

А.А. Горбунов, С.И. Иголкин

ИНЖЕНЕРНЫЙ РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ДУГИ, ГОРЯЩЕЙ МЕЖДУ ГРАФИТОВЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ В ОКРУЖАЮЩЕЙ АТМОСФЕРЕ ГЕЛИЯ

*Балтийский государственный технический университет,
ул. 1-я Красноармейская, д. 1, г. Санкт-Петербург, 198005, Россия*

Введение

Определение параметров электрических разрядов для большинства областей существования неравновесной низкотемпературной плазмы еще не стало общепринятой и даже – однозначной процедурой, несмотря на многочисленные работы в этом направлении [1–4]. Главной сложностью оказывается большой набор исходных данных при принципиально неравновесном характере практически всех протекающих процессов. Диапазон изменения определяющих параметров в подобных задачах, как правило, весьма широкий. Поэтому для каждого конкретного случая требуется своя, специфическая методика расчета, справедливая в полной мере только в определенных границах. Типичным примером подобного сложного плазменного объекта является электрическая дуга в установках по получению фуллеренов.

Процесс производства сажи, содержащей фуллерены, состоит из стадии испарения углерода с поверхности анода в сильноточном разряде, стадии нагрева в дуге, дальнейшего расширения пара, его охлаждения, переохлаждения и конденсации при движении к стенкам реактора в окружающей атмосфере гелия. Соответственно определение граничных условий в дуге “фуллеренового” разряда является комплексной задачей, включающей взаимосвязанные элементы названных стадий с учетом газодинамического расширения, диффузии, ионизации, рекомбинации, излучения и т.п. составляющих элементов эволюции неравновесной низкотемпературной плазмы. Для объединенного расчета параметров в настоящей работе сформирован алгоритм последовательных приближений на основе терминов и подходов монографий [1] и [5].

1. Основные характеристики разряда

Геометрические характеристики дуги, а также конкретные величины тока, напряжения и давления в дуговой камере в действующих установках могут изменяться произвольно и в довольно широком диапазоне. В расчете необходимо задание исходных базовых параметров, которые могли бы варьироваться или уточняться в процессе вычислений.

Этими параметрами являются следующие характеристики «среднестатистического» процесса в подобных установках по данным обзоров [6, 7]. В рабочей камере, заполненной гелием при давлении $P = 1,3 \cdot 10^4$ Па, организован разряд между графитовыми электродами. Диаметр электродов d и межэлектродный зазор L одинаковы: $d \cong L \cong 1$ см. Ток дуги $I \cong 300$ А; напряжение $U = 20$ В; мощность $W \cong 6$ кВт; расход пара $G_c = 2 \cdot 10^{21}$ 1/с, или 0,04 г/с.

Повторим, что конкретные данные по току дуги, мощности разряда и диаметрам электродов в конкретных установках могут отличаться в 2–3 раза от названных значений [6–8]. Это не выходит за рамки справедливости рассматриваемой методики, а результаты расчета не критичны к назначению этих начальных параметров. Только качественные изменения условий в разряде, например,

введение обдува дуги [9] или замена инертного газа, оказывают действительно сильное влияние на исходную постановку задачи и конечные характеристики, что полностью соответствует экспериментальным данным.

2. Особенности моделирования процесса

Образование фуллеренов происходит в результате сочетания нескольких элементарных процессов, описываемых достаточно далекими друг от друга разделами физической науки. Удобно выделить четыре задачи, допускающие сравнительно независимое рассмотрение.

1. Испарение графита с поверхности анода. Протекает на границе пара и твердого тела при высокой собственной температуре тела, и под действием бомбардировки поверхности свободными атомами и электронами дуги.

2. Горение электрического разряда, определяемое мощностью источника тока, геометрией электродов, химическим составом испаряемых электродов и окружающей атмосферы. Описывается методами электродинамики и кинетики неравновесной низкотемпературной плазмы.

3. Расширение углеродного пара из области дугового разряда, его охлаждение и движение в гелиевой атмосфере. Это чисто газодинамическая задача.

4. И, наконец, изменение молекулярно-кластерного состава переохлажденного углеродного пара. Может быть определено в расчетах кинетики конденсации при параллельной работе алгоритма газодинамической и кинетической задачи с начальными и граничными условиями, полученными для области дуги и пристеночной области реакционной камеры.

Общая картина усложняется наличием сплошного и линейчатого излучения электродов и рабочей среды межэлектродного промежутка в широком спектральном диапазоне. Излучение сдвигает параметры каждого из названных процессов, но, к счастью, ни в одной из названных задач, согласно предварительным оценкам, не является определяющим. Поэтому учет излучения может проводиться в качестве корректирующей поправки.

Еще одним обстоятельством, облегчающим расчет, является возможность использования хорошо известных экспериментальных данных. В частности, знание скорости эрозии анода, то есть – расхода углеродного пара, позволяет оставить в стороне задачу взаимодействия дугового разряда с поверхностью анода. В этом случае удобным базовым аналогом для газодинамической задачи является сферическое движение пара от точечного источника с заданным расходом. Достаточно точные взвешивания графитовых стержней до и после проведения длительного стационарного процесса дают значения скорости испарения в зависимости от конкретных режимов на уровне нескольких сотых грамма в секунду. Для определенности в расчете принято значение расхода углерода $G_C = 2 \cdot 10^{21}$ 1/с. Следующим шагом может быть уточнение этой цифры по известным экспериментальным зависимостям расхода графита от тока дуги.

Определение электрических и термодинамических параметров в разряде производится на основании соблюдения балансов частиц и энергий по каждой из компонент смеси, участвующих в процессе.

3. Оценка концентраций компонент

В качестве исходного приближения предполагаем, что температуры тяжелых частиц T_g , то есть газообразного углерода и гелия одинаковы:

$$T_C = T_{He} = T_g,$$

и соблюдается уравнение состояния газа в виде:

$$P_C = n_C k T_g; P_{He} = n_{He} k T_g,$$

$$P = P_C + P_{He} + (P_{C_2} + P_{C_i} + P_e \dots),$$

где P_C – парциальное давление паров углерода; P_{He} – парциальное давление гелия; P – суммарное давление смеси; k – постоянная Больцмана; n_C – концентрация атомов углерода; n_{He} – концентрация гелия; P_{C_2} – давление димеров (двухатомных молекул) углерода, P_{C_i} – давление ионов углерода, P_e – парциальное давление, создаваемое иными компонентами смеси.

Для первого шага расчета делаем предположение о наличии в дуге только мономеров углерода и чистого гелия и определяем базовые концентрации:

$$(n_C + n_{He}) = \frac{P}{k T_g}.$$

Для температуры тяжелых частиц $T_g = 7000$ К и давления $P = 1,3 \cdot 10^4$ Па:

$$(n_c + n_{He}) = 1,35 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}.$$

Расход углеродного пара G_C связан с его скоростью V_C уравнением неразрывности:

$$G_C = n_c V_C S,$$

Если пренебречь испарением углерода с боковых поверхностей электродов, то характерным начальным сечением S является площадь боковой поверхности цилиндра, охватывающего дугу. Тогда $S = \pi dL \approx 3 \text{ см}^2$, и при $n_c = n_{He}$:

$$V_C = \frac{G_C}{n_c S} \approx 0,7 \cdot 10^4 \text{ см/с}$$

То есть оцененные выше концентрации дают значения скорости углеродного пара на уровне 70 м/с. В предположении об отсутствии проникновения гелия в межэлектродный промежуток скорость истечения пара окажется вдвое меньше.

Отметим также, что при сферическом расширении скорость потока уменьшается пропорционально квадрату расстояния от источника, и на оси дуги формально $V_C = V_{He} = 0$.

Число Рейнольдса Re для данной геометрии, плотности и максимальной скорости потока составляет:

$$Re = \frac{\rho V_C l}{\mu} \approx \frac{2 \cdot 10^{-3} \cdot 70 \cdot 10^{-2}}{4 \cdot 10^{-4}} \approx 3,5,$$

где ρ – плотность смеси, μ – динамическая вязкость смеси.

Столь малое отношение сил инерции к силам вязкого трения позволяет говорить о существенно вязком характере течения. Очевидно, что определяемый числом Рейнольдса газодинамический режим нигде не является турбулентным в отличие от допущений модели процесса в работах [8–12], а расширение углерода в приосевой области и в окружающей гелиевой атмосфере является не струйным, а диффузионным.

В таком потоке определяющими для параметров являются процессы диффузии и теплопроводности. Отметим этот факт, ибо, как известно, изменение режима расширения и изменение химического состава окружающего газа приводит к исчезновению фуллеренов из сажевых продуктов реакции.

Вопрос о присутствии гелия непосредственно в межэлектродном промежутке остается открытым. Ясна качественная картина изменений характеристик. При малых расходах углерод присутствует в дуге в качестве малой примеси. С ростом расхода пара гелий пропорционально вытесняется из зоны разряда, а начиная с некоторого момента, когда диффузия гелия не компенсирует его конвективный унос, возможно формирование размытой границы, за которой гелий будет отсутствовать. Только в таком случае на начальной стадии расширения реализуется струйное течение углеродного пара.

На основании данного анализа в первую очередь рассматривается диффузионная модель расширения углерода в атмосфере гелия и диффузионная модель горения дугового электрического разряда с испаряемыми электродами.

4. Определение коэффициента ионизации

Элементарные оценки показывают, что плазма рассматриваемого разряда существенно не равновесна и использование, в частности, уравнения Саха, как это сделано в работе [12], не справедливо. Для подобных стационарных плазменных объектов баланс концентрации электронов обеспечивается равенством скоростей ступенчатой термической ионизации углеродного пара и диффузионного ухода заряженных частиц из зоны разряда. Не вдаваясь в подробности, поясним, что для данных характеристик дуги не соблюдается термодинамическое равновесие, а иные процессы восстановления или нарушения равновесных соотношений – трехчастичная рекомбинация, дрейфовое движение к электродам, конвективный унос заряженных частиц и т.п. – менее эффективны. Это несложно продемонстрировать по методикам [13,14]. Наглядные обоснования подобного подхода изложены также в монографии [1].

Баланс заряженных частиц, выполняемый при равенстве скоростей прихода и ухода частиц из рассматриваемого объема, записывается как равенство характерных времен ионизации углеродного пара и диффузии ионов из зоны разряда следующим образом [13]:

$$\frac{1}{n_c \beta(T_e)} = \frac{\lambda^2}{D_a}, \text{ или: } \beta(T_e) = \frac{1}{n_c} \frac{D_a}{\lambda^2}$$

где $\beta(T_e)$ – коэффициент ступенчатой ионизации [5], D_a – коэффициент диффузии ионов, λ – геометрический параметр.

Отметим, что ввиду большой разницы в потенциалах ионизации параметры дуги определяются только углеродной компонентой. Присутствие гелия, моделируемое изменением расхода пара или искусственно задаваемой долей гелия в разряде, весьма слабо влияет на конечные результаты. Ток проводимости электрической дуги переносится в основном электронами, а скорость ухода ионов на катод практически равна скорости диффузионного потока.

В цилиндрической геометрии рассматриваемого разряда параметр λ при выбранном радиусе электродов R и длине цилиндрического разряда L определяется следующим образом [1]:

$$\frac{1}{\lambda^2} = \left(\frac{2,4}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 = 32,5$$

Согласно [15] коэффициент амбиполярной диффузии ионов равен утроенному коэффициенту диффузии атомов в собственном газе. Он определяется через среднюю тепловую скорость \bar{V}_C и длину свободного пробега в смеси гелия и углерода с концентрацией n_Σ :

$$D_a \approx D \cdot 3 \approx \bar{V}_C (\sigma_C n_\Sigma)^{-1}.$$

$$\bar{V}_C = \sqrt{\frac{3RT_g}{A}} = 45,6 \sqrt{T_g}$$

где R – газовая постоянная для углеродного пара, A – атомный вес.

При температуре тяжелых частиц 7000 К скорость $\bar{V}_C = 3,81 \cdot 10^3$ м/с.

В итоге коэффициент ионизации:

$$\beta(T_e) = \frac{\bar{V}_C}{n_c n_\Sigma \sigma_C \lambda^2} = \frac{3,22 \cdot 10^5 \cdot 32,5}{n_c n_\Sigma \cdot 5 \cdot 10^{-16}} = \frac{2,47 \cdot 10^{22}}{n_c n_\Sigma}.$$

При ранее названных: $n_\Sigma = 1,4 \cdot 10^{17}$ и $n_c = 0,7 \cdot 10^{17}$ имеем:

$$\beta(T_e) \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}.$$

5. Оценка электронной температуры

Согласно [5] коэффициент ступенчатой ионизации связан с индивидуальными характеристиками ионизируемого газа следующим образом:

$$\beta(T_e) = \Gamma \Lambda_1 \frac{Ry^{\frac{2}{3}}}{\sqrt{T_e} (E_1 - E_2)} \exp\left(-\frac{E_1 - E_2}{T_e}\right),$$

где Γ – численный коэффициент, Λ_1 – кулоновский логарифм, Ry – число Ридберга.

Разность энергии первого возбужденного и основного состояний углерода равна [16]:

$$\Delta E = E_1 - E_2 = 7,5 \text{ эВ}.$$

В итоге, коэффициент ионизации для углерода:

$$\beta(T_e) = 1,73 \cdot 10^{-7} \Lambda_1 \frac{13,6^{\frac{2}{3}}}{\sqrt{T_e} \cdot 7,5} \exp\left(-\frac{7,5}{T_e}\right)$$

Для температуры электронов 7000 К и концентрации электронов 10^{16} см^{-3} кулоновский логарифм $\Lambda_1 = \ln \lambda_K$:

$$\lambda_K = 1,24 \cdot 10^7 \left(\frac{T_e^3}{n_e}\right)^{\frac{1}{2}} = 1,24 \cdot 10^7 \left(\frac{7000^3}{10^{22}}\right)^{\frac{1}{2}} = 72,6$$

$$\Lambda_1 = \ln \lambda_K = 4,28$$

Подстановка в выражение для коэффициента ионизации дает:

$$\beta(T_e) = 1,73 \cdot 10^{-7} \cdot 4,28 \frac{13,6^{\frac{2}{3}}}{\sqrt{T_e} \cdot 7,5} \exp\left(-\frac{7,5}{T_e}\right) = 5,62 \cdot 10^{-7} \frac{\exp\left(-\frac{7,5}{T_e}\right)}{\sqrt{T_e}}$$

Из решения этого уравнения имеем температуру электронов в разряде:

$$T_e = \frac{7,5}{\ln 5,6 \cdot 10^5} = \frac{7,5}{13,2} = 0,566 \text{ эВ, или } T_e = 670 \text{ К.}$$

6. Определение концентрации электронов

Полный баланс энергии электрического разряда включает: энергию излучения графитовых электродов, энергию испарения углерода, нагрев продуктов испарения до плазменной температуры, энергию ионизации атомов углерода, теплопроводностный, конвективный и лучистый выход тепла из зоны разряда.

В сумме полная мощность, подводимая к разряду:

$$W_d = UI = \sigma_{hv} T^4 \cdot S_{el} + H_{ev} \cdot G_c + C_p G_c k T_g + G_c \alpha I_C + \lambda_g \frac{dT_g}{dr} S_r + \sum n_e n_j \sigma_{e-j} \bar{V}_e h\nu_j V_{arc}$$

где σ_{hv} – постоянная Стефана-Больцмана; T – температура электродов; H_{ev} – теплота испарения графита; C_p – теплоемкость углеродного пара; α – степень ионизации; I_C – потенциал ионизации углерода 11,26 эВ; λ_g – коэффициент теплопроводности смеси; r – радиальная координата; n_e – концентрация электронов, n_j – концентрация частиц j -ого сорта (атомов, ионов); σ_{e-j} – сечение возбуждения внутренних степеней свободы компоненты j смеси в разряде; \bar{V}_e – средняя тепловая скорость электронов, $h\nu_j$ – энергия, передаваемая при взаимодействии электрона и частицы j -ого сорта; V_{arc} – объем дуги.

Последний член этого уравнения отражает неупругие соударения электронов, то есть ударное возбуждение атомов и ионов с последующим выходом излучения.

Первые три слагаемые не напрямую связаны с концентрацией электронов и могут быть выделены из общей мощности разряда.

Энергия испарения углерода:

$$H_{ev} \cdot G_c \approx 6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2 \cdot 10^{21} \approx 2000 \text{ Вт.}$$

Энергия излучения электродов:

$$\sigma_{hv} T^4 \cdot S \approx 5,7 \cdot 10^{-8} \cdot (3000)^4 \cdot 3 \cdot 10^{-4} \approx 1400 \text{ Вт.}$$

Мощность нагрева атомов углерода до базовой температуры:

$$C_p \cdot G_c \cdot k T_g = \frac{5}{2} \cdot 2 \cdot 10^{21} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,6 = 500 \text{ Вт.}$$

Концентрация электронов входит в остальные члены баланса дуги, связанные с нагревом и ионизацией тяжелой компоненты. Мощность теплообмена электронов с тяжелыми частицами j в упругих соударениях:

$$W_{e-j} = n_e n_j \sigma_{e-j} \bar{V}_e \frac{m_e}{m_j} k (T_e - T_g)$$

где m_e – масса электрона, m_j – масса частицы j -ого сорта, T_e – температура электронов.

Ионизация гелия мала, поэтому электрон-ионное, упругое взаимодействие можно учитывать только для ионов углерода. Ключевым параметром является сечение электрон-ионного обмена. Для текущего значения кулоновского логарифма и оцененной выше электронной температуры имеем [5]:

$$\sigma_{e-i} = 5,85 \cdot 10^{-6} \frac{\ln \lambda_k}{T_e^2} = 5,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-2}.$$

Энергия ионизации примерно:

$$G_C \alpha \cdot I_C = 2 \cdot 10^{21} \cdot 11,26 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \approx 0,3 \cdot 10^4 \cdot \alpha,$$

где $I_C = 11,26$ эВ – потенциал ионизации, α – степень ионизации углерода.

Энергия упругих потерь электронов в столкновениях с тяжелыми частицами в стационарном режиме равна энергии теплопроводностного охлаждения тяжелых частиц, которая определяется в основном гелиевой компонентой:

$$\lambda_{He} \frac{dT_g}{dr} \cdot S \approx 10^{-2} \cdot (2-5) \cdot 10^3 \cdot 10 \approx (200-500) \text{ Вт.}$$

Значительная часть энергии разряда, очевидно, преобразуется в излучение, что подтверждает известный факт использования мощных дуговых разрядов с угольными электродами в качестве эффективных источников света. То есть, концентрация электронов, обеспечивающая энергетический баланс, должна зависеть и от процессов неупругого обмена. Оценим их эффективность согласно методикам [5].

Неупругие соударения с атомами гелия можно не учитывать ввиду большого потенциала возбуждения первого уровня гелия, по полной аналогии с пренебрежением процессом ионизации гелия. Энергия возбуждения первого уровня атома углерода $E_{a1} = 7,48$ эВ, энергия возбуждения первого уровня иона углерода $E_{i1} = 5,87$ эВ [16]. Оценка мощности, теряемой электронами в неупругих столкновениях с атомами углерода:

$$W_{hva} = n_e n_a \sigma_{e-a} \bar{V}_e \cdot E_{a1} e^{-\frac{E_{a1}}{kT}},$$

где σ_{e-a} – сечение электрон атомного взаимодействия.

Потери энергии электронов в неупругих столкновениях с ионами углерода, подсчитываются по аналогичной формуле.

Последовательная подстановка всех найденных значений мощностей в уравнение энергетического баланса дает при решении концентрацию электронов $n_e \approx 0,85 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Найденная степень ионизации $\alpha \approx 10^{-2}$.

Взаимодействия электронов с молекулами C_2 заслуживают отдельного рассмотрения с предварительным решением задачи определения концентрации димеров, например – с помощью кинетических расчетов. Случай присутствия димеров в дуге в результате непосредственного испарения с поверхности электрода пока не рассматривался из-за отсутствия до настоящего времени достаточных оснований для построения соответствующей модели.

7. Оценка температуры тяжелых частиц

Баланс энергии тяжелых частиц определяется аналогично балансу электронов разряда из равенства характерных времен процессов электрон-атомного, электрон-ионного обмена и теплопроводностного охлаждения среды:

$$n_e^2 \sigma_{e-i} \bar{V}_e \frac{m_e}{m_C} \frac{T_e - T_g}{T_g} = \frac{\lambda_g}{\lambda^2}.$$

где σ_{e-i} – сечение электрон-атомного взаимодействия.

Подстановка значений показывает, что плазма близка к изотермичной:

$$\frac{T_e - T_g}{T_g} \approx 0,1 \text{ и } T_g \approx 6000 \text{ К.}$$

Нахождение этой цифры позволяет вернуться к началу расчета с уточнениями всех ранее найденных параметров в последующих приближениях.

Предложенная схема определения параметров дуги позволила реализовать несложную итерационную процедуру, причем даже без привлечения численных методов. Компьютерные вычисления с использованием нескольких вложенных циклов дают точные, в рамках модели, численные значения параметров. Результаты хорошо отражают известные тенденции изменения характеристик разряда в зависимости от задаваемых внешних условий.

При ранее названных базовых условиях горения дуги для углеродного пара, состоящего только из мономеров, в результате расчетов получены значения параметров, приведенные в таблице. В первом столбце – для изначально задаваемого равенства концентраций углерода и гелия. Во втором столбце указаны значения тех же параметров при концентрации гелия в смеси 5% , то есть в 10 раз ниже, чем в первом случае.

Не включенные в данную таблицу остальные составляющие энергетического баланса не существенны. Подчеркнем, что данные приведены только для одного режима работы установки, и здесь показано влияние только одного фактора – доли гелия в зоне разряда. В действительности рассмотрено влияние многих параметров, механизмов воздействия на конечные результаты и методов их учета в алгоритмах расчета. Согласно предварительным оценкам, экспериментально определяемые оптимальные режимы для производства фуллеренов действительно находятся на грани качественных изменений некоторых условий течения процесса и на грани срыва дуги.

Расчетные значения параметров разряда

Температура электронов T_e , К	7120	6539
Температура тяжелых частиц T_g , К	7058	6508
Концентрация гелия n_{He} , см ⁻³	$8,33 \cdot 10^{16}$	$7,25 \cdot 10^{15}$
Концентрация углерода n_C , см ⁻³	$5,15 \cdot 10^{16}$	$1,38 \cdot 10^{17}$
Концентрация электронов n_e , см ⁻³	$1,10 \cdot 10^{15}$	$1,48 \cdot 10^{15}$
Степень ионизации α	0,022	0,011
Энергия излучения электродов кВт	1,44	1,44
Энергия испарения углерода кВт	1,92	1,92
Энергия нагрева углерода кВт	0,28	0,24
Энергия ионизации кВт	0,077	0,039
Мощность неупругого теплообмена электронов, рассеиваемая излучением дуги кВт	2,27	2,38

Анализ результатов

Предложенная схема позволяет определить важнейшие характеристики дугового разряда рассмотренного типа и моделирует влияние всех начальных параметров на выходные характеристики в достаточно широком диапазоне. Установлено, что решение устойчиво к изменению внешних условий, за исключением случаев уменьшения ниже порогового значения мощности разряда и задания выше пороговой величины расхода пара. Расхождение алгоритма в этих условиях физически соответствует срыву дуги.

При изменении внешних параметров наиболее консервативны концентрация электронов и температуры компонент плазмы. Двукратное увеличение расхода пара уменьшает температуры примерно на 500 К. Сильно зависящим от давления в камере и от модели задания расхода графита оказалось соотношение концентраций углерода и гелия в области разряда. Это отражает связь скоростей диффузии компонент с абсолютными значениями концентраций. Обратное влияние изначально задаваемого соотношения углерода и гелия на температуру и концентрацию электронов не существенно.

Учет испарения углерода в виде димеров и кластеров большего размера не проводился. Не проводилось также детальное рассмотрение влияния димеров на параметры дуги. Подобные процедуры имеют смысл после проведения кинетических расчетов образования простейших молекулярно-кластерных комплексов. Согласно предварительным оценкам, их концентрации в разряде не достигают значений, соизмеримых с концентрацией мономеров углерода.

Параметры разряда, а также граничные условия могут быть уточнены для конкретных установок. Диффузионный механизм соблюдения баланса заряженных частиц при переходе к иным

режимам очевидным образом заменяется в рассмотренной схеме на конвективный или рекомбинационный. Возможен итерационный учет совместного действия этих процессов.

В качестве первого приближения представленный способ инженерной оценки характеристик разряда данного типа представляется достаточно надежным. Полученные значения температур и концентраций в дуге дают базовые начальные условия для проведения модельных кинетических расчетов процессов образования фуллеренов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М., 1980.
2. Математическое моделирование электрической дуги / Под ред. В.С. Энгельшта. Фрунзе, 1983.
3. Жуков М.Ф., Урюков Б.А., Энгельшт В.С. и др. Теория термической электродуговой плазмы. Методы математического исследования плазмы. Новосибирск, 1987.
4. Глебов И.А., Рутберг Ф.Г. Мощные генераторы плазмы. М., 1985.
5. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М., 1982.
6. Елецкий А.В., Смирнов Б.М. Фуллерены // УФН. 1993. Т.163. № 2. С. 33–60.
7. Богданов А.А., Дайнингер Д., Дюжнев Г.А. Перспективы промышленных методов производства фуллеренов // ЖТФ. 2000. № 5. С.1–15.
8. Алексеев Н.И., Дюжнев Г.А. Образование фуллеренов в плазме газового разряда. II. Динамика реакций между заряженными и нейтральными кластерами углерода // ЖТФ. 1999. Т. 69. № 12. С. 42–47.
9. Афанасьев Д.В., Дюжнев Г.А., Кругликов А.А. Влияние газовых потоков на процесс образования фуллеренов // ЖТФ. 2001. Т.71. № 7. С. 137–139.
10. Афанасьев Д.В., Дюжнев Г.А., Кругликов А.А. Потоки углерода из дугового разряда в режимах, оптимальных для получения фуллеренов // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 5. С. 134–135.
11. Алексеев Н.И., Chibante F., Дюжнев Г.А. О трансформации углеродного пара в газопламенной струе дугового разряда // ЖТФ. 2001. Т.71. № 6. С. 122–126.
12. Алексеев Н.И., Дюжнев Г.А. Дуговой разряд с испаряющимся анодом (Почему род буферного газа влияет на процесс образования фуллеренов?) // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 10. С. 41–49.
13. Иголкин С.И. Об определении степени неравновесности плазмы в электродуговом генераторе // Тезисы докл. XI Всес. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы // Новосибирск, 1989. С. 265–266.
14. Gorshkov G.F., Igolkin S.I., Uskov V.N. Some Common Problems of Simplest Plasma Technologies // Thermal Plasma Processes, Abstracts of the Fifth European Conference // St.-Petersburg. 1998. P. 142.
15. Физические величины. Справочник. // Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова. М., 1991.
16. Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. М., 1980.

Поступила 12.03.2002

Summary

Gas-dynamic and plasma parameters are analyzed in the field of burning the arc discharge at typical method of fullerene-containing soot production. The determining processes are established and reasonable diffusion model of burning is choose. The technique of account using the terms and receptions of non-equilibrium low-temperature plasma kinetics is offered. Engineering account of concentration and temperatures of plasma components at arch axis is carried out. Parameters are simulated depending on applied ambient discharge factors.