

02:05

Сублимация частиц углерода в плазменном потоке, генерируемом в высокочастотном индукционном плазмотроне

© В.И. Власов, Г.Н. Залогин, А.Л. Кусов

Центральный научно-исследовательский институт машиностроения,
141070 Королев, Московская область, Россия
e-mail: zalogin.gn@mail.ru, kusov.al@mail.ru

(Поступило в Редакцию 22 марта 2006 г.)

Описана кинетика процесса образования пара углерода в потоке плазмы, генерируемой в высокочастотном индукционном плазмотроне (ВЧ-плазмотроне). Проведен анализ исходной системы уравнений, описывающей процесс сублимации частиц в потоке высокотемпературного газа, выявлены основные безразмерные комплексы, характеризующие поставленную задачу, и возможные диапазоны их изменения. Решение поставленной задачи проводится с использованием метода прямого статистического моделирования Монте-Карло. Численное решение задачи проведено для различных плазмообразующих газов и широкого диапазона условий (давления, скорости и температуры) в плазменном потоке. Результаты расчетов могут быть использованы с целью оптимизации процесса промышленного получения углеродных (возможно, и других) наноструктур в электродуговых или ВЧ-плазмотронах большой мощности.

PACS: 52.75.Hh

Введение

В настоящее время наиболее отработанными высокотемпературными способами получения углеродных наноструктур (фуллеренов, нанотруб и др.), основанными на сублимации углеродных материалов (графита), являются электродуговой и метод лазерного испарения. Оба способа имеют целый ряд недостатков, основной из которых — малая производительность. Кроме того, в первом из способов отсутствует возможность наращивания мощности установки, а во втором из-за поглощения излучения парами необходимо или использование лазеров в импульсно-периодическом режиме, или сканирование луча по поверхности мишени. Весьма перспективным в этом отношении является плазмохимический способ синтеза углеродных (возможно, и не только углеродных) наноструктур с использованием нагрева и сублимации или разложения углеродсодержащих веществ в потоках плазмы, генерируемых в электродуговых (ЭДУ) или высокочастотных (ВЧ) индукционных плазмотронах [1]. Возможны также так называемые гибридные схемы нагрева, включающие в себя последовательно расположенные плазмотроны различных типов [2]. Следует отметить, что работа ЭДУ в той или иной степени всегда сопровождается загрязнением потока плазмы продуктами эрозии электродов, что во многих случаях нежелательно.

Поток плазмы, генерируемый в ВЧ-плазмотроне, в силу конструктивных особенностей установки (отсутствия электродов) может содержать только примеси, поступающие в разрядную камеру с плазмообразующим газом. Это особенно важно при исследовании гетерогенных каталитических реакций [3,4].

ВЧ плазмотроны средней мощности (до 100 kW) используются в технологических процессах, а большей (до 1000 kW и выше) — для решения аэрофизических

задач [5–7]. Возможности использования мощных ВЧ-плазмотронов для получения углеродных наноструктур и первые результаты исследований были приведены в [8]. Преимуществами установок такого типа для получения наночастиц, по сравнению с наиболее распространенными электродуговыми, являются:

- отсутствие ограничений по вкладываемой мощности и связанное с этим существенное увеличение производительности;
- возможность работы с исходными химическими веществами в различных агрегатных состояниях (порошки, газы, жидкости);
- простота подготовки смесей исходных материалов с катализаторами;
- прохождение процесса формирования наноструктур на значительном удалении от зоны воздействия высокочастотного электромагнитного поля и излучения разряда;
- возможность дистанционной диагностики основных параметров, определяющих процесс формирования наноматериалов, в частности, спектральные измерения состава и температуры газа фуллеренсодержащей смеси (через окна, имеющиеся в рабочей части установки);
- возможность оптимизации процесса за счет независимого регулирования давления, энерговклада, соотношений расходов плазмообразующего газа, углеродсодержащего вещества и катализатора;
- квазиодномерность течения смеси газа и паров углерода (течение в канале или осесимметричной струе), в отличие от всерной струи в электродуговой установке, дает возможность формирования потока с использованием различных дополнительных устройств — сопла и теплообменников для формирования областей с оптимальной температурой и изменения геометрических параметров (расстояние от индуктора до сажеуловителя).

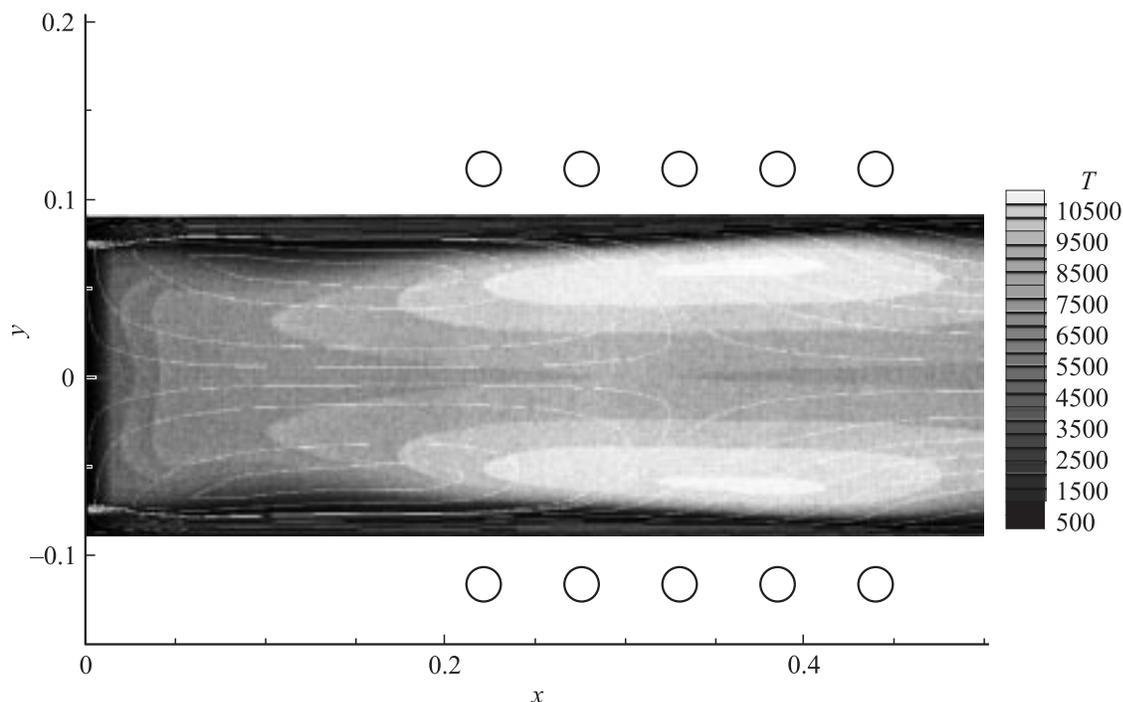


Рис. 1. Линии тока и температура газа в разрядной камере ВЧ-плазматрона при работе на аргоне ($P = 15\,000\text{ Pa}$, $N = 150\text{ kW}$).

Кроме того, физические и газодинамические особенности течения газа в таких установках и отдельных ее элементах (разрядной камере, струе и в пограничном слое около моделей) достаточно хорошо изучены [9,10], что позволяет проводить расчетно-теоретические исследования по оптимизации процесса получения углеродных наноструктур.

В последнее время применительно к дуговому методу производства фуллеренов и углеродных нанотрубок (УНТ) в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН был проведен широкий спектр экспериментальных и теоретических исследований процесса формирования углеродных наноструктур. Эти исследования касаются как газодинамических аспектов формирования веерной газоплазменной струи, истекающей из межэлектродного пространства [11], так и вопросов, связанных с кинетикой и механизмами формирования фуллеренов [12] и УНТ [13]. Однако результаты этих исследований из-за иного принципа получения углеродного пара (за счет сублимации мелкодисперсного порошка в плазменном потоке), другого принципа нагрева газа и совершенно иной геометрической конфигурации установки не могут непосредственно использоваться для анализа процесса формирования углеродных наноструктур в ВЧ-плазматронах. Одной из задач, решение которой не требуется при анализе дугового метода получения фуллеренов и УНТ, но которая важна при реализации рассматриваемого плазмохимического способа, является расчет сублимации частиц углерода в плазменном потоке. При обработке технологии получения УНТ с использованием катализаторов аналогичная задача должна решаться и для вводимого в плазму катализатора.

Качественное рассмотрение

Принцип действия установок с высокочастотным нагревом газа основан на известном физическом явлении нагрева проводящих сред электрическим током, индуцированным в них переменным электромагнитным полем. В ВЧ-плазматронах подобной нагреваемой проводящей средой является ионизованный газ. Переменное электромагнитное поле создается внутри индуктора, под воздействием этого поля ускоряются свободные электроны, имеющиеся в газе. Приобретаемая электронами энергия достаточно велика, ее часть передается молекулам при столкновениях, вызывая нагрев газа. В связи с этим в зоне разряда имеется значительное различие температуры электронов и тяжелых частиц. По мере удаления от индуктора и увеличения давления это различие уменьшается. Более детальное описание течения в ВЧ-плазматроне можно получить путем совместного решения уравнений газодинамики с учетом реальных свойств газа и уравнений Максвелла [9].

Наиболее распространенная конструкция ВЧ-плазматрона представляет собой цилиндрическую трубу (разрядную камеру) с проницаемыми для высокочастотного электромагнитного поля стенками (как правило, из кварцевого стекла), помещенную в индуктор, соединенный с ВЧ-генератором. С одной стороны разрядная камера закрыта и снабжена газоформователем, через который подается рабочий газ, истекающий после прохождения зоны разряда в рабочую часть установки, и оптически стеклом для наблюдения за испытываемой моделью через зону разряда (имеется возможность контроля модели через окна в рабочей части). Конструкция газофор-

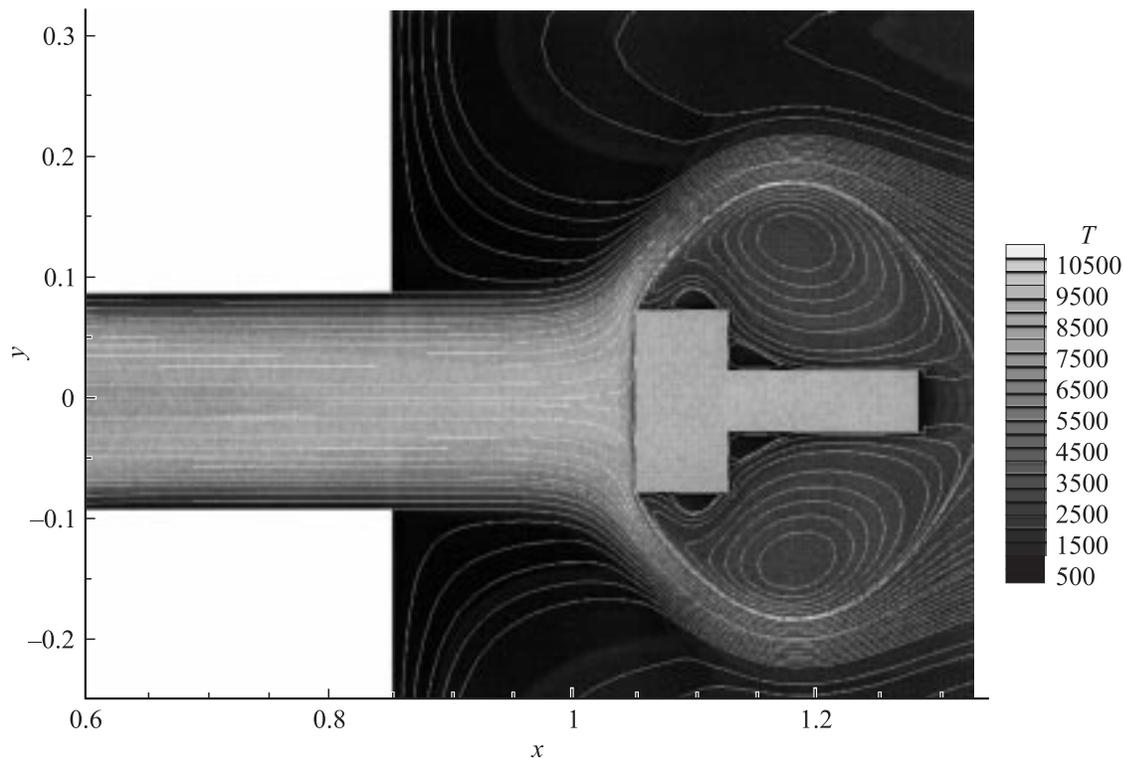


Рис. 2. Характер течения плазмы в рабочей камере около модели (сажеуловителя).

мирователя позволяет осуществить надежную стабилизацию высокочастотного разряда, управлять плазменной струей и, в некоторой степени, защищать стенки разрядной камеры от перегрева при их контакте с плазмой, обеспечивая тем самым чистоту потока и высокий ресурс разрядной камеры. Химическая чистота воздушной плазмы подтверждена специальными спектроскопическими измерениями. За счет начальной окружной закрутки подаваемого через газоформователь газа разряд отжимается от стенок разрядной камеры и возникает сложная газодинамическая картина течения с рециркуляционной зоной. Типичные распределения температур и линий тока в разрядной камере (диаметром 200 mm) ВЧ-плазмотрона мощностью 1000 kW, полученные расчетным путем по методике [9], приведены на рис. 1, из которого видно, что температура газа в зоне разряда превышает 10 000 K.

На рис. 2 представлена расчетная картина течения плазмы в концевой части разрядной камеры и около модели, служащей сажеуловителем. После истечения газа из разрядной в рабочую камеру его температура в струе несколько снижается, но остается достаточно высокой (~ 8000 – 9000 K вблизи оси струи) на большом расстоянии от индуктора. Это делает возможным ввод порошков углерода или катализатора на различных участках формирования потока как до зоны нагрева (например, вместе с плазмообразующим газом), так и струю плазмы после индуктора. Конденсация испаренного материала может происходить в зоне смещения,

пограничном слое и в донной области около модели (сажеуловителя).

При использовании в качестве исходных химических веществ порошков для возможно более полного фазового превращения — сублимации углеродных частиц или плавления и испарения металлов — необходимо правильно выбрать их размеры, оптимизировать способ подачи частиц в плазменный поток. Кроме того, выход конечного продукта (фуллеренов или УНТ), как показывают исследования, проведенные применительно к электродуговому способу получения углеродных наночастиц [11–13], может зависеть от состава плазмообразующего газа и параметров плазменной струи (температуры, скорости, давления и т. д.).

Основные уравнения и метод решения

Здесь рассмотрена задача о сублимации частиц углерода различных размеров при их движении в плазменном потоке нейтрального (инертного) газа. Целью проведенных исследований является определение оптимальных условий работы установки — температуры, которая определяется энерговыделением, давления газа, соотношения расходов плазмообразующего газа и углеродосодержащего вещества, состава газа и геометрических размеров (расстояния от места подачи порошка в плазменный поток до сажеуловителя), при которых частицы углерода за время прохождения ими рабочей

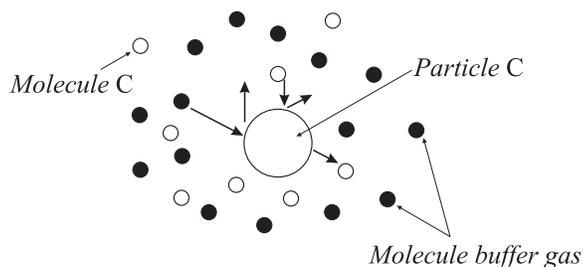


Рис. 3. Частица углерода в потоке буферного газа.

камеры ВЧ-плазмотрона полностью сублимируют в потоке плазмы.

При движении в высокотемпературном газе частицы углерода (рис. 3) нагреваются окружающим газом и сублимируют. Сублимация углерода происходит в виде фракций от C_1 до C_{16} .

Для упрощения решения задачи было сделано предположение, что сублимирующие молекулы углерода имеют параметры, усредненные по всем фракциям, с молекулярным весом 24 g/mol (соответствует молекуле C_2) и энергией сублимации $E_s = 1.2 \cdot 10^{-18} \text{ J}$ на одну частицу, что соответствует 30 MJ/kg .

Для решения задачи об испарении частиц в плазменном потоке необходимо решить: уравнение движения частиц переменной массы в неоднородном потоке, уравнение баланса энергии для частицы углерода с учетом теплообмена с окружающим газом, сублимации и излучения, уравнения, моделирующие внешнее обтекание частиц углерода, с учетом их сублимации. Считается, что частицы углерода, подаваемые в поток, имеют нулевую начальную скорость и комнатную температуру.

Для упрощения решения этих уравнений необходимо провести оценку безразмерных комплексов для решаемой задачи. Среднее расстояние L между частицами углерода в потоке определяется как

$$\frac{L}{D} = \left(\frac{\pi \rho_p}{6 \rho_g f_p} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

где ρ_p — плотность графита, ρ_g — плотность буферного газа, f_p — отношение массовых расходов частиц графита и газа, D — диаметр частиц графита. Для характерных условий в ВЧ-плазмотроне $f_p = 0.01-0.3$, $L/D \sim 100$.

Плотность частиц в потоке равна

$$n_p = \frac{1}{L^3} = \frac{1}{D^3} \left(\frac{D}{L} \right)^3.$$

Длина свободного пробега и число Кнудсена для однокомпонентного газа определяются как

$$\lambda \sim \frac{1}{n\sigma} = \frac{KT}{P\sigma},$$

$$\text{Kn} = \frac{\lambda}{D},$$

где σ — газодинамическое сечение рассеяния, $P = nKT$ — давление газа. Для характерных параметров

$T = 10000 \text{ K}$, $P = 10^4 \text{ Pa}$, длина свободного пробега — $\lambda = 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}$, тогда число Кнудсена для условий задачи меняется в пределах $\text{Kn} = \lambda/D = 0.25-25$. При $\text{Kn} > 3$ течение является свободномолекулярным, при $0.01 < \text{Kn} < 3$ режим течения газа является переходящим от сплошной среды к свободномолекулярному потоку.

Частицы углерода движутся в плазме (температура которой $\sim 10^4 \text{ K}$), где происходит их сублимация. Для тепловых потоков на единицу площади, без учета радиационных потерь и потерь, связанных с сублимацией углерода, в случаях сплошной среды и свободномолекулярного течения могут быть получены аналитические зависимости из следующих соображений. Сферическая частица диаметра D находится в области, заполненной газом, диаметром L , определяемым из формулы (1). Расчетная область имеет две сферические границы. Предполагается, что газ на внешней границе имеет параметры невозмущенного потока.

Для больших чисел Кнудсена ($\text{Kn} > 3$) поток падающих на частицу углерода молекул является свободномолекулярным, и тепловой поток к поверхности частицы можно определить из следующей формулы [14]:

$$q = \frac{\alpha_w}{2} \sqrt{\frac{8KT_f}{\pi m}} P \left(1 - \frac{T_w}{T_f} \right), \quad (2)$$

где α_w — коэффициент аккомодации поступательной энергии при столкновении молекулы с поверхностью (как правило, порядка 1), T_w — температура поверхности частицы углерода, K — постоянная Больцмана, m — масса молекул буферного газа, T_f и P — температура и давление плазмы.

Унос массы материала с поверхности частицы ($\text{kg/m}^2/\text{s}$), обусловленный процессом сублимации, можно оценить, используя формулу Кнудсена—Ленгмюра [15]:

$$\dot{m} = \frac{\alpha_e}{4} \sqrt{\frac{8m}{\pi KT_w}} P_s(T_w) \left(1 - \frac{P}{P_s} \sqrt{\frac{T_w}{T}} \right), \quad (3)$$

где T и P — температура и давление на внешней границе слоя Кнудсена, α_e — вероятность адсорбции молекул углерода частицей углерода, $P_s(T_w)$ — давление насыщенных паров [16,17]:

$$P_s(T_w) = 5 \cdot 10^{14} \exp\left(-\frac{90000}{T_w}\right) \text{ Pa}. \quad (4)$$

Так как T и P могут быть получены только численным решением соответствующих уравнений, было сделано предположение, что обратным потоком молекул из газа на частицу углерода можно пренебречь по сравнению с потоком сублимировавших молекул углерода, тогда $\frac{P}{P_s} \sqrt{\frac{T_w}{T}} \ll 1$. Такой режим испарения называется испарением в вакуум. Справедливость такого предположения будет показана ниже. При сделанных предположениях

формула для потока массы (3) упрощается и принимает вид

$$\dot{m} = \frac{\alpha_e}{4} \sqrt{\frac{8m}{\pi K T_w}} P_s(T_w). \quad (5)$$

Характерное газодинамическое время в условиях течения газа в ВЧ-плазмотроне (давление $P = 10^4$ Па, скорость $U = 100$ м/с, расстояние от индуктора до сажеувольителя ~ 1 м) $t_{GD} \sim 0.003$ с.

Число Фурье, определяющее время входа на квазистационарный режим прогрева, для частиц углерода равно

$$Fo = \frac{\lambda t}{D^2 \rho_s C_{ps}} > 10,$$

где $D < 10^{-4}$ м — диаметр частицы углерода, $\lambda = 130$ Вт/м/К, $\rho_s = 2000$ кг/м³ и $C_{ps} = 2000$ Дж/кг/К — коэффициент теплопроводности, плотность и теплоемкость частиц углерода, $t \sim 10^{-3}$ с, т.е. можно считать, что частица углерода в каждый момент времени прогревается равномерно.

Число Фруда, которое определяет отношение сил инерции к силе тяготения, для частиц углерода равно

$$Fr = \frac{U^2}{gD} > 10^7,$$

где U — скорость потока в рабочей камере плазмотрона, g — ускорение свободного падения, т.е. влиянием силы притяжения Земли на траекторию движения частиц углерода можно пренебречь. Этот результат показывает, что вопрос о горизонтальной или вертикальной схеме установки не имеет принципиального значения.

Число Рейнольдса для частицы углерода ($T \sim 10^4$ К, $P \sim 10^4$ Па, $U \sim 100$ м/с) равно

$$Re = \frac{\rho_g U D}{\mu} < 5,$$

где ρ_g — плотность газа, μ — вязкость газа вблизи частицы. Частица движется под действием силы сопротивления внешнего газа, которая для малых чисел Рейнольдса определяется формулой Стокса

$$F = \frac{\rho_g U_0^2}{2} S C_x,$$

$$C_x = \frac{24}{Re},$$

где F — сила сопротивления, U_0 — скорость частицы углерода относительно внешнего потока, C_x — коэффициент сопротивления, $S = \frac{\pi D^2}{4}$ — площадь миделева сечения частицы. Уравнение, описывающее изменение скорости частицы углерода, после некоторых упрощений имеет вид

$$\rho_s \frac{1}{6} \pi D^3 \frac{dV}{dt} = -3\pi D \mu (V - U),$$

где V — скорость частицы. После преобразований

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{(V - U)}{\tau},$$

$$\tau = \frac{1}{18} \rho_s \frac{D^2}{\mu}, \quad (6)$$

где τ — характерное время, за которое первоначально покоящаяся частица углерода приобретет скорость потока. Для характерных условий в ВЧ-плазмотроне $\tau < 0.005$ с и $U \sim 100$ м/с скорость частицы углерода может заметно отличаться от среднемассовой скорости потока на длине $L \sim 0.5$ м.

Поскольку частицы углерода имеют очень высокую температуру, важно правильно учесть энергию, излучаемую частицами. Часть излучаемой частицами углерода энергии будет поглощаться другими частицами углерода. Количество энергии, излучаемой частицей, равно

$$I_{\uparrow} = \varepsilon \sigma T^4 \pi D^2.$$

Оценим, какая доля этой энергии поглощается другими частицами, при условии, что $\varepsilon \rightarrow 1$, для простоты будем считать, что излучающая частица находится в центре бесконечного цилиндра радиусом R_0

$$I_{\downarrow} = \varepsilon \sigma T^4 \frac{\pi D^2}{4} \frac{1}{4\pi} \int n \delta \Omega dV,$$

$$\delta \Omega = \frac{\pi D^2}{4} \frac{1}{r^2},$$

где r — расстояние между частицами, излучающей и поглощающей энергию, $\delta \Omega$ — телесный угол, под которым видна поглощающая частица. Перейдя к цилиндрической системе, получим

$$I_{\downarrow} = \varepsilon \sigma T^4 \frac{\pi D^2}{4} \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{R_0} n \frac{\pi D^2}{4} \frac{2\pi R dz dR}{(z^2 + R^2)}.$$

Отношение поглощаемой энергии к излучаемой равно

$$\frac{I_{\downarrow}}{I_{\uparrow}} = \frac{1}{4\pi} n \pi^2 R_0 \frac{\pi D^2}{16}.$$

Характерный размер рабочей камеры ВЧ-плазмотрона $R_0 \sim 0.40$ м, тогда

$$\frac{I_{\downarrow}}{I_{\uparrow}} = \left(\frac{D}{L}\right)^3 \frac{R_0 \pi^2}{D 64} \sim 6 \cdot 10^{n-8},$$

где $D = 10^{-n}$ м. Процесс поглощения излученной энергии будет играть заметную роль при $n \geq 6$ (для частиц размером 1 мкм и менее). Для частиц большего размера процессом перепоглощения излучения частицами можно пренебречь.

Уравнение баланса энергии в частице углерода при сделанных выше предположениях выглядит следующим образом:

$$\frac{1}{6} D \rho_s C_{ps} \frac{dT}{dt} = q_{\text{conv}} - \varepsilon \sigma T^4 - \dot{m}_w E_s, \quad (7)$$

где T — температура частицы углерода, q_{conv} — поток тепла к частице углерода, $\varepsilon \sigma T^4$ — радиационный поток тепла, \dot{m}_w — поток массы от частицы углерода, возникающей при ее сублимации. Уравнение (7) справедливо при следующих предположениях: частица углерода имеет форму сферы; частицы углерода равномерно прогреты (что подтверждают проведенные оценки); частица углерода не поглощает энергию, излучаемую другими частицами и окружающей плазмой.

Равновесная температура для частицы углерода, как следует из уравнения (7), определяется следующим выражением:

$$q_{\text{conv}} - \varepsilon \sigma T^4 - \dot{m}_w E_s = 0. \quad (8)$$

Уравнение изменения радиуса частицы углерода в процессе сублимации имеет вид

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\dot{m}_w}{\rho_s}. \quad (9)$$

Одним из возможных критериев того, что частицы углерода испарились, является уменьшение ее массы в e раз (e — показатель натурального логарифма), при этом радиус частицы уменьшается в $e^{1/3}$ раз. Критерием испарения большей массы подаваемого порошка является уменьшение массы частицы углерода в 10 раз.

В предельном случае свободномолекулярного потока тепловой поток и поток массы в уравнениях (7) и (9) можно оценить из формул (2) и (5). В переходном режиме течения от сплошной среды к свободномолекулярному потоку существуют два подхода к решению задачи о нахождении потоков массы и энергии. В первом решаются уравнения для сплошной среды с граничными условиями скольжения [18], во втором — уравнение Больцмана [14,15]. В данной работе для исследования переходного режима используется метод прямого статистического моделирования Монте-Карло (DSMC) [14]. Этот метод основан на построении процесса, который имитирует движение молекул газа, столкновение их между собой и взаимодействие молекул с границами расчетной области.

Анализ результатов численных расчетов

Анализ условий, характерных для плазменных струй в рассматриваемой установке, показывает, что течение около частиц с размерами меньше $30 \mu\text{m}$ фактически является свободномолекулярным ($\text{Kn} > 3$), а для частиц с размерами $30\text{--}100 \mu\text{m}$ реализуется переходный режим

течения от сплошной среды к свободномолекулярному ($\text{Kn} < 3$). Эта область представляет наибольшую сложность для расчетов. Порошок частиц углерода, подаваемый в рабочую камеру ВЧ-плазмотрона, содержит частицы, как правило, не превышающие по размеру $100 \mu\text{m}$. Поэтому дальнейшее рассмотрение и расчеты проводились для частиц размером от 1 до $100 \mu\text{m}$.

Для выяснения справедливости предположения о возможности пренебрежения обратного потока частиц углерода к поверхности были проведены расчеты сублимации с учетом и без учета этого процесса. Они показали, что отношение потоков падающих частиц и отлетающих меньше 0,2, т.е. можно пренебречь влиянием потока возвращающихся на частицу углерода сублимировавших молекул. Таким образом, переход от формулы (3) к (5) вполне законен.

Важной характеристикой, определяющей эффективность способа получения сажи, содержащей углеродные наноструктуры, является энергия (тепловой поток), подводимая к поверхности от окружающего (плазмообразующего) газа. На рис. 4 приведена зависимость этой величины от рода плазмообразующего (буферного) газа в дозвуковой струе при давлении $P = 10^4 \text{ Pa}$.

Как следует из представленных на рис. 4 данных, в описанном плазмохимическом способе эта величина достаточно велика, возрастает с уменьшением молярной массы используемого плазмообразующего газа и составляет при давлении $P = 10^4 \text{ Pa}$ $q \sim 5\text{--}20 \text{ MW/m}^2$. Кроме того, как следует из формулы (2), она возрастает с увеличением давления. Эти значения существенно превышают соответствующую величину, реализуемую в установках дугового испарения или магнетронах [19]. Такие высокие значения этого параметра позволяют диспергировать в плазменном потоке самые тугоплавкие материалы.

На рис. 5 проводится сравнение тепловых потоков к поверхности частицы без учета уноса массы и радиационных потерь энергии, рассчитанных по формулам. Температура поверхности бралась равной $T_w = 3500 \text{ K}$, температура и давление внешнего потока газа $T_f = 10000 \text{ K}$

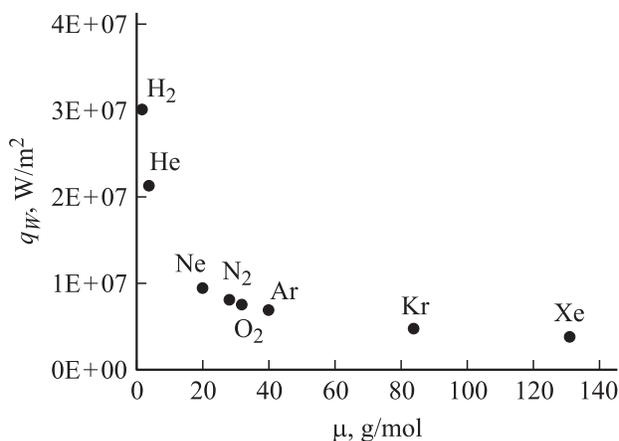


Рис. 4. Зависимость теплового потока от сорта газа (молекулярного веса).

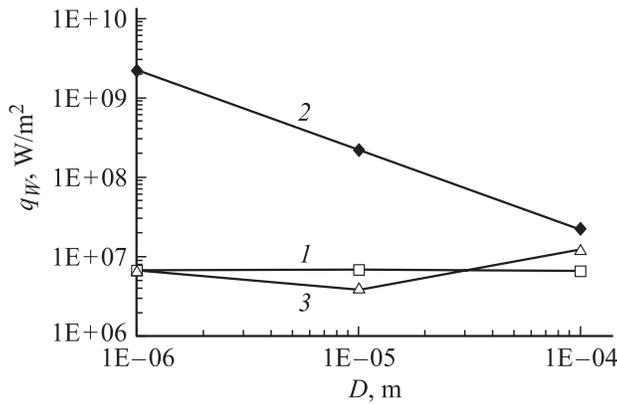


Рис. 5. Зависимость теплового потока от размера частиц. 1 — расчет по формуле для свободномолекулярного потока, 2 — расчет по формуле сплошной среды, 3 — прямое статистическое моделирование (метод DSMC).

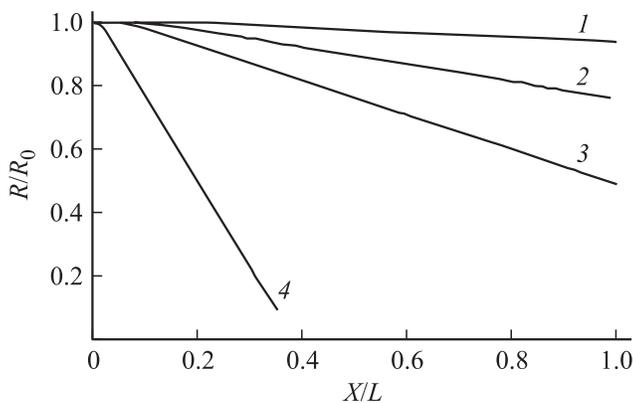


Рис. 6. Отношение радиуса частицы углерода к первоначальному в зависимости от пройденного пути для различных начальных диаметров частиц D : 100 (1), 10 (2), 5 (3), 1 μm (4).

и $P = 10^4$ Pa соответственно. Как следует из представленных данных, теория сплошной среды существенно завышает величины теплового потока для мелкодисперсных частиц и применительно к рассматриваемой задаче не может быть использована даже для оценок. Свободномолекулярное приближение достаточно хорошо согласуется с точным решением для частиц размером $D < 30 \mu\text{m}$ и дает неплохое приближение для частиц $30 < D < 100 \mu\text{m}$. В рассматриваемом диапазоне размеров частиц тепловой поток к их поверхности слабо зависит от размера.

На рис. 6 приведено изменение отношения текущего радиуса частицы к первоначальному для частиц различного начального диаметра в зависимости от пройденного пути. Расчеты проводились при условиях, характерных для ВЧ-плазмотрона ($P = 10^4$ Pa, $U = 100$ m/s). По этим данным можно определить расстояние, на котором испаряются частицы различного размера в плазменном потоке. Проведенный анализ показывает, что для испарения большей части массы подаваемого в ВЧ-плазмотрон порошка графита желательнее использовать частицы уг-

лерода размером $D \leq 30 \mu\text{m}$ и увеличить расстояние от индуктора до сажеуловителя.

На рис. 7 для частиц углерода различного начального диаметра приводится изменение температуры частицы в зависимости от пройденного пути. Из-за потерь тепла, связанных с излучением и уносом массы с поверхности, температура выходит на постоянное значение ~ 3300 K и больше не изменяется. При этом давление насыщенных паров углерода составляет 715 Pa, а массовая концентрация паров $C_w = 0.07$. Несмотря на довольно малое давление паров по сравнению с давлением плазмообразующего газа ($P = 10^4$ Pa), унос массы углерода с поверхности частицы составляет $G = 1.6 \text{ kg/m}^2/\text{s}$, что при плотности углерода $\sim 2000 \text{ kg/m}^3$, составляет 0.8 mm/s . Температура частиц на квазистационарном участке ($X/L > 0.2$) практически не зависит от размеров частиц. Это объясняется слабой зависимостью теплового потока от размеров частиц в рассматриваемых условиях.

На рис. 8 для частиц углерода различного начального диаметра приводится зависимость скорости от пройден-

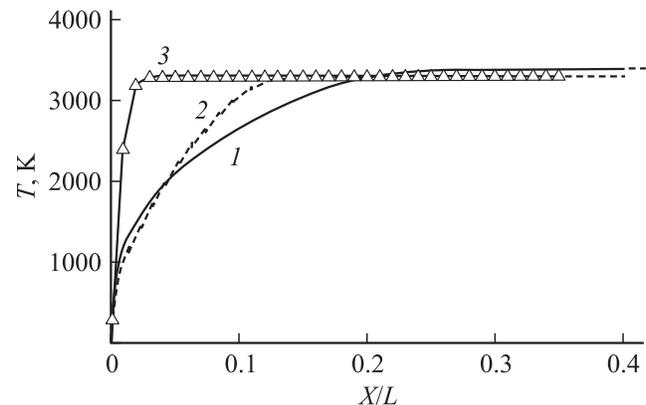


Рис. 7. Изменение температуры частицы углерода в зависимости от пройденного пути для различных начальных диаметров частиц D : 100 (1), 10 (2), 1 μm , (3).

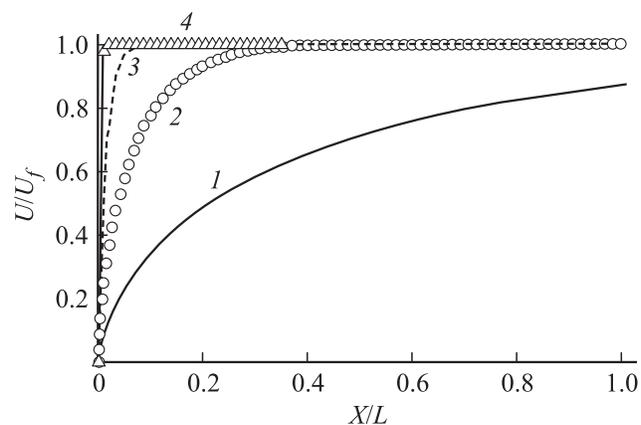


Рис. 8. Отношение скорости частицы углерода к скорости потока в зависимости от пройденного пути для различных начальных диаметров частиц D : 100 (1), 30 (2), 10 (3), 1 μm (4).

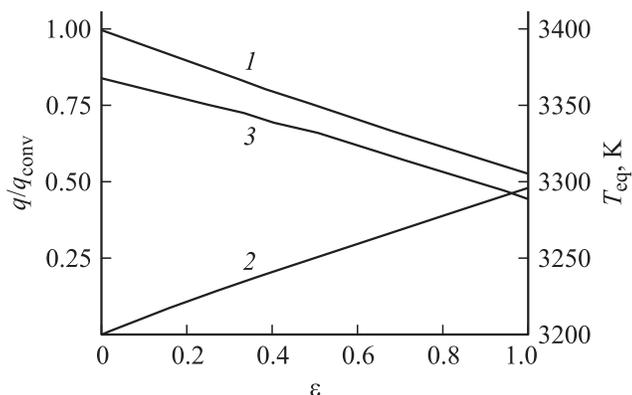


Рис. 9. Зависимости отношений количеств тепла, затрачиваемых на сублимацию (1) и на излучение поверхностью частицы (2), к конвективному тепловому потоку и равновесной температуре (3) частицы от излучательной способности ее поверхности в квазистационарном режиме теплообмена.

ного пути при условии, что они поступают в поток с нулевой скоростью. Частицы, диаметр которых меньше $20 \mu\text{m}$, довольно быстро (по сравнению со временем нахождения газа в рабочей камере) приобретают скорость, равную скорости потока.

На рис. 9 показаны зависимости отношений количеств тепла, затрачиваемых на сублимацию GE_s/q_{conv} и на излучение поверхностью частицы $\varepsilon\sigma T_w^4/q_{conv}$, к конвективному тепловому потоку и равновесной температуры T_{eq} частицы от излучательной способности ее поверхности ε в квазистационарном режиме теплообмена. Эта температура определяется из уравнения (8). В данном случае T_{eq} слабо зависит от величины ε , ввиду того что при фиксированном значении подводимого теплового потока уменьшение доли излучаемой частицей энергии $\varepsilon\sigma T_w^4/q_{conv}$ за счет уменьшения ε приводит к возрастанию T_{eq} и компенсируется увеличением давления насыщенных паров и возрастанием доли энергии, идущей на унос массы.

Выводы

Проведенные исследования процесса сублимации углеродного порошка в потоке плазмы, генерируемом в ВЧ-плазмотроне, показали, что:

— плотность мощности (удельный тепловой поток), подводимая к частицам порошка в плазменном потоке, может составлять до 20 MW/m^2 и более, что позволяет испарять частицы углерода, а также самые тугоплавкие металлы, сплавы, керамики и т.д.;

— эффективность процесса сублимации частиц углерода растет с увеличением энерговыклада (температуры плазмы), давления газа, использовании плазмообразующих газов с меньшей молекулярной массой и уменьшением размеров частиц порошка;

— течение около частиц углерода диаметром менее $30 \mu\text{m}$ является свободномолекулярным;

— столкновениями частиц углерода между собой можно пренебречь;

— частица углерода в каждый момент времени прогревается равномерно, количество радиационной энергии, поглощаемой частицами мало по сравнению с излучаемой, а интегральная излучательная способность материала слабо влияет на температуру частицы;

— поток молекул углерода, падающих на частицу углерода из газовой фазы, мал по сравнению с потоком сублимирующих молекул углерода.

Список литературы

- [1] Богданов А.А., Дайнингер Д., Дюжев Г.А. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 5. С. 1–7.
- [2] Yoshida T., Tani T., Nishimura H., Akashi K. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 5. P. 640–646.
- [3] Залогин Г.Н., Итин П.Г., Лунев В.В., Перов С.Л. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 22. С.
- [4] Власов В.И., Залогин Г.Н., Землянский Б.А., Кнотько В.Б. Изв. РАН МЖГ. 2003. № 5. С. 178–189.
- [5] Залогин Г.Н., Землянский Б.А., Кнотько В.Б. и др. // Космонавтика и ракетостроение. 1994. № 2. С. 22–32.
- [6] Воинов Л.П., Залогин Г.Н., Лунев В.В., Тимошенко В.П. // Космонавтика и ракетостроение. 1994. № 2. С. 51–57.
- [7] Власов В.И., Залогин Г.Н., Землянский Б.А., Кнотько В.Б. // Космонавтика и ракетостроение. 2001. № 23. С. 85–93.
- [8] Залогин Г.Н., Кислов В.В., Кнотько В.Б., Парфенов В.Н. // Тез. докл. конф. „Нанотехнологии производству 2005“, 30 ноября–1 декабря 2005 г., Фрязино.
- [9] Власов В.И. // Космонавтика и ракетостроение. 2001. № 23. С. 18–26.
- [10] Горшков А.Б. // Космонавтика и ракетостроение. 2004. № 3 (36). С. 54–61.
- [11] Алексеев Н.И., Дюжев Г.А. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 11. С. 32–39.
- [12] Алексеев Н.И., Дюжев Г.А. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 5. С. 121–129.
- [13] Алексеев Н.И. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 8. С. 45–50, ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 8. С. 51–57, ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 9. С. 63–71.
- [14] Bird G.A. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows. Clarendon Press. Oxford, 1994.
- [15] Коган М.Н., Макашев Н.К. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1971. № 6. С. 3–11.
- [16] Термодинамические свойства индивидуальных веществ: Справочник. Т. 2 / Под ред. В.П. Глушко. М.: Наука, 1979.
- [17] Григорьев И.С., Мейлихов Е.З. Физические величины: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991.
- [18] Кирутин Б.А., Тирский Г.А. // Изв. РАН. МЖГ. 1996. № 1. С. 159–168.
- [19] Митин А.В., Митин В.С., Шарипов Э.И. // Сб. докл. Междунар. научн.-практ. конф. „Нанотехнологии — производству“. Фрязино, 2004. С. 154–167.