

03;05;12

## Влияние геометрии разрядной камеры на эффективность дугового способа производства фуллеренов. II. Двухсторонняя подача газа и рассмотрение трехмерной геометрии

© Н.И. Алексеев, Г.А. Дюжев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: aleks@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 2 февраля 2005 г.)

На основе предложенной ранее модели и методики расчета дуговой камеры для производства фуллеренов анализируются два разных метода организации прокачки газа в разрядной камере: односторонняя (со стороны анода) и двухсторонняя — со стороны катодного и анодного фланцев. Показано, что во втором случае эффективность вывода фуллеренов из разрядной камеры существенно выше. Построено обобщение сделанного ранее осесимметричного двумерного расчета на трехмерный случай геометрии камеры, когда вывод газа осуществляется через боковую стенку камеры.

### Введение

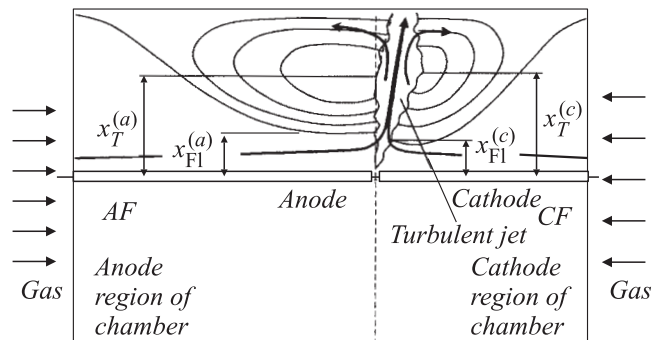
Настоящая работа продолжает начатое в [1,2] рассмотрение образования фуллеренов в дуговой камере заданной цилиндрической геометрии с прокачкой буферного газа (гелия) сквозь камеру. Сделанный в [2] расчет и качественные рассуждения показывают: в прокачной камере с несимметричным функционированием катодной и анодной областей камеры, когда поток газа подается в камеру со стороны анодной части камеры, а катодная часть является „заглушенной“ [2, рис. 5], ведет к образованию областей замкнутого движения газа, захватывающих значительное количество образующихся фуллеренов и в конечном счете снижающих общий выход фуллеренов. Увеличение прокачки лишь усугубляет эту неравноценность катодной и анодной половинок камеры и при некотором критическом значении приводит к срыву струи и нестабильному горению дуги, которая составляет со струей единое целое.

Наиболее естественный путь разрешения такой ситуации в рамках простой цилиндрической геометрии разрядной камеры, существенно повышающий выход фуллеренов, связан с подачей газа через оба фланца камеры (катодный и анодный) и выносом газа через осесимметричную щель, положение которой соответствует направлению истечения струи (рис. 1). В этом случае при достаточной величине прокачки влияние вихревых зон, как показано далее, можно существенно уменьшить.

Очевидно, однако, что техническая реализация такой „истинно“ двумерной геометрии камеры достаточно сложна. Поэтому реальную ценность для оптимизации производства фуллеренов представляют расчет производства фуллеренов в осесимметричной камере с двухсторонней подачей газа и обобщение расчета на трехмерную задачу, когда выход газа осуществляется через круглое боковое отверстие в стенках камеры.

### Случай двухсторонней подачи газа. Техника и результаты расчета выхода фуллеренов

Как и в [2], мы не ставили целью решить систему уравнений, описывающую течение газа во всей камере (рис. 1). Область турбулентной струи, как и в [2], вычленилась при этом из общего объема камеры и рассчитывалась приближенно и использованием известных результатов теории свободных турбулентных струй [3,4] с целью определения граничных условий на границах струи с анодной и катодной частями камеры. Однако в отличие от [2] границы прокачной области со стороны анодной и катодной частей камеры ( $x_{Fl}^{(a)}$  и  $x_{Fl}^{(c)}$  на рис. 1) теперь различны. Что касается положения точек  $x_T^{(a)}$ ,  $x_T^{(c)}$ , где струя зазора трансформируется в выходную струю камеры ([2]), то они также в общем случае различны (рис. 1). При расчете  $x_T^{(a)}$ ,  $x_T^{(c)}$  можно поступить двояко: определять  $x_T^{(a)}$  и  $x_T^{(c)}$  независимо



**Рис. 1.** Схема разрядной камеры с осью симметрии вдоль электродов и картина линий тока газа. Случай одновременной подачи газа со стороны анодной и катодной частей камеры и выноса газа через радиально-кольцевую щель.  $AF$  и  $CF$  — анодный и катодный фланцы камеры соответственно.

или полагать их одинаковыми и закладывать в расчет некоторое усреднение, как это сделано в [2]. Подробнее этот вопрос обсуждается ниже.

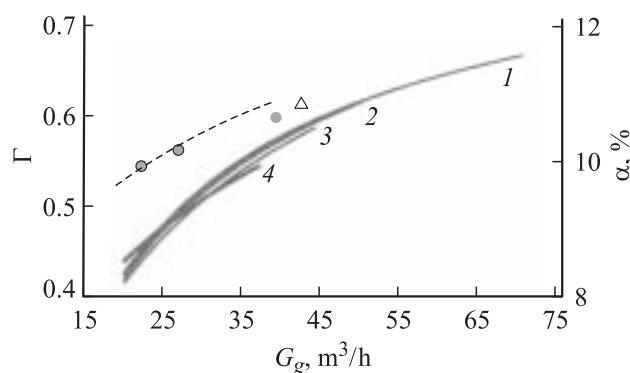
Рассчитанные значения характерных точек  $x_{\text{FI},T}^{(a,c)}$ , как и в [2], задают граничные условия на функцию тока на границе струи с катодной и анодной частями камеры (волнистая линия на рис. 1).

Техника расчета поля скоростей газа при условиях, заданных на стенках камеры, анодном и катодном фланцах — поверхностях  $AF$  и  $CF$  (рис. 1), и расчет концентрации частиц углеродной примеси практически не отличаются от [2].

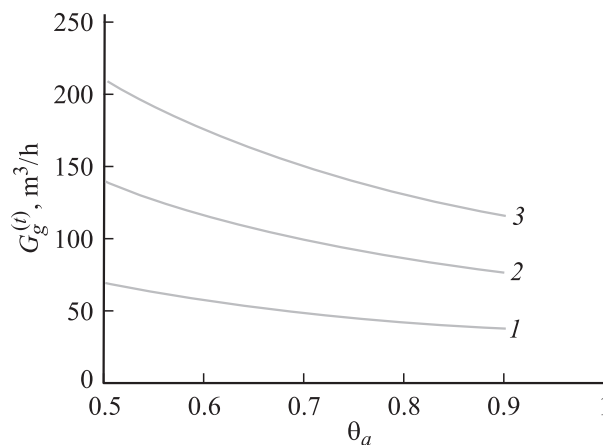
Эффективность камеры с точки зрения выхода фуллеренов оценивалась в [2] параметром  $\Gamma$ , определенным как отношение потока фуллеренов из камеры к количеству рождающихся фуллеренов. Факторами, определяющими уменьшение  $\Gamma$ , являются ультрафиолетовая засветка образовавшихся фуллеренов излучением дуги и высаживание образующихся фуллеренов на стенки камеры.

На рис. 2 показана зависимость  $\Gamma$  от величины суммарной прокачки газа  $G_g$  при разных значениях параметра  $\theta_a$  — относительной доли входящего потока, проходящего через анодную половину камеры ( $\theta_a + \theta_c = 1$ ). Значение  $\theta_a$  полагалось минимальным и равным  $\theta_a = 1/2$  в случае, когда потоки газа, прокачиваемые через катодную и анодную части камеры, совпадают. Для удобства сравнения с полученными ранее результатами техника расчета случая односторонней прокачки ( $\theta_a = 1$ ) была несколько изменена по сравнению с [2]: параметры  $x_T^{(a)}$  и  $x_T^{(c)}$  и в этом случае рассчитывались независимо.

Как и в [2], при некотором пороговом значении прокачки  $G_g^{(t)}$  наблюдается „кризис“ решения, т.е. оно становится физически бессмысленным. В отличие от [2] этот кризис состоит теперь не в том, что перестает вы-



**Рис. 2.** Зависимость относительного выхода фуллеренов  $\Gamma$  (левая ось ординат) от прокачки  $G_g$  для камеры радиуса  $R = 10$  см при разных значениях параметра симметрии подачи газа со стороны анодной и катодной частей камеры  $\theta_a$ : 1 — 0.5, 2 — 0.6, 3 — 0.7, 4 — 1.0 (односторонняя подача газа со стороны анодной области). Пунктир — процент фуллеренов в саже  $\alpha$  (правая ось ординат) в зависимости от  $G_g$ , ● — экспериментальные данные.



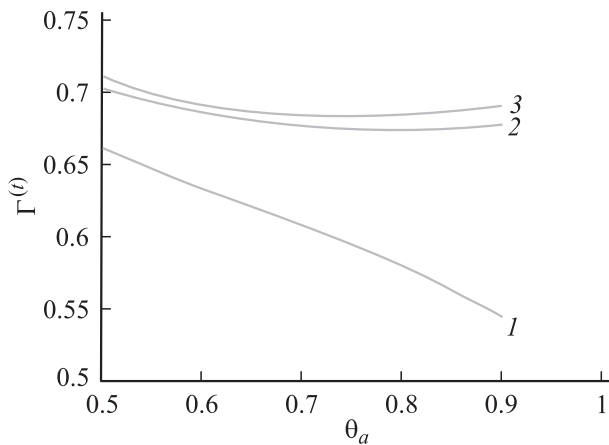
**Рис. 3.** Зависимость пороговой прокачки  $G_g^{(t)}$  от параметра  $\theta_a$  для разных радиусов камеры  $R$  (см): 1 — 10, 2 — 20, 3 — 30.

полняться условие  $x_{\text{FI}} < x_T$ , а в том, что  $x_T^{(c)}$  сравнивается с радиусом камеры  $R$ , т.е. для свободного турбулентного истечения газа из камеры (без градиента давления вдоль оси струи) не остается места. Физический смысл этого формального результата, однако, остается тем же, что и ранее: обязательность появления значительного градиента давления вдоль струи и необходимость учитывать его в решении означает резкое изменение режима горения дуги в целом и нестабильность горения.

Кризисные значения прокачки, рассчитанные по одной и другой методикам, отличаются на 15–20% и ведут себя в принципе одинаково. Поэтому далее речь идет о предельной величине прокачки в смысле раздельного расчета значений  $x_T^{(a)}$  и  $x_T^{(c)}$  и нарушения условия  $x_T^{(a)} < R$ . Граница  $x_T^{(a)} = R$  в достаточной мере условна. С тем же успехом можно было полагать, что максимально возможная прокачка соответствует  $x_T^{(a)} = (x_T^{(c)} + R)/2$ , в этом случае точка  $x_T^{(a)}$  с нулевой поперечной к струе скоростью примерно отвечает середине зоны замкнутого течения газа. Однако качественные выводы при таком определении не меняются вовсе, а количественные меняются незначительно.

Зависимость относительного выхода фуллеренов от прокачки газа при разных значениях параметра  $\theta_a$  показана на рис. 3. Видно, что двухсторонняя прокачка газа позволяет существенно продвинуться вверх по величинам пороговой прокачки  $G_g^{(t)}$  и относительного выхода фуллеренов  $\Gamma^{(t)}$ , достигаемого при  $G_g = G_g^{(t)}$ .

Более того, выход фуллеренов при суммарной прокачке, далекой от пороговой, растет по мере того, как подача газа становится более симметричной: при  $G_g \geq 25 \text{ m}^3/\text{h}$  кривая 1 (соотношение потоков 1/1,  $\theta_a = 1/2$ ) идет выше, чем кривая 4 (односторонняя прокачка со стороны анодной части камеры). Этот результат заранее не очевиден, так как с увеличением степени симметрии подачи газа граница одной зоны замкнутого течения газа (катодной) отодвигается от



**Рис. 4.** Зависимость относительного выхода фуллеренов  $\Gamma^{(t)}$ , достигаемого при пороговой прокачке  $G = G_g^{(t)}$  от параметра  $\theta_a$  для разных радиусов камеры  $R$  (см): 1 — 10, 2 — 20, 3 — 30.

источника засветки, но другой, анодной, напротив, приближается и воздействие на фуллерены, захваченные этими течениями, меняется в разные стороны.

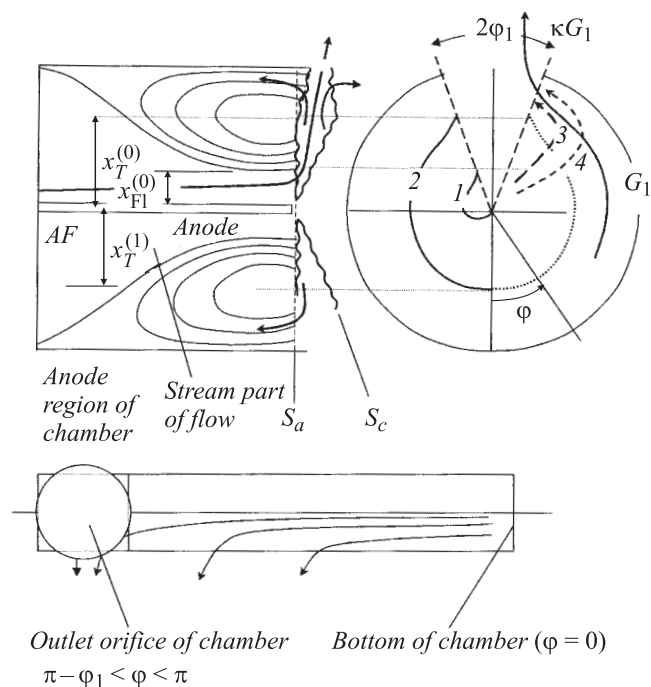
Зависимости  $G_g^{(t)}$  и  $\Gamma^{(t)}$  от  $\theta_a$  показаны на рис. 3 и 4 для разных радиусов камеры  $R$ . Интересно, что при симметричной прокачке разница в значениях  $\Gamma^{(t)}$ , достигаемых при разных  $R$ , весьма незначительна (левые концы кривых 1–3 на рис. 4). Напротив, в случае преимущественно односторонней прокачки ( $\theta_a \rightarrow 1$ ) более технологичная малая камера ( $R = 10$  см, кривая 3) приводит к существенному проигрышу в эффективности вывода фуллеренов из камеры и необходимо изготавливать камеру большего размера.

### Расчет граничных условий в отсутствии симметрии течения газа вдоль оси камеры (трехмерная геометрия с выносом газа через круглое отверстие в боковой стенке камеры). Характер линий тока в камере. Качественное рассмотрение

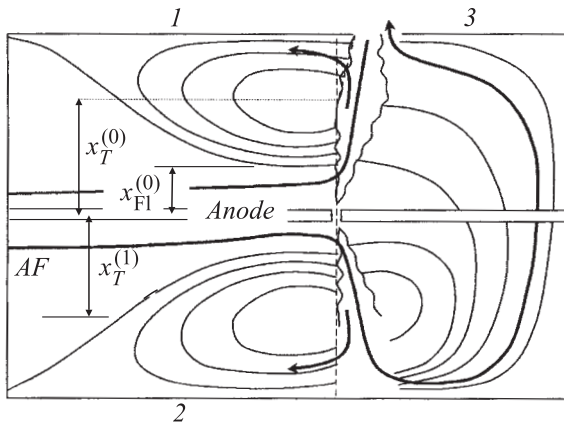
Как говорилось в [2], необходимость рассмотрения трехмерной задачи связана с тем, что вариант вывода газа из камеры через отверстие в боковой стенке является несравнимо более простой с технической точки зрения [3].

Будем рассматривать вначале случай камеры с равномерным по сечению анодного фланца вводом газа (как и в [2]) и выводом газа через одно выходное отверстие в боковой стенке камеры, расположенное приблизительно вдоль естественного направления газовой струи, формируемой дугой. Для простоты будем сначала рассматривать случай односторонней прокачки газа через анодную половину камеры.

Картина линий тока в осевом сечении анодной части камеры, проходящем через центр выходного отверстия, показано на левой половине рис. 5. Очевидно, что данное сечение является единственным сечением камеры, которое включает в себя все начинающиеся в нем линии тока и не пересекается никакими другими линиями тока ни в одной точке. Естественно предполагать, что картина линий тока в катодной половине камеры аналогична. Можно представить себе, однако, совершенно другую умозрительную картину линий тока в катодной части камеры со сквозным течением газа „снизу вверх“ и выносом газа в область выхода из камеры (рис. 6). Возможность реализации этой картины можно оценить, сопоставив рис. 6 с формально идентичным ему случаем плоской геометрии. В этом плоском случае задача остается двумерной и можно пользоваться представлениями о функции тока. Тогда, если подача газа через входной фланец симметрична, функция тока имеет равное значение по полуплоскости 2 и на полосе 1 (левее выходного отверстия на рис. 6). При переходе через выходящую струю на полосу 3 (рис. 6) функция тока меняется. Однако при характере течения в катодной части камеры, показанном на рис. 6, такого не может быть, так как заброс газа из нижней части камеры означает просто „замыкание накоротко“.



**Рис. 5.** Характерные области линий тока в анодной части камеры в осевой плоскости, проходящей через сечение выходного отверстия (слева). Поверхности  $S_a$  и  $S_c$  — границы струи с анодной и катодной частями камеры. Границы характерных зон движения газа в струе на границе струи с анодной частью камеры (правая половина): 1 — граница проточных линий тока на границе струи, 2 — кривая границы области вязкого затухания в зависимости от угла  $\varphi$ . Плоская развертка части поверхности камеры, мысленно вырезаемая струей разрядного зазора и линии тока газа вдоль поверхности камеры (снизу).



**Рис. 6.** Умозрительная картина линий тока газа в предположении в возможности сквозного переноса газа через катодную (заглушенную) часть камеры.

Поэтому картина движения газа в катодной части камеры идентична картине анодной части (рис. 5) с точностью до того, что в катодной части камеры отсутствует прокачная область течения („stream part of flow“ на рис. 5). Таким образом, картина линий тока отличается от осесимметричного случая лишь количественно.

Для удобства анализа выделим телесный угол из разрядного зазора на выходное отверстие камеры (радиус отверстия  $R_{out}$ ) и будем называть его конусом выхода газа. Полный угол раскрытия конуса составляет тогда  $2\varphi_1 = 2R_{out}/R$  (рис. 5).

В рамках модели течения газа, показанной на рис. 5, прокачка газа через струю в выходное отверстие камеры осуществляется следующим образом. Часть газа попадает в выходной конус непосредственно из анодной половины камеры. Другая часть всасывается в струю, разлетается по радиусу от центра и попадает затем в область выходного конуса вместе с кольцевым током, целиком оставаясь внутри струи (и ее геометрического продолжения до стенок камеры — правая половина рис. 5, пунктирные стрелки 4).

Картина линий тока в верхней половине камеры схожа со случаем осесимметричной камеры, т.е. имеет место турбулентный выход газа из камеры, при котором структура входящей в отверстие струи идентична структуре выходящей плоской струи с точностью до обращения знака скоростей. В нижней половине камеры и во всех сечениях через осевую плоскость, не проходящих через выходное отверстие, струя затухает до достижения стенок камеры, течение превращается в вязкое и растекается вдоль стенок со скоростью, определяемой условием  $Re = 1$ .

Каждое такое сечение (т.е. сечение, не проходящее через выходное отверстие) содержит как проточную область, так и область замкнутого течения газа вдоль стенок. При этом, как и в осесимметричном случае, выделены, очевидно, две характерные точки: граница проточной области по радиусу — точка  $x_{FI}$  и точка  $x_T$ , где продольная вдоль стенок камеры (и поперечная по

отношению к оси струи) скорость газа меняет знак. Положения точек  $x_{FI}$  и  $x_T$  существенно зависят при этом от кольцевого угла  $\varphi$  (правая половина рис. 5). Если движение внутри струи известно, граничные условия для расчета движения газа в камере должны ставиться на границах струи и их геометрическом продолжении до стенок камеры (поверхности  $S_a, S_C$  на рис. 5).

Расчет внутреннего течения струи может быть проведен следующим образом. Интегральные условия на кривые  $x_{FI}(\varphi)$ ,  $x_T(\varphi)$  можно получить по аналогии с системой уравнений баланса газа при односторонней прокачке газа в двумерном случае [2]:

$$2\pi n x_{FI} = G_g = 2\pi R \cdot 2b_1 u_{out} \quad (1)$$

— баланс прокачиваемого газа, состоящий в том, что поток газа в прокачную часть струи  $x \leq x_{FI}$  равен потоку газа, выходящего из отверстия ( $2b_1$  — ширина выходной радиальной кольцевой щели,  $u_{out}$  — скорость потока газа внутри этой щели);

$$2\pi n(x_T - x_{FI}) = 1.2u_{out} \cdot 2\pi R \sqrt{ab_1(R - x_T)} \quad (2)$$

— баланс газа, циркулирующего внутри камеры.

В трехмерном случае баланс прокачиваемого газа — аналог (1) имеет вид

$$2n \int_0^\pi d\varphi x_{FI}(\varphi) = 4d^2 u_{out}, \quad (3)$$

где  $d$  — полусторона умозрительного квадратного выходного отверстия, равного по площади круглому отверстию с радиусом  $R_{out}$ :  $\pi R_{out}^2 = 4d^2$ .

При расчете баланса газа, циркулирующего внутри камеры, необходимо учитывать кольцевой поток  $G_1$ , входящий конус выхода струи. Часть этого потока ( $\kappa G_1$ ,  $\kappa < 1$ ) попадает далее в выходное отверстие камеры другая часть возвращается обратно в камеру (рис. 5).

Компоненты баланса газа, циркулирующего в камере, имеют тогда следующий вид.

Приток газа в струю из непрокачной части камеры равен

$$2n \int_0^\pi d\varphi (x_T(\varphi) - x_{FI}(\varphi)). \quad (4)$$

Обратный поток газа из струи в камеру складывается из обратного тока  $G_{back}^{(1)}$ , который целиком формируется в конусе выноса, т.е. в пределах изменения угла  $\varphi$  от  $\pi - \varphi_1$  до  $\pi$  (рис. 5, правая половина), части кольцевого тока, попавшего в сектор выноса, но возвращающегося назад в камеру (нижняя часть рис. 5), и обратного тока  $G_{back}^{(2)}$ , который целиком формируется в диапазоне углов  $\varphi$ , от 0 до  $\pi - \varphi_1$  (рис. 5).

Поток  $G_{back}^{(1)}$  задается моделью организации потока газа в выходном отверстии как фрагменте струи из бесконечной плоской щели с присущей этой геометрии скоростью накачки газа вниз по струе [4,5]. Тогда поток  $G_{back}^{(1)}$

можно связать с потоком  $2\pi R \cdot 1.2\sqrt{ad(R-x_T)}\tilde{u}_{out}$ , который накачивался бы в плоскую струю с полушириной  $d$  и длиной щели  $2\pi R$  при скорости истечения

$$\tilde{u}_{out} = \frac{G_g - \kappa G_1}{4d^2},$$

т.е. при условии исключения притока газа в конус выхода за счет кольцевых токов. Таким образом,

$$G_{back}^{(1)} = 2\pi R \cdot \frac{\varphi_1}{\pi} 1.2\sqrt{ad(R-x_T)} \frac{G_g - \kappa G_1}{4d^2}. \quad (5)$$

Поток  $G_{back}^{(2)}$  может быть рассчитан, если задать закон изменения осевой радиальной скорости  $u_m$  от зависимости  $u_m^{turb} = n/ax$  [2,4] при  $x < x_T(\varphi)$  (часть газовой струи, описываемая как свободная струя) до нуля при  $x = R$  и поперечной к струе скорости  $V_m$  втекания газа в струю от зависимости  $V_m^{turb} = n/x$  [2] при  $x < x_T(\varphi)$  до значения  $V_{Re} = \eta/\rho$ , определяемого условием равенства числа Рейнольдса единице  $Re = 1$  [2]. Что касается кольцевой скорости газа в струе  $V_\varphi$ , то, если положить

$$u_m = u_m^{turb}(1 - \xi(x, x_T)), \quad (6)$$

$$\begin{aligned} V_m - V_{Re} &= (V_m^{turb} - V_{Re}) \cdot (1 - \xi(x, x_T)) \\ &= V_{Re}\xi + V_m^{turb}(1 - \xi), \end{aligned} \quad (7)$$

где функция  $\xi$  меняется от 0 при  $x = x_T$  до 1 при  $x = R$ , и использовать усредненное по толщине струи уравнение непрерывности, то легко получить, что

$$\frac{\partial V_\varphi}{\partial \varphi} = A_1 u_m^{turb} x \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{x}{\delta(x)} V_{Re} \xi, \quad (8)$$

$$G_{back}^{(2)} = 2n \int_0^{\pi-\varphi_1} d\varphi \int_{x_T(\varphi)}^R dx \left( n(1 - \xi(x)) + V_{Re} x \xi \right), \quad (9)$$

интеграл  $A_1 = \int_0^1 d\Lambda f_u(\Lambda)$  определяется заданием формы кривой радиальной скорости в струе поперек струи [1].

В окончательном виде аналог баланса (2) имеет вид

$$2n \int_0^\pi d\varphi (x_T - x_{Fl}) = G_{back}^{(1)} + G_{back}^{(2)} + (1 - \kappa)G_1, \quad (10)$$

где

$$G_{back}^{(1)} = 2\pi R \frac{\varphi_1}{\pi} 1.2\sqrt{ad(R-x_T)} \frac{G_g - \kappa G_1}{4d^2}, \quad (11)$$

$$G_{back}^{(2)} = 2n \int_0^{\pi-\varphi_1} d\varphi \int_{x_T(\varphi)}^R dx \left( n(1 - \xi(x)) + V_{Re} x \xi \right), \quad (12)$$

$$G_1 = 2 \int_{x_T^{(0)}}^R dx \left( \delta(x_T^{(0)}) + \frac{d - \delta(x_T^{(0)})}{R - x_T} (x - x_T) \right) V_\varphi^{(1)}(x), \quad (13)$$

$$V_\varphi^{(1)}(x) = \int_0^{\pi-\varphi_1} d\varphi \left( A_1 u_m^{turb} x \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{x}{\delta(x)} V_{Re} \xi \right) \quad (14)$$

— угловая скорость газа, поступающего в конус выноса вместе с кольцевым током.

Параметр  $\kappa$  можно найти, предположив, что основной приток газа в сектор выноса приходится на область  $x > x_T(\varphi)$  (это предположение полностью эквивалентно представлению о том, что до точки  $x = x_T(\varphi)$  поток газа в струе „не знает“ о существовании выходного отверстия и линии тока в струе не искажены за счет кольцевого тока). Тогда проходящий через камеру поток, рассчитанный в выходной части сектора выноса, равен  $2n\varphi_1 + \kappa G_1$ . Отсюда

$$2n\varphi_1 + \kappa G_1 = G_g. \quad (15)$$

В рамках соотношений (10)–(15) параметры  $x_T^{(0)} = x_T(\varphi = \pi)$  и  $x_{Fl}^{(0)} = x_{Fl}(\varphi = \pi)$  (правая половина рис. 5) можно считать неизвестными и рассчитать их, задавшись некоторыми аналитическими зависимостями  $x_T(\varphi)$  и  $x_{Fl}(\varphi)$  на отрезке от точки  $\varphi = \pi$  до  $\varphi = 0$ .

Структура струи при  $\varphi = 0$  должна быть такой же, как и в отсутствии прокачки, т.е.  $x_{Fl}^{(1)} = 0$ . Значение  $x_T^{(1)}$  в отсутствие прокачки рассчитывалось в рамках двумерной осесимметричной задачи, как описано в [2] (Приложение 1), и в трехмерном расчете считалось известным.

По определенным в ходе расчета значениям  $x_c^{(1)}$ ,  $x_T^{(1)}$ , кривым  $x_T(\varphi)$ ,  $x_c(\varphi)$  и зависимостям (6), (7), (14) можно построить граничные условия на поле скоростей  $u$ ,  $V$ ,  $V_\varphi$  на границе струи. Однако теперь в отличие от двумерной задачи большая часть как катодной, так и анодной части камеры захвачена областью вязкого кругового движения, соседствующего с областью вязкого затухания струи. Поэтому расчет поля скоростей в камере должен вестись на основе классического уравнения переноса ротора для вязкой несжимаемой жидкости [6]

$$(\mathbf{V}\nabla)\text{rot}\mathbf{V} - (\text{rot}\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V} = \nu\Delta\text{rot}\mathbf{V}. \quad (16)$$

Уравнение (16) имеет третий порядок и требует дополнительного условия на стенках камеры, кроме очевидного  $u = 0$ . Поэтому, учитывая приближенный характер граничных условий и задачи в целом, мы не решали (16), а интерполировали скорости  $u$ ,  $V$ ,  $V_\varphi$  от плоскости  $z = -L$  до плоскости  $z = 0$  (для анодной половинки камеры) и от фигуры вращения  $z = 2\delta x$  до  $z = 0$  (для катодной половинки камеры) соотношениями типа

$$\begin{aligned} V(x, z, \varphi) &= V_{AF}(x, \varphi) \\ &+ (V_{Sa}(x, \varphi) - V_{AF}(x, \varphi)) \left( (z + L)/L \right)^\Pi, \end{aligned}$$

где  $V_{Sa}(x, \varphi) = V(x, z = 0, \varphi)$  — поле скоростей на границе струи ( $S_a$  на рис. 5) с анодной областью камеры;  $V_{AF}(x, \varphi) = V(x, z = -L, \varphi)$  — поле скоростей на анодном фланце.



Показатель степени  $\Pi$  варьировался. Для приведенных ниже кривых  $\Pi = 2$ . Существенно, однако, что варьирование показателя  $\Pi$  меняет конечный результат гораздо слабее, нежели переход к осесимметричной двумерной геометрии.

## Результаты расчета трехмерной задачи

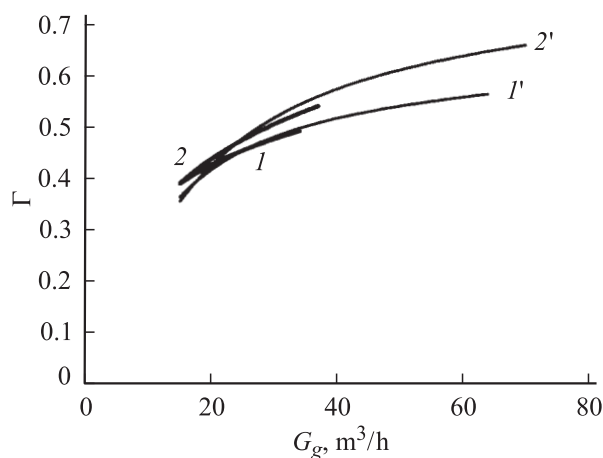
Был проведен расчет зависимости относительного выхода фуллеренов от прокачки для камер разного радиуса. Результаты расчета показаны на рис. 7 (кривые 1 и 2). Для сравнения на рис. 7 приведены также соответствующие зависимости для случая осесимметричной камеры (кривые 1', 2'). Ширина щели  $2b_1$  для кривых 1' и 2' выбрана таким образом, чтобы площади выходного отверстия  $\pi R_{\text{out}}^2$  в трехмерной задаче и выходной щели  $2\pi R \cdot 2b_1$  совпадали.

Из рис. 7 видно, что максимум  $\Gamma$  достигается при меньшей прокачке, чем в осесимметричном случае, и меньше по абсолютному значению примерно на 20%. Этот результат весьма слабо зависит от параметра  $2b_1$ .

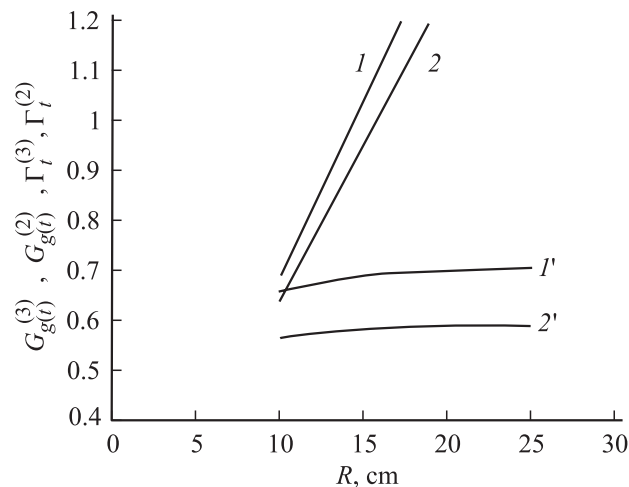
Справедливым остается и качественный вывод о том, что увеличение радиуса камеры эффективно лишь в том случае, если одновременно увеличивать прокачку газа, что, однако, требует более мощной газодувки.

Зависимости пороговой прокачки  $G_g^{(t)}$  и относительного выхода фуллеренов  $\Gamma^{(t)}$ , достигаемого при  $G_g = G_g^{(t)}$ , от радиуса камеры приведены на рис. 8 (кривые 2, 2'). Для сравнения там же даны зависимости для двумерного осесимметричного случая.

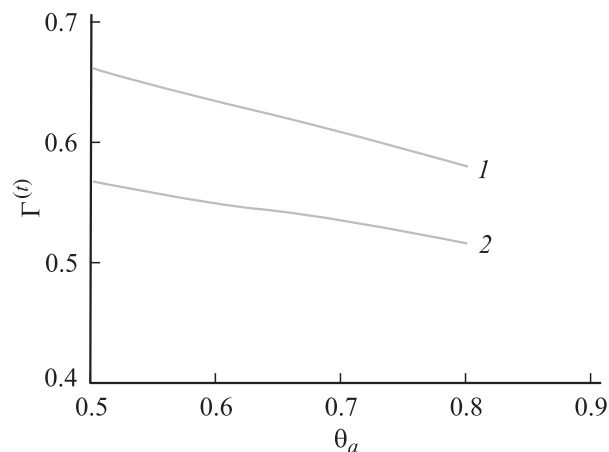
Зависимость  $\Gamma^{(t)}$  от параметра  $\theta_a$  при фиксированном радиусе камеры также имеет вид, аналогичный осесимметричному случаю (рис. 9). Это означает, что проигрыш в эффективности работы камеры, связанный с вынужденным использованием трехмерной геометрии вместо двумерной осесимметричной, не усугубляется, но и не компенсируется при введении двухсторонней подачи газа вместо односторонней.



**Рис. 7.** Относительный выход фуллеренов при односторонней прокачке (1, 1') и при полностью симметричной прокачке газа (2, 2'). 1, 2 — трехмерный случай; 1', 2' — двумерный.



**Рис. 8.** Величина пороговой прокачки  $G_g^{(t)}$  (1, 2) и относительный выход фуллеренов  $\Gamma^{(t)}$  при этой прокачке (1', 2') в зависимости от радиуса камеры. 1, 1' — двумерная задача; 2, 2' — трехмерная.



**Рис. 9.** Относительный выход фуллеренов  $\Gamma^{(t)}$  в зависимости от параметра  $\theta_a$  в двумерном (1) и трехмерном (2) случаях. Радиус камеры  $R = 10$  см.

Весьма интересна и зависимость относительного выхода фуллеренов от длины камеры, рассчитанная для более простого двумерного случая. Увеличение длины приводит при прочих равных условиях к небольшому увеличению  $\Gamma$ . Результат этот, однако, весьма чувствителен к тому, как задается зависимость засветки фуллеренов от координаты. Если считать интенсивность излучения постоянной во всех направлениях, результат выражен гораздо слабее или даже противоположен. Это связано с тем, что при увеличении длины камеры увеличивается и длина высаживания фуллеренов на стенки. То же относится и к сажевым частицам, не содержащим фуллеренов. С другой стороны, условия засветки фуллеренов при изотропном задании излучения меняются незначительно. Поэтому с ростом длины  $\Gamma$  уменьшается. Если же интенсивность излучения имеет достаточно четкий максимум в поперечном сечении камеры, про-

ходящем через зазор, то увеличение размеров камеры все более выводит фуллерены из области засветки и уровень их сохранности в результате прокручивания в вихревом движении газа, напротив, увеличивается, хоть и незначительно. В целом длина камеры слабо влияет на эффективность вывода фуллеренов из камеры незначительно.

## Сравнение с экспериментом

Качественное сопоставление с экспериментом допускает лишь зависимость  $\alpha(G_g)$  процента выхода фуллеренов от прокачки в случае трехмерной геометрии. Как эксперимент, проведенный на описанной в [3] установке, так и расчет дают слабое возрастание  $\alpha(G_g)$  вместе с прокачкой (рис. 2). Поэтому при росте  $G_g$  основной выигрыш в работе установки связан не с ростом процента фуллеренов, а с увеличением абсолютного количества сажи и вместе с ним фуллеренов, выведенных из дуги.

Следует заметить, что сравнение может быть лишь качественным, так как абсолютная величина  $\alpha$  расчету практически не поддается, и расчетная кривая на рис. 2 (пунктир) проведена так, чтобы было соответствие экспериментальному результату (жирные точки) в исходной точке  $G_g = 16 \text{ м}^3/\text{ч}$ .

Треугольник на рис. 2 отвечает началу неустойчивого горения дуги при односторонней прокачке газа и примерно отвечает пороговому значению прокачки.

К сожалению, четких литературных данных, допускающих независимое сравнение нашего расчета и эксперимента других авторов, найти не удалось. Так, в работах [7,8], близких по постановке эксперимента, поток газа вводится через отверстие в катоде большого диаметра, так что скорость потока на выходе зазора сама зависит от прокачки.

## Выводы

Основные выводы работы можно сформулировать следующим образом.

1. Переход к двухсторонней подаче газа в камеру со стороны как анодной, так и катодной области способствует более эффективному выводу фуллеренов из камеры. Этот результат выражен тем сильнее, чем больше общая прокачка газа.

2. Кроме того, двухсторонняя подача газа позволяет продвинуться вверх по максимально допустимому уровню прокачки, не приводящему к срыву горения дуги, и за счет этого дополнительно увеличить выход фуллеренов.

3. Преимущества двухсторонней прокачки особенно явно проявляются при небольшом радиусе камеры  $R \leq 10 \text{ см}$  (т.е. если есть технологическая возможность изготовить большую камеру, преимущества двухсторонней прокачки становятся гораздо менее заметны).

4. В трехмерной геометрии разрядной камеры с выводом газа через боковое отверстие выход фуллеренов

оказывается ниже на 15–20% по сравнению со случаем осесимметричной камеры. Этот результат слабо зависит от ширины кольцевой радиальной щели, которая ставится в соответствие реальному круглому отверстию.

## Список литературы

- [1] Алексеев Н.И., Дюжев Г.А. // ЖТФ. 1975. Т. 75. Вып. 11. С. 32–39.
- [2] Алексеев Н.И., Дюжев Г.А. // ЖТФ. 1975. Т. 75. Вып. 12. С. 16–25.
- [3] Dyuzhev G.A., Basargin I.V., Filippov B.M., Alekseyev N.I. et al. Int. Appl. Publ. Under PCT. WO 02/096800. PCT/RU 02/00083.
- [4] Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 717 с.
- [5] Гиневский А.С. Теория турбулентных струй и следов. М.: Машиностроение, 1969. 299 с.
- [6] Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: ГИТТЛ, 1957. 757 с.
- [7] Dubrovsky R., Bezmelnitsyn V. // Rev. Adv. Mat. 2003. Vol. 5. P. 420–424.
- [8] Todorovic-Marcovic B., Marcovic Z., Marcovic T. // J. Serb. Chem. Soc. 2003. Vol. 67. N 7. P. 543–547.