

03;04;05;12

О трансформации углеродного пара в газоплазменной струе дугового разряда

© Н.И. Алексеев,¹ F. Chibante,² Г.А. Дюжев¹¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия²BuckyUSA, Houston, TX, USA
e-mail: dgan@hm.csa.ru

(Поступило в Редакцию 28 августа 2000 г.)

Проведена обработка результатов эксперимента по измерению массы фуллереносодержащей сажи, осаждающейся на зонд в различных областях фуллереновой дуги. Показано, что на основе весьма общей модели спектра кластеров, простой газодинамической модели и существующих представлений об этапах трансформации углеродных кластеров можно определить область возникновения фуллеренов и сажи в дуге.

В экспериментальной работе [1] были измерены потоки массы углерода на цилиндрические зонды, помещенные в газоплазменную струю дугового разряда, в котором производится фуллереносодержащая сажа. Было показано, что полученные результаты позволяют делать качественные выводы о характере трансформации углеродного пара в струе. Цель настоящей работы — проведение количественных расчетов и оценок и сравнение их с экспериментом.

Расчет параметра захвата и сравнение с экспериментом

Из экспериментов в дрейфовых трубках [2] известно, что топология углеродных кластеров зависит от числа атомов N примерно следующим образом. При $N \leq 10$ наблюдаются цепочки, при $10 \leq N \leq 30-40$ — кольца, при $N \geq 30-40$ — многокольцевые кластеры, топология которых неоднозначна. При $N > 36$ появляются фуллерены и почти замкнутые фуллереноподобные кластеры, составляющие основу сажевых ассоциатов [3]. Кинетические характеристики колец и цепочек очень близки [4], а количество фуллеренов при $N \leq 60$ ничтожно. Поэтому при вычислении такой интегральной характеристики, как ток на зонд, достаточно описывать кластеры функцией распределения по числу атомов в кластере $n(N)$ с естественной нормировкой

$$\int Nn(N)dN = n_{\Sigma},$$

где n_{Σ} — суммарная концентрация углеродной примеси в несущем газе — гелии.

Тогда масса углерода, которая в единицу времени высаживается из газового потока на одиночный цилиндрический зонд, перпендикулярный направлению распространения потока, определяется в радиально-щелевом источнике [5] интегралом

$$M = 2am_{\text{C}}VL_{\text{eff}} \int Nn(N)\varepsilon(N)dN. \quad (1)$$

Здесь a — радиус зонда; m_{C} — масса атома углерода, V — радиальная скорость газа, L_{eff} — эффективная длина стрейня, $\varepsilon(N) = J/(2anV)$ — параметр захвата для кластера с данным N , J — поток углерода на единицу длины зонда. Для определения величин, связанных с потоком, используем стандартные формулы теории свободной турбулентной струи в варианте Прандтля [5]. В этом случае а) $L_{\text{eff}} = 2xr_0 \text{tg}(\zeta)$ — толщины слоя смещения струи, где r_0 — радиус электрода, $x = r/r_0$ — безразмерное расстояние от оси разряда, ζ — угол раскрытия струи; б) скорость $V = V_0\Theta_v/x$, температура $T = T_0\Theta_T/x$ газа и концентрации примеси $n_{\Sigma} = n_0\Theta_n/x$, где V_0 , T_0 , n_0 — значения этих параметров на срезе источника; Θ_v , Θ_T , Θ_n — параметры теории; для наших условий $\Theta_v \approx \Theta_T \approx \Theta_n = \Theta \approx 3.5$.

Очевидно, что формулы для V , T и n_{Σ} справедливы при $x > \Theta$. При $x < \Theta$ расположена область потенциального ядра струи, где параметры меняются незначительно.

Выражение для параметра захвата ε в случае мало-подвижных примесных частиц аэрозольного типа было получено в [6] из решения стационарной задачи диффузии, которая сводится к уравнению

$$\text{div}(nV_S) = D\Delta n. \quad (2)$$

Здесь V_S — направленная скорость несущего газа, D — коэффициент диффузии. Уравнение (2) решалось с граничными условиями

$$n|_{r=a} = 0, \quad n|_{r=\infty} = n_{\infty}, \quad n|_{\varphi=0} = n_{\infty}. \quad (3)-(5)$$

где угол φ отчитывается от направления, встречного потоку.

Условие (5) является условием существования линии максимального натекания, имеет асимптотический характер и верно лишь при диффузионных числах Пекле $\text{Pe} = aV/D \rightarrow \infty$ [7].

В [6] была получена следующая зависимость параметра захвата от числа Пекле:

$$\varepsilon = 2.32 \cdot \text{Pe}^{-2/3}\omega, \quad (6)$$

где $\omega = 1/\{2 \cdot [2 - \ln(\text{Re})]\}^{1/3}$, $\text{Re} = 2aV/\nu$ — число Рейнольдса.

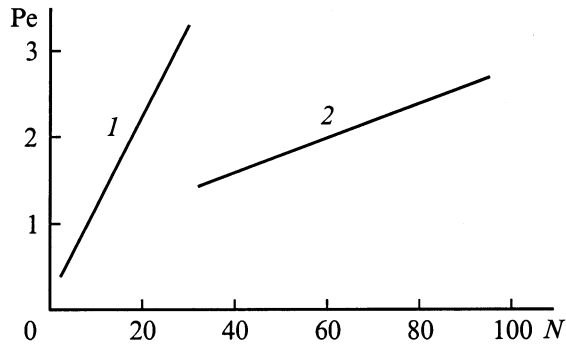


Рис. 1. Зависимость числа Пекле от количества атомов углерода в кластере: 1 — цепочки и кольца, 2 — фуллерены; $T = 0.3 \text{ eV}$.

На рис. 1 приведены значения числа Пекле для углеродных кластеров в виде цепочек (или колец, характеристики которых очень схожи; кривая 1) и фуллеренов (кривая 2) при типичной концентрации гелия $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Данные по сечениям столкновений, определяющие коэффициент диффузии $D \approx 0.33V_{T(\text{He})}/\sigma N_{\text{He}}$, где $V_{T(\text{He})}$ — тепловая скорость, N_{He} — концентрация гелия, заимствованы из [8]. Видно, что для большинства кластеров $Pe \geq 1$ и формулой (6) можно пользоваться. Исключение составляют малые цепочки с $N \leq 10$, для которых Pe может быть существенно меньше 1. В этом случае линии максимального натекания нет, а ток определяется поправками к известной формуле диффузионного зонда в отсутствие направленного потока газа [9]

$$\frac{J}{2\pi} = \frac{Dn_{\infty}}{\ln(R/a)},$$

где $R \sim V_T \cdot \tau$ — длина обрезания, определяемая временем жизни данного кластера и его тепловой скоростью V_T ; поправки должны иметь вид разложения по малому параметру — числу Пекле.

Разложим n в (2) по полиномам Лежандра

$$n = n_0 + n_1 \cdot \cos \varphi + \dots \quad (7)$$

и приравняем коэффициенты одного порядка в правой и левой частях. Ограничиваясь первыми двумя членами, получим

$$d^2n_0/dr^2 + (1/r)dn_0/dr = (-Pe/3)(Udn_1/dr + 2\Phi n_1/r), \quad (8)$$

$$d^2n_1/dr^2 + (1/r)dn_1/dr - n_1/r^2 = -Pe U dn_0/dr, \quad (9)$$

где $U(r)$ и $\Phi(r)$ — абсолютные безразмерные величины радиальной и угловой скоростей несущего газа, деленные соответственно на $\cos \varphi$ и $\sin \varphi$, а дифференцирование ведется по безразмерной координате r/a , обозначаемой той же буквой r .

Уравнение (8) решалось как краевая задача с граничными условиями (3), (4), а уравнение (9) — как обыч-

новное дифференциальное уравнение с условиями

$$\left. \frac{dn}{dr} \right|_{r=R/a} = n \Big|_{r=R/a} = 0. \quad (10)$$

В нулевом приближении

$$n_0^0 = n_{\infty} \cdot \frac{\ln(r)}{\ln(R/a)}, \quad n_1^0 = \frac{C}{r}. \quad (11), (12)$$

Хотя n_1^0 не удовлетворяет условию (10), используем его для задания правой части в (8). Константу C определим из условия (9)

$$C = Pe \cdot n_{\infty}. \quad (13)$$

Подставив (13) в (8), получим в следующем (первом) приближении:

$$d^2n_0/dr^2 + (1/r)dn_0/dr = (-Pe^2 n_{\infty}/3r^2)(U - 2\Phi). \quad (14)$$

В случае вязкого обтекания функции U и Φ рассчитываются лишь на расстояниях $r - 1 \leq 1/Re$ от зонда из известной формулы потенциала Лэмба и имеют вид

$$U = U_L = [1/r^2 - 1 + 2 \ln r]\omega, \quad (15)$$

$$\Phi = \Phi_L = [-1/r^2 + 1 + 2 \ln r]\omega. \quad (16)$$

При $r - 1 > 1/Re$ вид этих функций неизвестен, однако нетрудно установить, что результат интегрирования (14)

$$n_0 = \left. \frac{dn_0}{dr} \right|_{r=1} \ln r + \frac{Pe^2 n_{\infty}}{3} \int_1^r \frac{dr'}{r'} \int_1^{r'} \frac{1}{r''} (U - 2\Phi) dr''$$

при естественных требованиях на U, Φ

$$(U - 2\Phi) \Big|_{r=R/a} = -1,$$

$$\left. \frac{d}{dr}(U - 2\Phi) \right|_{r=1} = \left. \frac{d}{dr}(U_L - 2\Phi_L) \right|_{r=1} = 8\omega$$

слабо зависит от конкретного вида функций. Найдя таким образом $dn_0/dr|_{r=1}$, получим для тока на единицу длины зонда

$$\frac{J}{2\pi} = \frac{Dn_{\infty}}{\ln(R/a)} \left(1 - \frac{Pe^2}{3} \int_1^{R/a} \frac{dr'}{r'} \int_1^{r'} \frac{1}{r''} (U - \Phi) dr'' \right). \quad (17)$$

Зависимость параметра захвата, полученного при использовании (17), от числа Пекле Pe , приведена на рис. 2 (кривая 2). Видно, что при малых числах Pe отличие кривой 2 от кривой 1 может составлять множитель 2 и этот результат необходимо в дальнейшем учитывать. Интересно отметить, что при $Pe = 1$, когда как (6) и (17) должны давать уже очень большую погрешность, но в разные стороны, их различие составляет не более 20%.

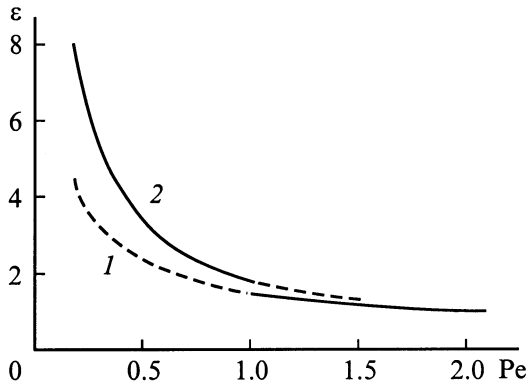


Рис. 2. Зависимость параметра захвата ε от числа Пекле: 1 — расчет по формуле (6); 2 — расчет по (17): $Re = 1$, $R/a = 6$.

Из сравнения рис. 2 данной работы и рис. 2 работы [1] видно, что расчетные и экспериментальные значения параметра захвата качественно совпадают. Действительно, при $r < 1$ см, когда в струе присутствуют атомы углерода и кластеры малых размеров, число Пекле существенно меньше 1 и параметр захвата соответственно может намного превышать 1. С ростом r , когда размер кластера растет и Re приближается к 1, параметр захвата также становится порядка 1. Для больших частиц $Re \gg 1$ и $\varepsilon < 1$.

Однако необходимо отметить, что ни формула (6), ни формула (17) не могут претендовать на большую точность. Уже при $Re \sim 0.1$, что существенно меньше наших экспериментальных значений, происходит отрыв пограничного слоя и формирование вихревого течения за зондом. Поэтому, казалось бы, истинная величина ε должна быть ниже, чем дают обе формулы.

С другой стороны, зонд целиком погружен в турбулентный слой смешения. Если представлять турбулентный поток цепочкой крупномасштабных вихрей, захватывающих значительную часть слоя смешения [5], то внутри вихря движение примеси на зонд имеет касательную составляющую. Это должно, напротив, повышать параметр захвата, так как сечение зонда для трубки тока внутри вихря существенно больше, чем при нормальном падении. Кроме того, примесь многократно "прокручивается" за время прохождения вихря мимо зонда.

Если за время прохождения вихря поток примеси возрастает в M раз, а относительное время пребывания данной точки в поле вихря (фактор перемежаемости) равно Γ , то относительное увеличение потока на зонд равно $M \cdot \Gamma + (1 - \Gamma)$. Вряд ли такой множитель может превышать 2.

Возможно, нарастание параметра захвата за счет "внешней" турбулентности и снижение за счет "собственной" турбулентности компенсируют друг друга и формулы (6) и (17) (каждая в своей области) дают правильный результат. В данной работе мы будем пользоваться при обработке экспериментальных данных формулой (6).

Расчет потока массы на зонд при различных функциях распределений кластеров по размерам

Анализ экспериментальных данных проводился при трех альтернативных предположениях о природе носитель массы углерода.

1. Все атомы углерода находятся в цепочках или кольцах, функция распределения которых меняется по закону

$$\frac{n(N)}{n_0} = \alpha_C \left[1 - \left(\frac{N}{N_1} \right)^q \right] \quad (18)$$

при $N < N_1(r)$. Функция $N_1(x)$ определяет максимальное количество атомов углерода в кластере данного типа. Сечение столкновения кластера с гелием, определяющее их диффузию, принималось равным $\sigma \approx 0.5N \cdot \sigma_0$, где $\sigma_0 = 7.54 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ [8]. Принятая аппроксимация косвенно опирается на результаты расчета в [8], где при $N \sim 35-45$ количество цепочек и колец резко уменьшается в силу специфики роста сечения коагуляции кластеров с ростом N .

Наряду со степенной использовалась также экспоненциальная аппроксимация функции $n(N)$

$$\frac{n(N)}{n_0} = \alpha_C \exp \left(-\gamma \frac{N}{N_1} \right), \quad (19)$$

где параметр γ моделирует уменьшение $n(N)/n_0$ на масштабе N_1 , например, в 10^3 раз; результаты такой аппроксимации и выводы почти не отличаются от аппроксимации (18) с $q \sim 1/2-1/5$.

Подставляя (19) в (1), получим

$$\mu = \frac{M}{M_0} = B \alpha_C \left(\frac{4}{x} \right)^{1/3} N_1^{4/3} \frac{9q}{4 \cdot (3q + 4)}, \quad (20)$$

где $M_0 = 2\pi r_0 n_0 V_0 2dm_C$ — полный поток массы из дуги, $2d$ — расстояние между электродами,

$$B = a \Theta^{4/3} \frac{\text{tg } \zeta}{\pi d} 2.32 \omega \left(0.33 \frac{V_{T0}/V_0}{\sigma_0 N_{He0} a} \right)^{2/3}, \quad (21)$$

V_{T0} и N_{He0} — тепловая скорость и концентрация атомов гелия в источнике струи.

Условие нормировки имеет вид

$$\frac{\Theta}{x} = \alpha_C N_1^2 \frac{q}{2(q+2)}. \quad (22)$$

2. Все атомы углерода сосредоточены одновременно в цепочках, распределение которых описывается формулой (19) с фиксированной границей $N_1 = N_{10} = 38$ и фуллеренов с числом атомов $N_F = 60$. Нормировочные множители цепочек α_C и фуллеренов α_F считаются неизвестными

$$\frac{n(N)}{n_0} = \alpha_C \left[1 - \left(\frac{N}{N_{10}} \right)^q \right] + \alpha_F \delta_{60, N}. \quad (23)$$

Аналогично пункту 1 находим

$$\mu = \frac{M}{M_0} = \frac{B}{x^{1/3}} \left[2^{2/3} \alpha_C N_{10}^{4/3} \frac{9q}{4(3q+4)} + \frac{\alpha_F N_F}{3.71 + 0.1N_F} \right]. \quad (24)$$

Здесь $\delta_{60,N}$ — функция распределения фуллеренов, представленная дискретным символом Кронекера, а сечение столкновения фуллеренов с атомами гелия представлено в виде $\sigma_F = (3.71 + 0.1N_F)\sigma_0$ [18]. Условие нормировки имеет вид

$$x \left[\alpha_C N_{10}^2 \frac{q}{2(q+2)} + \alpha_F N_F \right] = \Theta. \quad (25)$$

Таким образом, определение функций α_C, α_F сводится к решению двух уравнений с двумя неизвестными.

3. Все углеродные кластеры, попадающие на зонд, — ассоциаты фуллеренов и фуллереноподобных “элементарных” частиц [3]. При их описании предполагалось, что число “элементарных частиц” в ассоциате $s = \Omega\sigma$, где σ — средняя площадь проекции ассоциата, приблизительно равная его сечению столкновения с атомом гелия; $\Omega = \omega/4\pi R_0^2$, R_0 — радиус “элементарной” частицы, ω — геометрическая константа; в предположении случайной упаковки твердых сфер в ассоциате $\omega = 0.637$.

Предположим для простоты, что R_0 равно радиусу фуллерена, число частиц во всех ассоциатах одинаково и равно $S_a(x)$, а их концентрация $n = n_0\alpha_a(x)$. Тогда относительная масса ассоциатов, высадившихся на зонд, равна

$$\mu = 60 \frac{B}{x^{1/3}} \left(\frac{\sigma\omega}{\pi R_0^2} \right) S_a^{1/3} \alpha_a \quad (26)$$

при выполнении условия нормировки

$$\frac{\Theta}{x} = 60 S_a \alpha_a. \quad (27)$$

Отсюда нетрудно определить число элементарных частиц в ассоциате

$$S_a = \frac{\sigma\omega}{\pi R_0^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{x}} \left(\frac{\Theta B}{\mu x} \right)^{3/2}. \quad (28)$$

4. Сравнение с экспериментом заключалось в поиске ответа на вопрос, можно ли на основе предложенного выше характера изменения функции распределения кластеров определить конкретные расстояния от оси дуги, при которых происходит переход от одного типа кластеров к другому. В расчет были заложены следующие значения параметров: температура $T_0 = 0.3$ eV, давление гелия 80 Torr, массовый расход 2.5 mg/s. При скорости $V_0 = 4.6 \cdot 10^3$ cm/s на срезе зазора такой массовый расход создает концентрацию атомов углерода $n_0 = 2.4 \cdot 10^{16}$ cm⁻³.

На рис. 3 приведены значения $\alpha_C = \alpha_C^{(1)}$, полученные из решения системы (19)–(22) для цепочек (кривая 1) и $\alpha_C = \alpha_C^{(2)}$ — из системы (23)–(25) для смеси цепочек и фуллеренов (кривая 2). Зависимость $\mu(r)$ бралась из

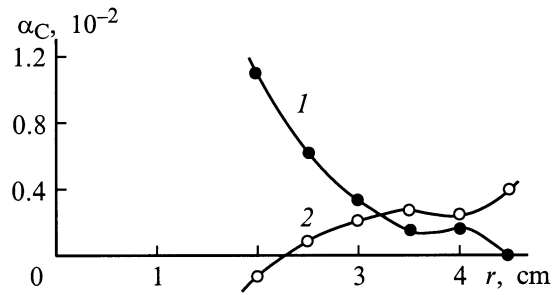


Рис. 3. Радиальное изменение нормировочного множителя $\alpha_C(x)$ для цепочек и колец $\alpha_C^{(1)}$ и смеси цепочки–кольца–фуллерены $\alpha_C^{(2)}$. $V_0 = 4.6 \cdot 10^3$ cm/s.

экспериментальных данных. Факт пересечения кривых указывает на существование некоторого места, в котором в спектре наряду с цепочками и кольцами появляются фуллерены. Критерием согласованности расчета является выполнение в этом месте условия $N_1 = N_{10}$, что должно достигаться подбором одного из неизвестных параметров задачи. Зависимость N_1 от r при тех же исходных расчетных данных, что и для рис. 3, построена на рис. 4. Очевидно, что ход кривой $N_1(x)$ зависит от V_0, T_0 и турбулентных параметров Θ, ζ , которые известны не слишком достоверно. Так как температура T_0 вряд ли может меняться в широких пределах, оптимальной вариантной является скорость V_0 . Расчет показал, что при $V_0 < 2.5 \cdot 10^3$ cm/s кривые $\alpha_C^{(1)}$ и $\alpha_C^{(2)}$ не пересекаются. В диапазоне скоростей $V_0 = 4-5 \cdot 10^3$ cm/s кривые пересекаются и значение N_1 в точке пересечения приближается к N_{10} (рис. 5). Наименьшее отличие N_1 от N_{10} достигается при $V_0 = 4.6 \cdot 10^3$ cm/s и отвечает расстоянию $r_1 = 3.2$ cm от оси разряда. Отметим, что эта начальная скорость турбулентной струи примерно соответствует теоретической оценке [9,10].

Положение точки появления фуллеренов соответствует результатам экспериментальной работы [11]. Расчет показывает для этой точки $\alpha_F \approx 3.5 \cdot 10^{-2}$, а абсолютная

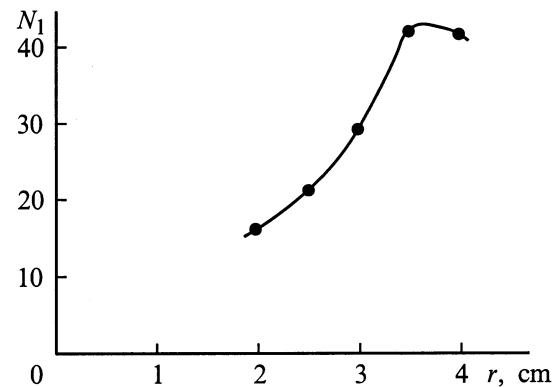


Рис. 4. Радиальное изменение границы спектра цепочек и колец. $V_0 = 4.6 \cdot 10^3$ cm/s.

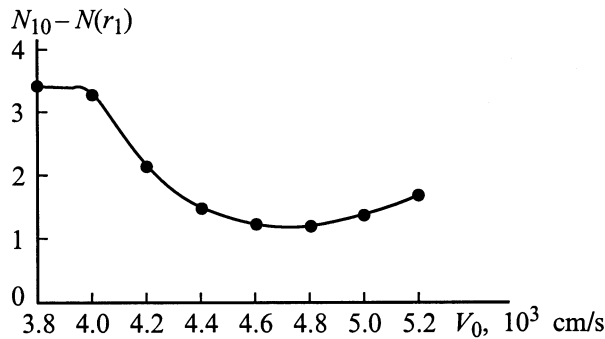


Рис. 5. Зависимость разности между верхней границей спектра $N_{10} = 38$, заложенной в расчет (23), и верхней границей спектра (18) в точке пересечения кривых $\alpha_C^{(1)}$ и $\alpha_C^{(2)}$ от скорости потока V_0 на срезе источника.

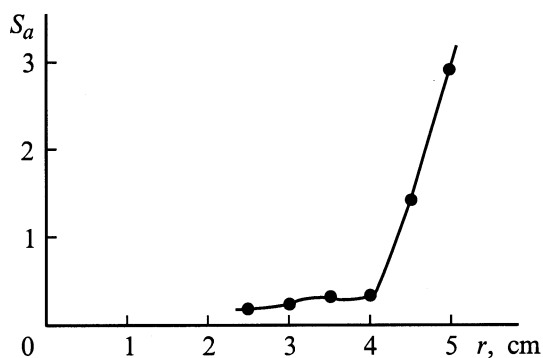


Рис. 6. Радиальное изменение числа "элементарных частиц" S_a в ассоциате.

суммарная концентрация фуллеренов и фуллереноподобных кластеров $n_F = \alpha_F n_0 \approx 8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

Обсудим теперь переход от фуллеренов к ассоциатам. На рис. 6 приведена зависимость числа частиц в ассоциате S_a , вычисленная по (28), от r . Видно, что ассоциаты начинают образовываться при $r_2 \approx 4 \text{ cm}$. Таким образом, протяженность зоны "жизни" фуллеренов до их слияния в ассоциаты составляет $r_2 - r_1 \approx 0.5 - 1.0 \text{ cm}$.

Проведем некоторые оценки. Расстояние, на котором кластеры коагулируют между собой, составляет по порядку величины

$$L_F = V\tau_F \sim \frac{V}{V_T^F} \cdot \frac{1}{\sigma_{FF} n_F \lambda \exp(-\Delta E/T)},$$

где τ_F время свободного пробега кластера, $V_T^F \approx 2 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$ — тепловая скорость кластера при $T = 0.2 \text{ eV}$, $\sigma_{FF} \approx 4\sigma_F$ — геометрическое сечение столкновения кластеров между собой, ΔE — энергетический барьер реакции.

Согласно рассмотрению в [12], большая часть фуллереноподобных кластеров включает малые остатки кольцевых фрагментов, причем вероятность "сброса" лишних атомов в таких кластерах очень мала. В особенности это относится к кластерам с $N \leq 60$. Такие кластеры должны

легко коагулировать при сближении именно кольцевых фрагментов. Барьер такой реакции ΔE близок к барьеру сближения колец $\Delta E \sim 0.5 \text{ eV}$ [13]. Геометрический множитель, стоящий перед экспонентой, $\lambda \sim 0.2 - 0.3$ определяет долю столкновений, при которых кластеры сталкиваются именно кольцевыми фрагментами. Оценка величины L_F дает $L_F \sim r_2 - r_1$, что позволяет говорить о внутренней согласованности сделанных предположений.

Как уже говорилось выше при обсуждении тока примеси на зонд, мы пользовались формулами ламинарного течения в условиях, когда эти формулы заведомо неприменимы. Поэтому было важно понять, насколько полученный качественный результат связан с гидродинамическими множителями, зависящими от типа течения.

Расчеты показали, что положение точки r_1 практически не меняется при изменении множителя в выражении для параметра захвата (6) в несколько раз. Меняется только начальная скорость струи. С другой стороны, положение точки r_2 вообще не зависит от выбора скорости.

Таким образом, обе качественные трансформации спектра мало зависят от специфических свойств потока, если только характер потока на данном пространственном интервале не меняется качественно.

Работа выполнена в рамках Российской программы "Фуллерены и атомные кластеры" при финансовой поддержке РФФИ (грант № 00-02-16928).

Список литературы

- [1] Афанасьев Д.В., Дюжев Г.А., Кругликов А.А. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 5 С. 134–135.
- [2] Hunter J.M., Fye J.L., Jarrold M.F. // J. Chem. Phys. 1993. Vol. 3. P. 1785–1795. Hunter J.M., Fye J.L., Roskamp E.J., Jarrold M.F. // J. Phys. Chem. 1994. Vol. 98. P. 1810–1818.
- [3] Горелик О.П., Дюжев Г.А., Новиков Д.В. и др. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 11. С. 118–125.
- [4] Alexandrov A.J., Schweigert V.A. // Chem. Phys. Letters. 1996. Vol. 263. P. 551–558.
- [5] Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 716 с.
- [6] Натансон Г.Л. // ДАН СССР. 1957. Т. 112. № 1. С. 100–103.
- [7] Полянин А.Д., Сысков Ю.Н. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1976. № 5. С. 162–165.
- [8] Сухинин Г.И., Нерушев О.А. // ПМТФ. 1997. Т. 38. № 4. С. 140–146.
- [9] Бакит Ф.Г., Дюжев Г.А., Марциновский А.М. и др. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Под ред. Б.Я. Мойжеса, Г.Е. Пикуса. 1973. 478 с.
- [10] Ramakrishnan S., Stokes A.D., Lowke J.J. // J. Phys. D. 1978. Vol. 11. P. 2267–2280.
- [11] Дюжев Г.А., Каратаев В.И. // ФТТ. 1994. Т. 36. Вып. 9. С. 2795–2798.
- [12] Алексеев Н.И., Дюжев Г.А. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 5. С. 67–70.
- [13] Александров А.Л., Беданов В.М., Мороков Ю.Н., Швейгерт В.А. // Журнал структурной химии. 1995. Т. 36. Вып. 6. С. 991–997.