ограничивает пределы возможного изменения обоих потоков условием недостижимости в пристеночной плазме исходной стехиометрии: $n_1/n_2 < 2$. Водорода всегда должно быть меньше. При этом отношение (8) всегда положительно, а (9) – отрицательно.

Таким образом, диффузия приводит к большому отклонению от стехиометрии стенки не только на оси, но и на периферии капилляра. Это второй важный вывод.

Но самое главное заключается в зависимостях отношений скоростей (8) и (9) от отношения концентраций. При $n_2/n_1 > 1$ скорость диффузии водорода в центр (8) может достигать значительных величин $V_1 > v$, при том что скорость диффузии углерода к стенке (9) всегда мала – $V_2 \leq v/7$. Значит, именно диффузия является тем кинетическим механизмом, который способен многократно ускорить водородный и замедлить углеродный потоки со стенок капилляра, обеспечивая преобладание водорода в центральной области, а углерода – около стенок.

По данным экспериментов это преобладание может быть весьма велико: при определенных условиях в центральной области капилляра водородная доля в 100 и более раз превышает углеродную [38, 41] (см. также рис. 2в). При этом даже пятикратное преобладание углерода в нейтральной смеси С + Н внутреннего пристеночного слоя приводит к очень большому отличию скоростей

радиальных потоков Н и С. Скорости диффузии, согласно (4), будут соотноситься как

$$-\frac{V_1}{V_2} = \frac{m_2 n_2}{m_1 n_1} = 12 \frac{n_2}{n_1} = 60,$$

а результирующие скорости движения легких и тяжелых частиц к центру, согласно (5), как

$$\frac{v + V_1}{v + V_2} = \frac{2n_2}{n_1} = 10.$$

При этом скорость диффузии водорода V_1 в ~8 раз больше, а скорость диффузии углерода V_2 примерно во столько же раз меньше их гидродинамической скорости v .

В этом различии скоростей и состоит причина разделения компонентов испаряющейся со стенки капилляра смеси и заполнения водородом центральной области. Соотношение скоростей и степень разделения зависят от внешних параметров, прежде всего от энерговклада.

Особенностями смеси С+F, где углерод как более легкий элемент занимает место водорода, являются обратные направления скоростей V_i и более слабая диффузия к центру капилляра близких по массе атомов F и С, особенно фтора. В результате радиальное изменение состава плазмы заметно меньше, чем в смеси С+Н (ср. рис. 2в и 3в). Аналогичные (8) и (9) отношения скоростей в пристеночной области имеют вид

$$\frac{V_1}{v} = -\frac{V_i^p}{50} \left(1 - 2 \frac{n_2}{n_1} \right), \quad (10)$$

$$\frac{V_2}{v} = \frac{19}{50} \left(\frac{n_1}{n_2} - 2 \right). \quad (11)$$

Вследствие не столь значительного доминирования углерода в центре, состав смеси С+F в пристеночной области ближе к исходной стехиометрии с небольшим преобладанием F: $n_1/n_2 > 2$. Тогда, в соответствии с уравнениями (10) и (11), обе скорости диффузии V_1 и V_2 малы по сравнению с гидродинамической скоростью потока от стенки v и разница между уравнениями (10) и (11) может быть невелика. При этом все же скорость диффузии более легкого углерода как минимум втрое выше, чем у фтора. Таким образом, уже на этапе данного предварительного исследования видна ограниченность диффузии в пристеночной смеси С+F, имеющей к тому же малый коэффициент термодиффузии [38].

ДИФфуЗИОННЫЕ МЕХАНИЗМЫ РАЗДЕЛЕНИЯ СМЕСЕЙ

Следует пояснить, что рассмотренные результирующие скорости V_i определяются разницей основных диффузионных потоков атомов и ио-

нов. Для С это встречные потоки диффузии атомов в центр $\rho_C V_C$ и амбиполярной диффузии ионов с электронами на стенку $\rho_{C^+} V_{C^+}$:

$$\rho_2 V_2 = \rho_C V_C + \rho_{C^+} V_{C^+}, \quad (12)$$

где V_C и V_{C^+} имеют разные знаки. Для почти нейтральных в пристеночной области Н или F это тоже совокупность разнонаправленных потоков, порождаемых диффузионной силой (градиентом доли концентрации) и термодиффузией.

В пристеночном, сравнительно нейтральном слое с большим температурным градиентом (от $T_C \approx 0.06-0.08$ эВ до $T_B \approx 0.8$ эВ) разделение компонентов производит термодиффузия. В следующем слое, между T_B и $T_H \approx 1.3-1.45$ эВ подключается амбиполярная диффузия. Рассмотрим это подробнее.

Вследствие легкоионизируемости углерода степень ионизации этого слоя – наружной части пристеночной области – в обеих смесях достаточно велика (см. выше), тогда как более холодный внутренний слой, примыкающий к стенке, ионизован слабо. Это порождает мощный поток амбиполярной диффузии ионов C^+ и электронов по направлению к стенке. В стационарных условиях при слабом продольном движении вблизи стенки этот поток находится практически в равновесии со встречным потоком диффузии атомов С в центр капилляра. Поэтому результирующий поток радиальной диффузии углеродного компонента $\rho_2 V_2$ мал по сравнению с каждой из его составляющих из уравнения (12).

Равновесие означает “холостой” ход диффузионного движения в центр, потому что амбиполярная диффузия препятствует прохождению атомов в центральную область. Возникает своего рода циклическое движение углеродного компонента: атомы, двигаясь от стенки, попадают во второй, ионизированный слой пристеночной плазмы, откуда в виде ионов так же быстро возвращаются назад. Лишь небольшая их часть сравнительно медленно со скоростью $v + V_2$ “пробивается” в центральную область.

Эта задержка углерода и является вторым механизмом разделения компонентов смеси, наряду с термодиффузией в соседнем нейтральном слое. В плазме со фтором этот механизм тоже работает слабее, так как температура там значительно (в 1.5 раза) ниже и граница пристеночной области дальше удалена от стенки, чем в плазме с водородом.

Таким образом, в исследуемой разрядной плазме разделение компонентов испаряющихся со стенок капилляра смесей осуществляется, по меньшей мере, в два этапа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе имеющихся экспериментальных данных предпринята попытка разобраться в сложной пространственно организованной кинетике разряда в узком капилляре, заполняемом потоком газовой смеси с его стенок, который истекает наружу в виде плазменной струи. Показано, что в этой кинетике ключевую роль играет диффузия, являющаяся промежуточным радиальным звеном выноса вещества стенок наружу и механизмом поперечного разделения легкого и тяжелого компонентов смеси. Легкий газ (H или C), ионизуясь, сосредотачивается в центре капилляра, а тяжелый (C или F) – на его периферии. Разделение связано как со свойствами этих газов (такими, как ионизационная способность), так и с сильной поперечной неоднородностью состава и температуры капиллярной плазмы в пристеночной области, которой и посвящена данная работа. Проведена систематизация поперечной структуры плазменных слоев, которая приводит к необходимости дальнейшего исследования. Например, для решения диффузионной задачи необходимо знать скорость потока атомов v в момент испарения со стенок капилляра.

Прежде всего, в пристеночной области требуется определить скорости и коэффициенты диффузии в тринарной смеси H (F), C и $C^+ + e$, которая в непосредственной близости к стенке при $T \leq 0.8$ эВ переходит практически в бинарную смесь атомов H (F) и C, где главную роль играет термодиффузия (температура резко падает к стенке до 0.06–0.08 эВ). В направлении к центру главную роль будет играть совместная диффузия ионов C^+ и электронов, поскольку температура растет до значений 1.3–1.45 эВ и концентрация электронов может достигать уровня центральной области разряда, занимающей основную часть капилляра. Оба эти процесса (термодиффузия и амбиполярная диффузия) способствуют радикальному разделению компонентов плазмы.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (госзадание № 075-01129-23-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Огуцова Н.Н., Подмошенский И.В., Шелемина В.М. Зависимость температуры и давления плазмы капиллярного разряда с испаряющей стенкой от геометрии капилляра и тока разряда // ТВТ. 1968. Т. 6. № 1. С. 48.
2. Минько Л.Я. Получение и исследование импульсных плазменных потоков. Минск: Наука и техника, 1970. 184 с.
3. Ibrahim E.Z. The Ablation Dominated Polymethylmethacrylate Arc // J. Phys. D: Appl. Phys. 1980. V. 13. № 9. P. 2045.
4. Keidar M., Boyd I.D. Ablation Study in the Capillary Discharge of an Electrothermal Gun // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. № 5. P. 053301.
5. Ruchti C.B., Niemeyer L.E. Ablation Controlled Arcs // IEEE Trans. Plasma Sci. 1986. V. 14. № 4. P. 423.
6. Zhang J., Li X., Hang Y., Yang W. An Electrothermal Plasma Model Considering Polyethylene and Copper Ablation Based on Ignition Experiment // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. № 23. P. 235204.
7. Niemeyer L.E. Evaporation Dominated High Current Arcs in Narrow Channels // IEEE Trans. Power Appar. Syst. 1978. V. PAS-97. № 3. P. 950.
8. Kim J.U., Clemens N.T., Varghese P.L. Experimental Study of the Transient Underexpanded Jet Generated by an Electrothermal Capillary Plasma // J. Propuls. Power. 2002. V. 18. № 6. P. 1153.
9. Kameshima T., Kotaki H., Kando M. et al. Laser Pulse Guiding and Electron Acceleration in the Ablative Capillary Discharge Plasma // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. № 9. P. 093101.
10. Kaganovich D., Sasorov P., Cohen C., Zigler A. Variable Profile Capillary Discharge for Improved Phase Matching in a Laser Wakefield Accelerator // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 75. № 6. P. 772.
11. Edamitsu T., Tahara H. Experimental and Numerical Study of an Electrothermal Pulsed Plasma Thruster for Small Satellites // Vacuum. 2006. V. 80. № 11–12. P. 1223.
12. Ryzhkov S.V. Current State, Problems, and Prospects of Thermonuclear Facilities Based on the Magneto-inertial Confinement of Hot Plasma // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2014. V. 78. № 5. P. 456.
13. Witherspoon F.D., Case A., Messer S.J., Bomgardner R., Phillips M.W., Brockington S., Elton R. A Contoured Gap Coaxial Plasma Gun with Injected Plasma Armature // Rev. Sci. Instrum. 2009. V. 80. P. 083506.
14. Rott M. The LRT/TUM Small Caliber Electrothermal Accelerator // IEEE Trans. Magn. 1993. V. 29. № 1. P. 597.
15. Dyvik J., Herbig J., Appleton R., O'Reilly J., Shin J. Recent Activities in Electrothermal Chemical Launcher Technologies at BAE Systems // IEEE Trans. Magn. 2007. V. 43. № 1. P. 303.
16. Baranov O., Bazaka K., Kersten H., Keidar M., Cvelbar U., Xu S., Levchenko I. Plasma under Control: Advanced Solutions and Perspectives for Plasma Flux Management in Material Treatment and Nanosynthesis // Appl. Phys. Rev. 2017. V. 4. № 4. P. 041302–1.
17. Samal S. Thermal Plasma Technology: The Prospective Future in Material Processing // J. Clean. Prod. 2017. V. 142. P. 3131.
18. Авраменко Р.Ф., Бахтин Б.И., Николаева В.И., Пискачев Л.П., Широков Н.Н. Исследование плазменных образований, инициируемых эрозионным разрядом // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 12. С. 57.
19. Александров А.Ф., Тимофеев И.Б., Черников В.А., Юсупалиев У. Плазменный тороидальный вихрь в воздухе // ТВТ. 1988. Т. 26. № 4. С. 639.
20. Андрианов А.М., Сеницын В.И. Использование эрозионного разряда для моделирования одного из возможных видов шаровой молнии // ЖТФ. 1977. Т. 47. № 11. С. 2318.

21. Пащина А.С., Ефимов А.В., Чиннов В.Ф. Оптические исследования многокомпонентной плазмы капиллярного разряда. Дозвуковой режим истечения // ТВТ. 2016. Т. 54. № 4. С. 513.
22. Пащина А.С., Ефимов А.В., Чиннов В.Ф. Оптические исследования многокомпонентной плазмы капиллярного разряда. Сверхзвуковой режим истечения // ТВТ. 2017. Т. 55. № 5. С. 669.
23. Leonov S., Nebolsin V., Shilov V. Effectiveness of Plasma Jet Effect on Bodies in an Airflow // I Int. Workshop Perspectives of MHD and Plasma Technologies in Aerospace Applications / Ed. Bitururin V. Moscow: IVTAN, 1999. P. 58.
24. Пащина А.С., Дегтярь В.Г., Калашиников С.Т. СВЧ-антенна на основе импульсной плазменной струи // ТВТ. 2015. Т. 53. № 6. С. 839.
25. Pashchina A.S., Karmatsky R.E., Klimov A.I. The Creation of Hypersonic Flows by a Powerful Impulse Capillary Discharge // Tech. Phys. Lett. 2017. V. 43. № 11. P. 1033.
26. Pashchina A.S., Karmatsky R.E. Using Triple Langmuir Probe Method for Study High-speed Plasma Flow Created by a Pulsed Capillary Discharge // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 1112. P. 012023.
27. Белов С.Н. Расчет осевого распределения параметров плазмы капиллярного разряда с испаряемой стенкой // Журн. прикл. спектроскопии. 1978. Т. 28. № 4. С. 605.
28. Zhang J., Li X., Chen L., Zhao Y., Liang L., Xiao X. Investigation of Geometric Effect in Capillary Discharge Plasma Generator Using an Improved Ablation Model // J. Phys. D: Appl. Phys. 2020. V. 53. № 23. P. 235201.
29. Wang W., Kong L., Geng J., Wei F., Xia G. Wall Ablation of Heated Compound-materials into Non-equilibrium Discharge Plasmas // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. № 7. P. 074005.
30. Li R., Li X., Jia S., Murphy A.B. A Two-dimensional Capillary Discharge Model Considering the Ablation and Deposition Processes // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. № 9. P. 093302.
31. Kovitya P., Lowke J.J. Theoretical Predictions of Ablation-stabilised Arcs Confined in Cylindrical Tubes // J. Phys. D: Appl. Phys. 2000. V. 17. № 6. P. 1197.
32. Kim K., Peterson D.R. A Low Aspect Ratio Electrothermal Gun for Metal Plasma Vapor Discharge and Ceramic Nanopowder Production // J. Mech. Sci. Technol. 2008. V. 22. № 7. P. 1408.
33. Keidar M., Boyd I.D., Beilis I.I. Model of an Electrothermal Pulsed Plasma Thruster // J. Propuls. Power. 2003. V. 19. № 3. P. 424.
34. Kozakov R., Kettlitz M., Weltmann K.-D., Steffens A., Franck C.M. Temperature Profiles of an Ablation Controlled Arc in PTFE: I. Spectroscopic Measurements // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. № 8. P. 2499.
35. Schneiderbach H., Uhrland D., Franke S., Seeger M. Temperature Profiles of an Ablation Controlled Arc in PTFE: II. Simulation of Side-on Radiances // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40. № 8. P. 7402.
36. Pashchina A.S. Demixing in the Plasma Created in Capillary Discharges with Polymeric Wall // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 2100. № 1. P. 012002.
37. Pashchina A.S. The Influence of Spatial Inhomogeneity of Pulsed Capillary Discharge on the Gas Dynamics of Multicomponent Plasma // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 1112. № 1. P. 012013.
38. Pashchina A.S. Measurements of Electron Number Density and Temperature in a Supersonic Plasma Jet by Optical Emission Spectroscopy // J. Phys. Conf. Ser. 2021. V. 2100. № 1. P. 012003.
39. Pashchina A.S., Chinnov V.F., Efimov A.V. Estimation of Gas-dynamic Characteristics of Supersonic Plasma Jets Based on Spectroscopy Results // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1698. № 1. P. 012009.
40. Becerra M., Pettersson J., Franke S., Gorchakov S. Temperature and Pressure Profiles of an Ablation-controlled Arc Plasma in Air // J. Phys. D: Appl. Phys. 2019. V. 52. P. 434003.
41. Pashchina A.S. On the Reasons of Spatial Heterogeneity of the Plasma Chemical Composition in Ablation Controlled Discharges // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1698. № 1. P. 012008.
42. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980. 240 с.
43. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 378 с.
44. Очкин В.Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2006. 472 с.
45. Преображенский Н.Г., Пикалов В.В. Неустойчивые задачи диагностики плазмы. Новосибирск: Наука, 1982. 240 с.
46. Пикалов В.В. Томография плазмы. В кн.: Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. 2 / Под ред. Фортова В.Е. М.: Наука, 2002. С. 563.
47. Лукьянов Г.А. Сверхзвуковые струи плазмы. Л.: Машиностроение, 1985. 264 с.
48. Burton R.L., Turchi P.J. Pulsed Plasma Thrusters // J. Propuls. Power. 1998. V. 14. № 5. P. 716.
49. Елецкий А.В., Палкина Л.А., Смирнов Б.М. Явления переноса в слабоионизированной плазме. М.: Атомиздат, 1975. 336 с.
50. Смирнов Б.М. Свойства газоразрядной плазмы. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2010. 363 с.
51. Raizer Yu.P. Gas Discharge Physics / Ed. Allen J.E. Berlin—Heidelberg: Springer, 1991. 449 p.
52. Коршунов О.В., Кавыркин Д.И., Чиннов В.Ф. Диффузия и плотность атомов в сильноионизированной неоднородной плазме He // ТВТ. 2022. Т. 60. № 6. С. 803.
53. Коршунов О.В., Кавыркин Д.И., Чиннов В.Ф. Диффузия столкновительной плазмы на примере сильноточной дуги в He. Бинарная и тринарная ионизованные смеси // ТВТ. 2023. Т. 61. № 5. С. 645.
54. Мак-Даниэль И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах / Под ред. Смирнова Б.М. М.: Мир, 1976. 422 с.
55. Ferziger J.H., Kaper H.G. Mathematical Theory of Transport Processes in Gases. Amsterdam—London: North-Holland Pub. Co., 1972. 555 p.
56. Силин В.П. Введение в кинетическую теорию газов. М.: Изд-во Физ. ин-та им. П.Н. Лебедева РАН, 1998. 338 с.