A. S. Margevich, A. V. Potapov, Theoretical investigation of a low-pressure arc discharge in a cylindrical diode,
Prikl. Mekh. Tekh. Fiz., 1971, Volume 12, Issue 6, 170–174

Это обуславливается значительно более высоким давлением рабочей среды ЭГД-движителя.

На фиг. 3 представлена зависимость оптимальной миделевой тяги ступени ЭГД-движителя от диэлектрических свойств среды, точнее от отношения пробойного напряжения к соответствующему межэлектродному расстоянию U / L. Фиг. 3 определяет конструктивную целесообразность применения ЭГД-движителя в тех или иных условиях. В частности, точка *1* соответствует условиям атмосферы Земли, точка *3* — атмосферы Венеры, а точка *2* — условиям в диэлектрических жидкостях.

Для проверки теоретических выводов была изготовлена и испытана летающая модель ЭГД-движителя. Модель представляет собой две параллельные, скрепленные между собой изолятором рамы (площадью 100 *см*²), к которым подводилась регулируемая разность потенциалов порядка 10 ÷ 15 *кв*. На верхней раме перпендикулярно ее плоскости закреплены 50 игл на расстоянии 10 *мм* одна от другой. На нижнюю раму натянута металлическая сетка. Отверстия сетки служат соплом, так как ее «живое» сечение меньше общей площади рамы. Подбором сетки с различным живым сечением регулировался режим работы ЭГД-движителя по скорости.

В экспериментах измерялись вольт-амперная и тяговая характеристики ЭГД-движителя. Тяга определялась по весу модели в режимах, когда подъемная сила полностью уравновешивала силу земного притяжения и модель зависала в воздухе, не поднимаясь и не опускаясь.

На фиг. 2 на теоретические кривые нанесены экспериментальные точки. Удовлетворительное совпадение теоретических и экспериментальных данных показывает пригодность квазиодномерной теории для целей расчета и прогнозирования характеристик ЭГД-движителя.

ЭГД-движители обладают специфическими свойствами, которые определяют область их применения. В атмосфере Земли ЭГД-движитель не может конкурировать с другими типами движителей вследствие меньших значений η и развиваемых миделевых тяг. Однако в атмосферах планет с высоким давлением и составом газов, обладающих большой электрической прочностью, ЭГД-движители вполне конкурентноспособны, учитывая их простоту, отсутствие движущихся частей, отсутствие необходимости в запасе рабочего тела и т. д. Кроме того, ЭГД-движители могут быть использованы для передвижения деталей приборов, датчиков и т. п. в диэлектрических жидкостях.

Поступила 4 VII 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Stuetzer O. M. Ion drag pumps. J. Appl. Phys., 1960, vol. 31, No. 1.
2. Бортников Ю. С., Нестеров В. А., Рубашов И. Б. Исследование характеристик ступеней ионно-конвекционного насоса. ПМТФ, 1968, № 4.
3. Бортников Ю. С., Рубашов И. Б. Некоторые вопросы исследования системы уравнений электрогазодинамики. Магнитная гидродинамика, 1968, № 2.

УДК 537.525.1

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ДИОДЕ

А. С. Маргевич, А. В. Потапов

(Москва)

На основе систематических численных расчетов дугового разряда в коаксиальном межэлектродном зазоре получены зависимости падений потенциала, концентрации и температуры электронов от величины плотности тока, давления плазмы, азимутального магнитного поля и расстояния между электродами. Сделаны общие выводы по наблюдающимся закономерностям.

Разряд низкого давления исследовался во многих теоретических и экспериментальных работах, например [1–3].

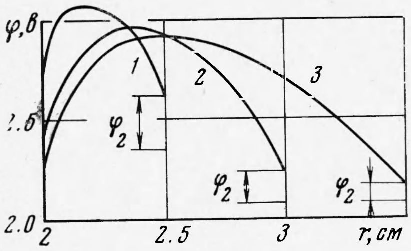
В данной работе рассматривается изменение параметров плазмы в цилиндрическом диоде с азимутальным магнитным полем в зависимости от условий разряда. Внутренний цилиндрический электрод считается катодом, наружный — анодом. Азимутальное магнитное поле создается электрическим током, текущим соосно с диодом. Задача решается в одномерной постановке, соответствующей случаю, когда основные параметры разряда имеют поперечные градиенты, много большие продольных, и основную роль играют радиальные диффузионные потоки. Плазма предполагается термодинамически неравновесной по составу, причем ионизационно-рекомбинационные процессы носят столкновительный характер, а на электродах происходит полная рекомбинация ионов. Допускается, что электроны имеют распределение, слабо отличающееся от максвелловского, и для электронного газа вполне применимы уравнения переноса газодинамического типа. Предполагается, что смесь ионов и атомов образует однотемпературный газ тяжелых частиц. За исключением узких слоев у электродов в плазме выполняется условие квазинейтральности. В тепловом балансе потеря энергии посредством излучения не существенна.

Теоретический расчет в отличие от [1,3] проводится на основе более точной системы уравнений переноса, полученной в работах [4,5] в 13-моментном приближении. При этом считается, что $\sqrt{\varepsilon/\theta} \ll 1$, где ε — отношение масс электрона и иона, θ — отношение температур газа тяжелых частиц и электронов. Уравнения записываются для одномерного осесимметричного случая и в уравнение сохранения ионов добавляется член, связанный с рождением частиц. Этот кинетический член, описывающий изменение числа ионов в единице объема за счет ионизационно-рекомбинационных процессов, берется в виде

$$\Gamma = K_1 n_e (n_a - n_a^\circ)$$

для однотемпературной плазмы тождественном обычной форме [3]. Здесь K_1 — коэффициент скорости ионизации, n_e — концентрация электронов, n_a — концентрация атомов, n_a° — равновесная концентрация атомов при фактической концентрации электронов. Равновесная концентрация n_a° рассчитывается с учетом двухтемпературности плазмы по статистическому соотношению из работы [6]. Введенное изменение в применявшийся ранее способ расчета приводит к тому, что равновесное состояние в двухтемпературной плазме, получающееся из расчета ионизационно-рекомбинационного процесса, будет находиться в соответствии со статистическим расчетом. Граничные условия учитывают физическую схему, использованную в работах [7, 8]. Однако выражение для потока ионов на стенку в сравнении с этими работами увеличивается вдвое в соответствии с принятым предположением об одностороннем движении ионов на внешней границе ленгмюровского слоя.

Поставленная краевая задача сводилась к решению задачи Коши для системы обыкновенных дифференциальных уравнений с последующим уточнением решения итерационным методом Ньютона. Для получения первоначального (еще не удовлетворяющего всей системе граничных условий) решения задачи Коши на всем заданном интервале межэлектродного промежутка был использован метод случайного поиска нахождения экстремума функций многих переменных.



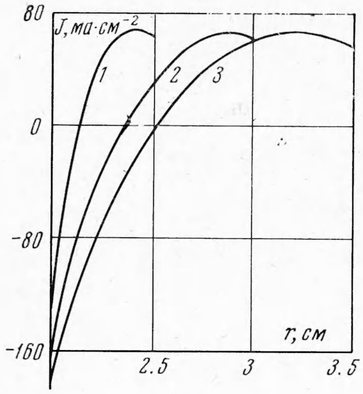
Фиг. 1

Данное исследование дугового разряда низкого давления в цилиндрическом диоде проводилось применительно к литиевой плазме, характеризующейся массой иона $m = 11.52 \cdot 10^{-24}$ *г* и потенциалом ионизации $V = 5.39$ *эв*. Взятые в расчете газокинетические сечения диффузии при температурах $2000 \div 10000°$ K лежали в пределах $Q_{ea} = (2.4 \div 3.2) \cdot 10^{-14}$ *см*², $Q_{ai} = (6.6 \div 8.5) \cdot 10^{-14}$ *см*², коэффициент скорости ионизации $K_1 = 2 \cdot 10^{-17} \div 7.9 \cdot 10^{-9}$ *см*³/*сек*. Принимались неизменными радиус внутреннего электрода $r_1 = 20$ *мм*, температуры катода и анода $T_1 = T_2 = 2700°$ K, плотность тока термоэлектронной эмиссии $j_0 = 1.47$ *а*/*см*².

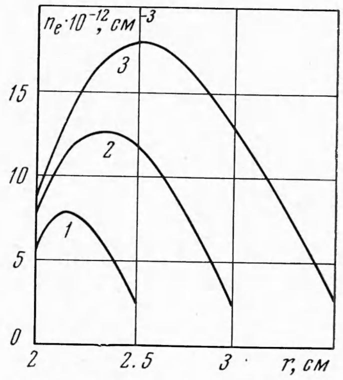
Результаты численного решения указанной краевой задачи на ЭЦВМ в диапазоне давлений $p_1 = 0.1 \div 0.3$ *мбар*, плотностей тока $j_1 = 1.10 \div 2.17$ *а*/*см*², магнитной индукции $B_1 = 15 \div 50$ *гс*, размеров межэлектродного промежутка $L = 5 \div 15$ *мм* приведены на фиг. 1—11 (расстояние r отсчитывается от оси симметрии). Проверка решения по критерию из работы [9] показала, что в указанных вариантах в областях разряда с заметной ролью рекомбинации последняя имеет бо́льшее значение в тройном столкновении, чем рекомбинация излучением. Температура тяжелой компоненты плазмы в этих вариантах мало отличается от температуры электродов. Анализ показал, что принятые в расчете давления $p_1 > 0.1$ *мбар* при величине межэлектродного промежутка $L > 5$ *мм* находятся еще в области допустимых значений для использования взятой системы уравнений.

Для фиг. 1—4 $p_1 = 0.1$ *мбар*, $j_1 = 1.3$ *а/см²*, $B_1 = 50$ *гс*; кривая *1* соответствует $L = 5$ *мм*, кривая *2* — $L = 10$ *мм*, кривая *3* — $L = 15$ *мм*. При этом потенциал в плазме φ отсчитывается относительно катода, а φ_1 и φ_2 суть прикатодное и прианодное падения потенциала.

Исследование изменения распределения параметров плазмы в зависимости от величины межэлектродного зазора L (фиг. 1—4) показало, что при заданных плотности

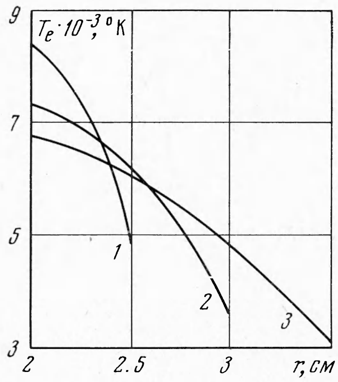


Фиг. 2

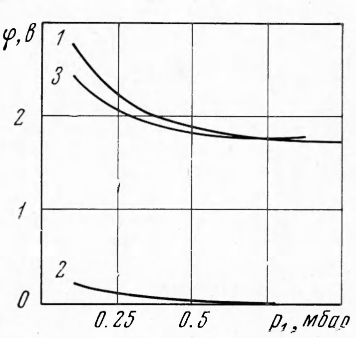


Фиг. 3

тока j_1 и давлении p_1 у катода с увеличением L растут максимальная электронная концентрация n_e^*, электронная концентрация у катода n_{e1}, максимальный потенциал в плазме относительно внешней границы ленгмюровского слоя у катода $\varphi^* - \varphi_1$ и относительный размер примыкающей к аноду области рекомбинации $\Delta r/L$; падают электронные температуры T_e, разности потенциалов в ленгмюровском катодном и анодном слоях φ_1 и φ_2; остается практически неизменной концентрация электронов у анода n_{e2} и слабо меняется (с тенденцией уменьшения) ток диффузии ионов j_2.



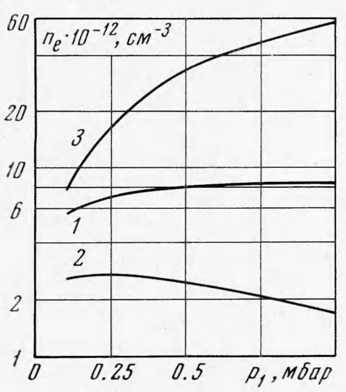
Фиг. 4



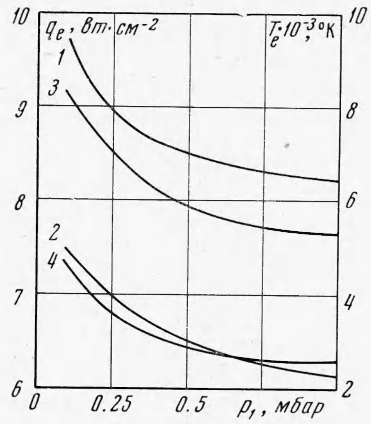
Фиг. 5

Для фиг. 5—8 $j_1 = 1.3$ *а/см²*, $B_1 = 50$ *гс*, $L = 5$ *мм*, фиг. 9, 10 — $p_1 = 0.3$ *мбар*, $B_1 = 50$ *гс*, $L = 5$ *мм*, фиг. 11 — $p_1 = 0.1$ *мбар*, $j_1 = 1.3$ *а/см²*, $L = 5$ *мм*. На фиг. 5 и фиг. 9 кривые *1* и *2* показывают падение потенциала в прикатодном и прианодном слоях, кривая *3* — общую разность потенциалов; на фиг. 6, 10, 11, 8 кривые *1* и *2* — концентрацию электронов и степень ионизации на внешней границе ленгмюровского слоя соответственно у катода и анода, кривая *3* — максимальное значение концентрации и степени ионизации; на фиг. 7 кривые *1* и *2* — поток энергии (с учетом энергии ионизации), а *3* и *4* — температуру электронов у катода и анода.

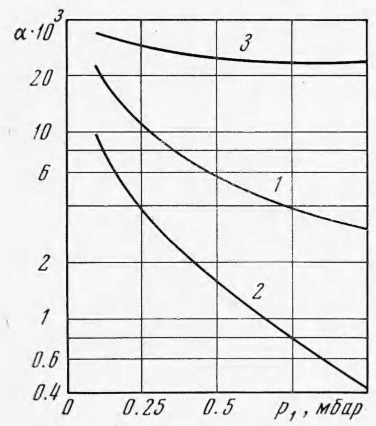
Систематические расчеты разряда при постоянном межэлектродном зазоре L с неизменными плотностью тока j_1 и магнитной индукцией B_1 у катода (фиг. 5—8) показали, что с ростом давления p_1 максимальная электронная концентрация n_e^* и электронная концентрация у катода n_{e1} растут, концентрация у анода n_{e2} имеет при некотором давлении максимум, электронная температура T_e и степень ионизации α



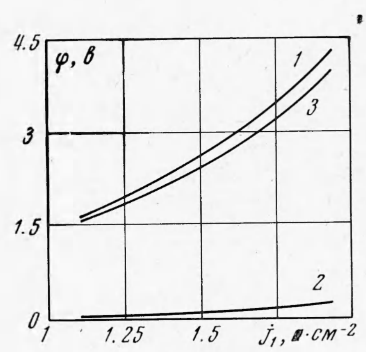
Фиг. 6



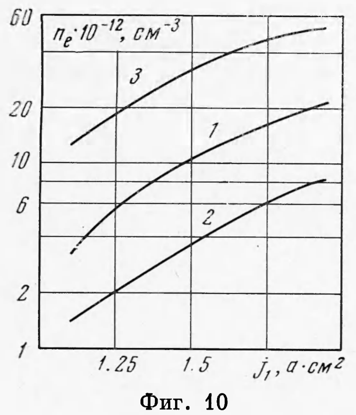
Фиг. 7



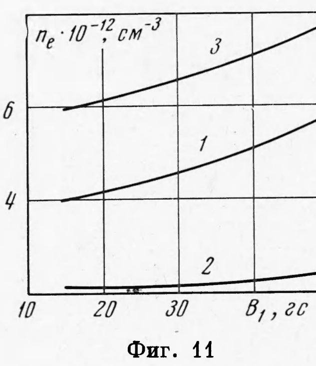
Фиг. 8



Фиг. 9



Фиг. 10



Фиг. 11

падают; концентрация и температура электронов у катода остаются в исследованном диапазоне параметров неизменно выше соответствующих значений величин у анода.

Увеличение плотности тока (фиг. 9 и фиг. 10), как и возрастание магнитного поля (фиг. 11), вызывают рост концентраций электронов n_{e1} и n_{e2}, температуры электронов у катода T_{e1}, разности потенциалов в приэлектродных слоях φ_1, φ_2 и падение электронной температуры у анода T_{e2}; общая разность потенциалов U с увеличением тока растет.

Выполненная работа показывает плодотворность численных исследований газового разряда с помощью ЭЦВМ. Приведенные материалы облегчат дальнейшую теоретическую работу по изучению газового разряда с использованием вычислительной техники, для успешного проведения которой необходимы общие представления о закономерностях и порядках величин параметров разряда.

Поступила 31 III 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Стаханов И. П., Степанов А. С., Пащенко В. П., Гуськов Ю. К. Плазменное термоэмиссионное преобразование энергии. М., Атомиздат, 1968.
2. Ковров П. Е., Кислов А. Я., Морозов А. И., Токарев Л. Г., Тилинин Г. Н. Распределение токов и потенциала в квазистационарном коаксиальном плазменном ускорителе. Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы (тезисы докладов), Киев, «Наукова думка», 1966.
3. Бакшт Ф. Г., Дюжев Г. А., Коробова И. Л., Каплан В. Б., Марциновский А. М., Мойжес Б. Я., Шахназарова Г. А., Юрьев В. Г. Низковольтная дуга в термоэмиссионных преобразователях. Сравнение теории с экспериментом. Ж. техн. физ., 1968, т. 38, вып. 7.
4. Алиевский М. Я., Жданов В. М. Уравнения переноса для неизотермической многосортной плазмы. ПМТФ, 1963, № 5.
5. Алиевский М. Я., Жданов В. М., Полянский В. А. Тензор вязких напряжений и тепловой поток в двухтемпературном частично ионизованном газе. ПМТФ, 1964, № 3.
6. Потапов А. В. Химическое равновесие многотемпературных систем. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, вып. 1.
7. Лебедев А. Д. К вопросу о приэлектродных явлениях в газовом разряде. Ж. техн. физ., 1968, т. 38, вып. 10.
8. Бакшт Ф. Г., Мойжес Б. Я. К теории низковольтной дуги в цезии. Ж. техн. физ., 1965, т. 35, вып. 2.
9. Гуревич А. В., Питаевский Л. П. Коэффициент рекомбинации в плотной низкотемпературной плазме. ЖЭТФ, 1964, т. 46, вып. 4.

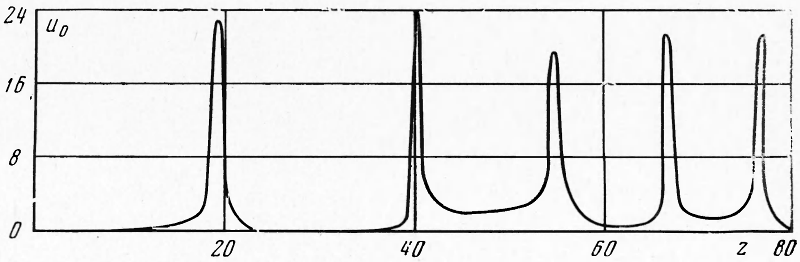
УДК 534.222

ЭВОЛЮЦИЯ КОЛЬЦЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

В. В. Соболев, В. С. Сынах

(Новосибирск)

В работе Г. А. Аскарьяна и В. Б. Студенова [1] впервые теоретически и экспериментально исследован вопрос о поведении стационарного кольцевого светового пучка в нелинейной среде для случая $\partial n / \partial E < 0$. В данной работе проведено численное исследование и для случая $\partial n / \partial E > 0$.



Фиг. 1