

УДК 532.525.2:537.523.3

© 2004 г. А. Б. ВАТАЖИН, А. М. СТАРИК, Е. К. ХОЛЩЕВНИКОВА

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ЗАРЯДКА ЧАСТИЦ САЖИ В ВЫХЛОПНЫХ СТРУЯХ АВИАЦИОННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Разработана физико-математическая модель и проведено численное моделирование изменения заряда частиц сажи при их взаимодействии с положительными и отрицательными ионами в струях современных дозвуковых самолетов. Расчеты проведены на основе газодинамической системы уравнений для турбулентной осесимметричной изобарической струи, в которую включены термодинамические соотношения, кинетические уравнения и уравнение для турбулентной вязкости. Получены распределения концентраций ионов, нейтральных и заряженных частиц сажи в пространстве реактивной струи на земле и в условиях крейсерского полета.

Ключевые слова: струя, ионы, сажа, авиационные двигатели.

Изучение динамики формирования заряженных частиц в выхлопных струях реактивных двигателей приобретает в последнее время особую важность. Обусловлено это тем, что наличие заряда на аэрозольных частицах может существенным образом изменить как динамику образования аэрозолей, так и их свойства. Так, например, ионы, образующиеся в камере сгорания реактивных двигателей, могут стимулировать гомогенную нуклеацию и ускорять коагуляцию мелких частиц вследствие дополнительного электростатического взаимодействия [1, 2].

Другим важным процессом, способным существенным образом повлиять на образование летучих (H_2O/H_2SO_4) аэрозолей и конденсационного следа самолета (ледовых частиц), является взаимодействие ионов с эмитируемыми из двигателя сажевыми частицами, в результате которого сажевые частицы могут аккумулировать как положительный, так и отрицательный заряд. Заряженные сажевые частицы будут весьма эффективно взаимодействовать с молекулами H_2O или H_2SO_4 , которые являются диполями, и, таким образом, способствовать более быстрому накоплению раствора H_2O/H_2SO_4 на своей поверхности. С другой стороны, взаимодействие ионов с сажевыми частицами может быть наряду с рекомбинацией и ион-молекулярными реакциями эффективным механизмом гибели как положительно, так и отрицательно заряженных ионов [3]. В струях реактивных двигателей все физико-химические взаимодействия происходят в потоке, обладающем сложной газодинамической структурой, которая существенным образом влияет на динамику протекания этих процессов. Поэтому для получения количественных данных часто необходимо принимать во внимание реальную структуру потока и учитывать турбулентную диффузию заряженных частиц.

Аналізу динамики зарядки сажевых частиц при взаимодействии с положительными и отрицательными ионами в условиях изобарической турбулентной осесимметричной струи и посвящена данная работа.

1. Кинетика взаимодействия ионов и сажевых частиц. Рассмотрим процессы зарядки сажевых частиц, обусловленные захватом ионов различной полярности, считая, что все частицы сажи имеют сферическую форму и одинаковый диаметр. При этом концентрации положительно и отрицательно заряженных ионов обозначим через n_1 и n_2 , концентрации нейтральных частиц сажи через N_0 , а концентрации положительно и отрицательно заряженных частиц сажи через $N_1^{(k)}$ и $N_2^{(k)}$ (верхний индекс (k) соответствует числу элементарных зарядов на сажевой частице $k = 1, \dots, P$). Учитывая,

что кроме зарядки (разрядки) сажевых частиц в результате столкновения с ионами происходит также и рекомбинация ионов различной полярности, балансные уравнения, определяющие изменение концентраций различных компонентов, можно представить в виде

$$\left(\frac{dn_1}{dt}\right)_{st} = -n_1 n_2 k_p - n_1 \beta_{10} N_0 - n_1 \sum_{k=1}^{P-1} \beta_{11}^{(k)} N_1^{(k)} - n_1 \sum_{k=1}^P \beta_{12}^{(k)} N_2^{(k)} \quad (1.1)$$

$$\left(\frac{dn_2}{dt}\right)_{st} = -n_1 n_2 k_p - n_2 \beta_{20} N_0 - n_2 \sum_{k=1}^{P-1} \beta_{22}^{(k)} N_2^{(k)} - n_2 \sum_{k=1}^P \beta_{21}^{(k)} N_1^{(k)} \quad (1.2)$$

$$\left(\frac{dN_0}{dt}\right)_{st} = n_1 \beta_{12}^{(1)} N_2^{(1)} + n_2 \beta_{21}^{(1)} N_1^{(1)} - n_1 \beta_{10} N_0 - n_2 \beta_{20} N_0 \quad (1.3)$$

$$\left(\frac{dN_1^{(k)}}{dt}\right)_{st} = n_1 \beta_{11}^{(k-1)} N_1^{(k-1)} - n_1 \beta_{11}^{(k)} N_1^{(k)} + n_2 \beta_{21}^{(k+1)} N_1^{(k+1)} - n_2 \beta_{21}^{(k)} N_1^{(k)} \quad (1.4)$$

$$\left(\frac{dN_2^{(k)}}{dt}\right)_{st} = n_2 \beta_{22}^{(k-1)} N_2^{(k-1)} - n_2 \beta_{22}^{(k)} N_2^{(k)} + n_1 \beta_{12}^{(k+1)} N_2^{(k+1)} - n_1 \beta_{12}^{(k)} N_2^{(k)} \quad (1.5)$$

Здесь $\beta_{ij}^{(k)}$ – коэффициенты прилипания положительных ($i = 1$) и отрицательных ($i = 2$) ионов к нейтральным ($j = 0$), к положительно ($j = 1$) и отрицательно ($j = 2$) заряженным сажевым частицам; k_p – константа рекомбинации положительных и отрицательных ионов. Ее величина была выбрана на основе рекомендаций [4]

$$k_p = 6 \cdot 10^{-8} \left(\frac{300}{T}\right)^{0.5} + 1.25 \cdot 10^{-25} \frac{p}{k_B T} \left(\frac{300}{T}\right)^4$$

Здесь p и T – давление и температура газа, k_B – постоянная Больцмана. Величина P в формулах (1.1) и (1.2) равна 3. Для вычисления коэффициентов $\beta_{ij}^{(k)}$ использовалась теория [5] для проводящих аэрозольных частиц. Полученные недавно экспериментальные данные по проводимости сажи, собранной за камерой сгорания авиационного двигателя, указывают на ее весьма значительную величину, позволяющую считать сажевые частицы проводником [3]. Поэтому при определении $\beta_{ij}^{(k)}$ использовался потенциал взаимодействия иона и сажевой частицы, учитывающий действие как кулоновских сил, так и дополнительных сил, обусловленных поляризацией сажевой частицы в поле иона:

$$\varphi(r) = \frac{qe^2}{r} - \frac{e^2 a^3}{2r^2(r^2 - a^2)}$$

Здесь r – расстояние между частицей и ионом, e – элементарный заряд, a – радиус сажевой частицы, $q = -1$ при разноименных и $q = +1$ при одноименных зарядах иона и частицы. Поскольку для условий струи ($T = 250-600$ К, $p = 0.1-0.01$ МПа) длина свободного пробега иона всегда больше радиуса частицы ($a = 5-80$ нм), то для вычисления можно использовать кинетическое приближение. В этом случае для коэффици-

ентов прилипания ионов к нейтральной сажевой частице β_{10} и β_{20} получается аналитическое выражение

$$\beta_{10} = \beta_{20} = \sqrt{\frac{8\pi k_B T}{m_i}} a^2 \left(1 + e \sqrt{\frac{\pi}{2ak_B T}} \right) \quad (1.6)$$

Здесь m_i – масса иона. При $k \neq 0$ аналитической формулы вида (1.6) получить не удается. Для этого случая в [3] было получено приближенное соотношение для $\beta_{ij}^{(k)}$, которое при $k < 3$ дает невысокую погрешность ($\leq 30\%$) при вычислении коэффициента прилипания иона к одноименно заряженной сажевой частице ($i = j = 1, 2$) и погрешность $< 10\%$ в случае взаимодействия иона и сажевой частицы разной полярности ($i \neq j$):

$$\beta_{ij}^{(k)} = \sqrt{\frac{8\pi k_B T}{m_i}} a^2 \left[(\Delta_{ij}^{(k)})^2 - \left(2k\Delta_{ij}^{(k)} - \frac{1}{(\Delta_{ij}^{(k)})^2 - 1} \right) \frac{e^2}{2ak_B T} \right]; \quad i = 1, 2; \quad j = 1, 2 \quad (1.7)$$

где $\Delta_{ij}^{(k)} = \Delta_{ij}$ находится из решения нелинейного уравнения

$$\Delta_{ij}^5 - ky_i \Delta_{ij}^4 - 2\Delta_{ij}^3 + 2ky_i \Delta_{ij}^2 + (1 - y_i) \Delta_{ij} - ky_i = 0$$

$$y_i = \frac{e^2}{am_i v_i^2}, \quad v_i = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_i}} \quad (1.8)$$

2. Постановка задачи и основные уравнения. Рассмотрим течение химически неагрегирующего газа в спутной изобарической осесимметричной струе, характерной для дозвуковых самолетов. Будем полагать, что все сажевые частицы, эмитируемые из сопла реактивного двигателя, либо нейтральны, либо распределены по зарядам по гауссовскому закону. В соответствии с [5] будем считать, что концентрации положительно и отрицательно заряженных ионов одинаковы. Основными ионами, эмитируемыми реактивными двигателями, являются NO^+ и HSO_4^- [6]. Однако, как показывают экспериментальные данные [7] и численное моделирование [8], в струе они очень быстро (на расстоянии ~ 1 м от среза сопла) превращаются в кластерные ионы $\text{HSO}_4^-(\text{H}_2\text{SO}_4)_n$ и $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_n$, $n = 2, 3$. Поэтому полагалось, что с сажевыми частицами взаимодействуют ионы $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_2$ и $\text{HSO}_4^-(\text{H}_2\text{SO}_4)_3$. Для получения количественной оценки необходимо задать концентрации ионов и сажевых частиц на срезе сопла. Систему уравнений, описывающую как гидродинамические процессы, так и изменение концентрации ионов и заряженных сажевых частиц, можно представить в виде

$$\frac{\partial \rho u y}{\partial x} + \frac{\partial \rho v y}{\partial y} = 0 \quad (2.1)$$

$$L(u; 1) = 0, \quad L(H; \text{Pr}) = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \left(1 - \frac{1}{\text{Pr}} \right) \varepsilon y \frac{\partial u^2 / 2}{\partial y} \right] \quad (2.2)$$

$$L(N_i; \text{Sc}) = \rho \left(\frac{dN_i}{dt} \right)_{st}, \quad N_i = n_1, n_2, N_0, N_1^{(k)}, N_2^{(k)} \quad (2.3)$$

$$L(\xi; \Gamma) \equiv \rho u \frac{\partial \xi}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \xi}{\partial y} - \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho \frac{\varepsilon}{\Gamma} y \frac{\partial \xi}{\partial y} \right), \quad H = h + \frac{u^2}{2}, \quad h = \frac{\gamma}{\gamma - 1} p$$

Здесь x и y – продольная и поперечная координаты, u и v – продольная и поперечная составляющие вектора скорости, ρ – плотность, h и H – энтальпия и энтальпия торможения, Pr – турбулентное число Прандтля, полагаемое равным 0.7, Sc – число Шмидта, γ – показатель адиабаты (его величина полагалась равной 1.4). Входящий в эту систему уравнений коэффициент турбулентной вязкости ϵ определяется с помощью модели турбулентности [9]:

$$L(\epsilon, 1/2) = \alpha^* \rho \epsilon \left| \frac{du}{dy} \right|, \quad \alpha^* = 0.2 - \frac{5\epsilon}{a^2} \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \quad (2.4)$$

Здесь a – скорость звука в несущей среде. Входящий в систему (2.1)–(2.4) газодинамический блок, описывающий структуру потока, ранее использовался для расчета течения в турбулентных струях и в турбулентных струях при наличии конденсации и введении в поток посторонних нейтральных и заряженных частиц [9,10].

Уравнения (2.2)–(2.4) – параболического типа, поэтому они решаются маршевым методом, аналогично уравнениям для турбулентной струи, с использованием разработанного ранее алгоритма решения таких уравнений с помощью метода прогонки.

3. Интегралы системы уравнений. Установим ряд следствий из сформулированной общей системы уравнений. Введем величину, характеризующую полную концентрацию частиц сажи в единице объема

$$N_s = N_0 + \sum_{k=1}^{k=3} N_1^{(k)} + \sum_{k=1}^{k=3} N_2^{(k)}$$

Применяя к величине N_s оператор L и используя уравнения (2.3), получим выражение

$$L(N_s) = I = 0 \quad (3.1)$$

Здесь I – сумма источниковых членов в (1.3)–(1.5).

Интегрируя (3.1) поперек струи, получим уравнение

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} \rho u y (N_s - N_{s\infty}) dy = 0 \quad (3.2)$$

Здесь и далее индекс “ ∞ ” соответствует границе струи (окружающей атмосфере), а индекс “0” – срезу сопла.

Объединяя интеграл, который следует из (3.2), с аналогичными газодинамическими интегралами для избыточного импульса и избыточной энтальпии, найдем следующую систему интегралов для рассматриваемой турбулентной струи:

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} \rho u y (N_s - N_{s\infty}) dy &= \text{const}, & \int_0^{\infty} \rho u y (u - u_{\infty}) dy &= \text{const} \\ \int_0^{\infty} \rho u y c_p (T - T_{\infty}) dy &= \text{const} \end{aligned} \quad (3.3)$$

Требование сохранения величин (3.3) по длине струи является интегральным критерием точности используемой вычислительной схемы.

Теперь введем величину

$$N_{\Sigma} = n_1 + N_1^{(1)} + 2N_1^{(2)} + 3N_1^{(3)} - n_2 - N_2^{(1)} - 2N_2^{(2)} - 3N_2^{(3)} \quad (3.4)$$

Величина N_{Σ} , умноженная на величину заряда электрона, представляет собой суммарный заряд ионов и сажевых частиц в единице объема. Применяя к величине N_{Σ} описанную выше процедуру, получим

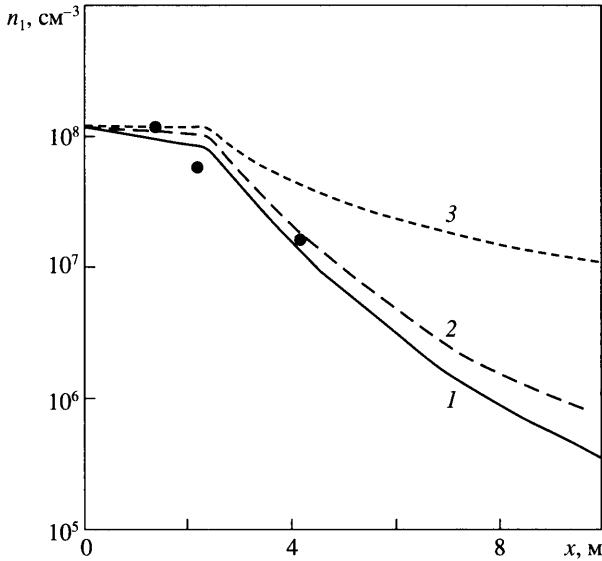
$$L(N_{\Sigma}) = I_{\Sigma} = 0 \quad (3.5)$$

Здесь I_{Σ} – сумма соответствующих (взятых с необходимыми весами) источниковых членов уравнений (1.1)–(1.5). Если N_{Σ} на границе исследуемой области (в начальном сечении струи и на ее периферии) равна нулю, то из (3.5) следует, что $N_{\Sigma} \equiv 0$ в каждой точке струи. Таким образом, если на срезе сопла и в окружающем пространстве среда является электрически квазинейтральной, то она оказывается квазинейтральной в каждой внутренней точке потока, и поэтому собственное электрическое поле не возникает. Это обстоятельство также может служить критерием точности используемой вычислительной схемы.

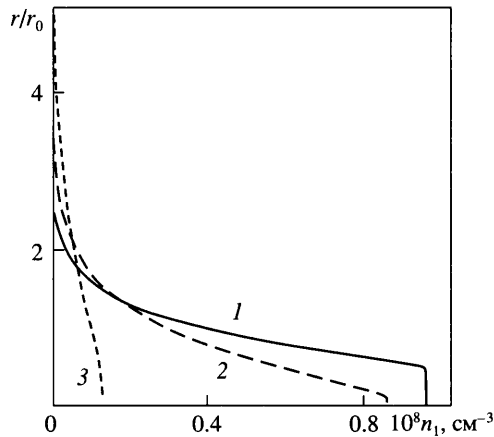
Сформулированная физико-математическая модель позволяет определять не только образование заряженных сажевых частиц и изменение их концентраций в поле струи, но и оценить влияние различных факторов (расширение струи, рекомбинация, взаимодействие ионов с сажевыми частицами) на концентрацию ионов.

4. Результаты численного моделирования. Очевидно, что основной критерий правильности любой модели – эксперимент. В [11] были проведены измерения концентрации ионов на различных расстояниях от среза сопла реактивного двигателя RR-M45H при его испытаниях на земле. Параметры газа на срезе сопла в наземных условиях были следующими: $T_0 = 667$ К, $u_0 = 166$ м/с, радиус выходного сечения сопла $r_0 = 0.2$ м. Давление и температура атмосферного воздуха при расчетах были приняты равными $p_{\infty} = 9.5 \cdot 10^4$ Па и $T_{\infty} = 281$ К, а его скорость $u_{\infty} = 4$ м/с. Концентрация ионов и сажевых частиц в приземной атмосфере равна нулю. В соответствии с данными [3] считалось, что в выходном сечении сопла $n_1 = n_2 = 1.2 \cdot 10^8$ см⁻³. Кроме того, полагалось, что все сажевые частицы нейтральны и имеют размер $a = 20$ нм, а их концентрация $\sim 10^7$ см⁻³ [12]. При задании начальных профилей параметров в выходном сечении сопла учитывалось наличие пограничных слоев на стенках сопла. На фиг. 1 показано сравнение результатов расчета изменения концентрации положительных ионов на оси струи, полученных при использовании полной модели, при учете только рекомбинации ионов и распыливания струи и при учете лишь одного распыливания струи (сплошная, штриховая и пунктирная линии) с экспериментальными данными [11].

Видно, что учет всех факторов, влияющих на изменение концентрации ионов в струе, позволяет получить лучшее соответствие расчетных данных с экспериментальными. Однако на расстояниях $L \leq 6$ м взаимодействие ионов с сажевыми частицами не оказывает сильного влияния на темп изменения концентрации ионов по длине струи. Здесь весьма заметное влияние оказывает газодинамическое распыливание струи и рекомбинация ионов. Поэтому очень важно достаточно точно рассчитывать газодинамическую структуру потока. Так, использование нульмерного приближения для расчета изменения газодинамических параметров в струе для описания экспериментальных данных [11] привело авторов работы [13] к необходимости увеличения начальной концентрации ионов до $6 \cdot 10^8$ см⁻³ и введения подгоночных коэффициентов при аппроксимации температурной зависимости константы скорости рекомбинации. Концентрация отрицательных ионов на расстояниях, больших начального участка струи ($L = 2.42$ м), становится больше, чем положительных, что объясняется большей массой отрицательных ионов, а следовательно, их меньшей подвижностью по сравнению с положительными ионами. Так, при $x = 6$ м эта разница составляет $\approx 13\%$. Однако в логарифмическом масштабе эта разница почти не заметна, поэтому кривая для n_2 не приведена на фиг. 1.



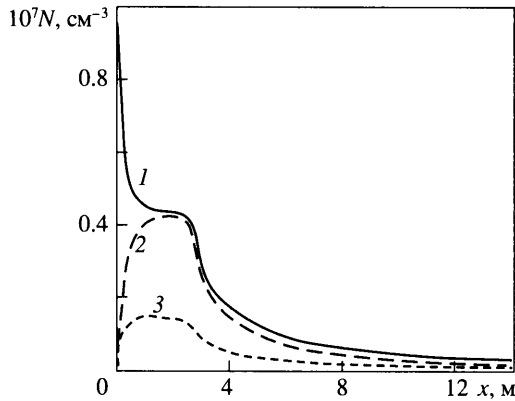
Фиг. 1. Расчетные (кривые 1–3) распределения концентраций положительных ионов вдоль оси выхлопной струи двигателя RR-M45H; точки – экспериментальные данные [11]



Фиг. 2. Изменение концентраций положительных ионов по радиусу струи (r) в сечениях $x = 1.39, 2.19, 4.19$ м (линии 1–3)

При анализе экспериментальных данных следует помнить, что течение в изобарической струе весьма далеко от одномерного и изменение концентрации ионов на не осевой струйке может существенно отличаться от соответствующего распределения на оси. Это иллюстрирует фиг. 2, на которой показано изменение концентрации положительных ионов по радиусу струи двигателя RR-M45H в тех сечениях, где проводились измерения в [11].

На фиг. 3 представлены зависимости концентраций нейтральных и однократно заряженных частиц ($Q = \pm e$) с $a = 20$ нм вдоль оси струи для двигателя RR-M45H.



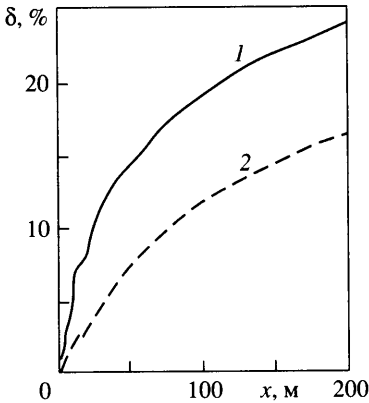
Фиг. 3. Распределения нейтральных (1), положительно (2) и отрицательно (3) однократно заряженных частиц сажи вдоль оси выхлопной струи

Видно, что концентрация нейтральных частиц постоянно уменьшается, а концентрации заряженных частиц проходят через максимум. При этом в максимуме концентрация положительно заряженных частиц в 2.5 раза больше концентрации отрицательно заряженных частиц. Обусловлено это тем, что коэффициент прилипания положительных ионов к нейтральным сажевым частицам β_{10} больше коэффициента прилипания отрицательных ионов β_{20} вследствие большей массы отрицательных ионов. Темп падения величины N_0 замедляется в области максимумов концентраций положительно и отрицательно заряженных частиц. Это связано с тем, что положительные ионы могут прилипнуть к отрицательно заряженным частицам, а отрицательные ионы – к положительно заряженным частицам, вследствие чего заряженные частицы становятся нейтральными. Дальнейшее уменьшение концентраций ионов, заряженных и нейтральных частиц сажи является следствием расширения струи.

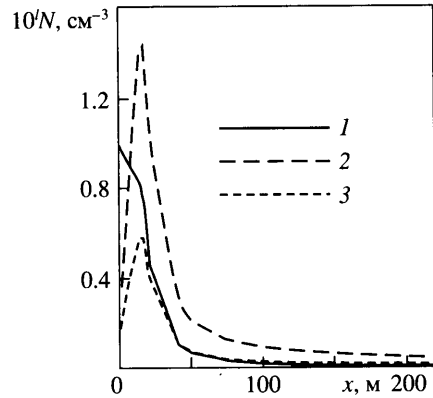
Задача о зарядке сажевых частиц в полетных условиях решалась применительно к выхлопной струе двигателя типичного пассажирского самолета Боинг-747. Самолет Боинг-747 имеет двухконтурный двигатель с разделным выхлопом из каждого контура, на крейсерском (расчетном) режиме летит на высоте 10.7 км с числом Маха полета 0.8; радиусы выходных сечений сопел соответственно равны 0.438 и 0.875 м; параметры истекающего газа из 1-го и 2-го контуров составляют: $T_1 = 598$ К, $u_1 = 473$ м/с и $T_2 = 253.4$ К, $u_2 = 316.3$ м/с; параметры окружающей среды равны $p_\infty = p_1 = p_2 = 23450$ Па, $T_\infty = 219.2$ К, $u_\infty = 237$ м/с. В соответствии с данными [6] концентрация положительных и отрицательных ионов на срезе сопла первого контура была принята равной $n_1 = n_2 = 10^6$ см $^{-3}$, а концентрация сажевых частиц – $N_0 = 10^5$ см $^{-3}$ [12]. Сажевые частицы в тракте двигателя могут приобрести как положительный, так и отрицательный заряд, причем на частицах с $a = 20$ нм заряд больший, чем $Q = \pm 2e$, не аккумулируется, концентрация частиц с $Q = \pm 2e$ не превышает 20 см $^{-3}$ [14]. Для аппроксимации распределения сажевых частиц с $a = 20$ нм по заряду использовалась следующая функция

$$f(q) = \frac{10^5}{1.15\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(q-\bar{q})^2}{2\sigma^2}\right]$$

Эта функция при $\sigma = 0.347$ дает $N_1^{(1)} = N_2^{(1)} = 10^{3.2}$ см $^{-3}$ и $N_1^{(2)} = N_2^{(2)} = 25.1$ см $^{-3}$. Полагалось, что во втором контуре и в окружающем пространстве имеются только ионы



Фиг. 4



Фиг. 5

Фиг. 4. Изменение вдоль оси струи относительной погрешности определения концентраций положительных (1) и отрицательных (2) ионов, обусловленной неучетом взаимодействия сажевых частиц и ионов: $N_0 = 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$

Фиг. 5. Изменение концентраций нейтральных (1, $l = 5$), однократно положительно (2, $l = 4$) и отрицательно (3, $l = 4$) заряженных частиц сажи вдоль оси выхлопной струи двигателя самолета Боинг-747 при $N_0 = 10^5 \text{ см}^{-3}$

с концентрацией $n_1 = n_2 = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ [15]. Будем считать, что в процессе зарядки могут появляться частицы с одним, двумя или тремя положительными либо отрицательными элементарными зарядами. Предполагалось, что в выходном сечении каждого контура и в окружающем пространстве указанные параметры не меняются по поперечной координате за исключением зон, расположенных вблизи кромок сопла (внутренних и внешних пограничных слоев). В этих зонах параметры на срезе сопла плавно переходят в параметры на стенках сопла либо в параметры во внешнем потоке. Такое распределение параметров соответствует реальным условиям.

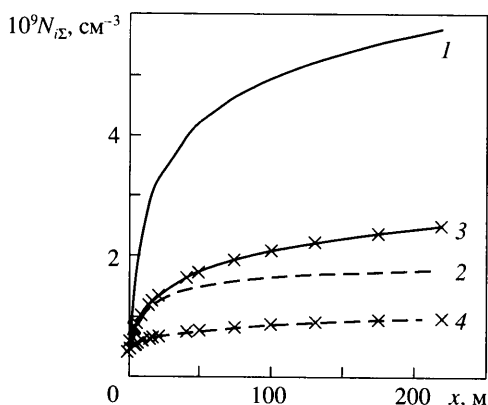
При двумерном подходе к расчету взаимодействия ионов с частицами сажи в первую очередь интересно выяснить, существенно ли влияет это взаимодействие на концентрацию ионов в пространстве струи. С этой целью были проведены расчеты течения в выхлопной струе двигателя при отсутствии частиц сажи ($N_0 = 0$) и при двух значениях концентраций нейтральных частиц сажи на срезе сопла: $N_0 = 10^5$ и $N_0 = 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. Введем величину

$$\delta = (n_0 - n_i)/n_0 \cdot 100\%, \quad i = 1, 2$$

где n_0 – концентрация положительных и отрицательных ионов при отсутствии сажевых частиц (эти концентрации одинаковы), а n_i – концентрации ионов при их наличии в струе. Изменение величины δ вдоль оси струи для указанных случаев показано на фиг. 4.

При отсутствии частиц сажи концентрация ионов убывает вдоль оси струи как пассивная примесь только за счет расширения струи, а при наличии сажевых частиц также и вследствие прилипания к ним. Из фиг. 4 видно, что взаимодействие ионов с частицами сажи существенно влияет на их концентрацию. Причем это влияние растет с увеличением начальной концентрации сажевых частиц N_0 .

На фиг. 5 представлено изменение вдоль оси струи концентраций нейтральных и однократно положительно и отрицательно заряженных частиц сажи в струе двигателя самолета Боинг-747.



Фиг. 6. Изменение суммарных количеств положительно и отрицательно заряженных частиц вдоль оси струи. 1, 3 — $N_{1\Sigma}$, 2, 4 — $N_{2\Sigma}$, 1, 2 — $a = 40$ нм, 3, 4 — $a = 20$ нм

Распределения концентраций сажевых частиц вдоль оси струи для крейсерского режима самолета Боинг-747 качественно подобны распределениям соответствующих концентраций для наземных условий. Превышение концентраций положительно заряженных частиц над концентрациями отрицательно заряженных частиц также объясняется большими коэффициентами прилипания положительных ионов к нейтральным и заряженным сажевым частицам по сравнению с коэффициентами прилипания отрицательных ионов. Для более крупных частиц, например с $a = 40$ нм, скорость зарядки больше, чем для более мелких ($a = 20$ нм), особенно сильно этот эффект проявляется для частиц с зарядом $Q \geq \pm 2e$. Отметим, что трехкратно заряженные частицы с $a = 20$ нм не образуются вовсе.

На фиг. 6 показано изменение вдоль оси струи суммарных количеств положительно ($N_{1\Sigma}$) и отрицательно ($N_{2\Sigma}$) заряженных частиц, которые определялись интегрированием общего числа однотипно заряженных частиц по сечению струи и умножением этого интеграла на толщину слоя в 1 см. С увеличением расстояния от среза сопла общее число заряженных частиц продолжает расти. Это связано с наличием свободных ионов как в струе, так и в окружающей среде ($n_{1\infty} = n_{2\infty} = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$). В целом среда остается квазинейтральной, так как в каждой единице объема пространства имеется одинаковое число положительных и отрицательных зарядов. Это связано с заданием одинакового числа положительных и отрицательных ионов на срезе сопла и на внешней границе струи.

Заключение. В струе реактивного двигателя происходит зарядка сажевых частиц вследствие их взаимодействия с ионами, образующимися в камере сгорания. Важное влияние на изменение концентрации как положительно, так и отрицательно заряженных сажевых частиц оказывают особенности газодинамической структуры потока. Относительно мелкие частицы (с радиусом $a \leq 20$ нм) не могут приобрести в струе заряд больший $|2e|$, а основная их доля заряжена однократно. Более крупные частицы ($a = 40$ нм) могут аккумулировать заряд $Q = \pm 3e$. Зарядка сажевых частиц в струе двигателя может привести к быстрому накоплению сульфатного раствора на их поверхности и таким образом стимулировать возникновение конденсационного следа самолета. Однако анализ этого явления требует специальных исследований.

Работа проведена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 02-01-00478), гранта научной школы НШ-1574.2003.1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yu F., Turco R.P. The formation and evolution of aerosols in stratospheric aircraft plumes: Numerical simulations and comparisons with observations // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. № D20. P. 25915–25934.
2. Yu F., Turco R.P., Kärcher B. The possible role of organics in the formation and evolution of ultrafine aircraft particles // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. № D4. P. 4079–4088.
3. Popovicheva O.B., Persiantseva N.M., Starik A.M., Loukhovitskaya E.E. Ion-soot interaction: a possible mechanism of ion removal in aircraft plume // *J. Environment Monitoring*. 2003. V. 5. № 2. P. 265–268.
4. Beig G., Brasseur G.P. Model of tropospheric ion composition: A first attempt // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. № D18. P. 22671–22684.
5. Hoppel W.A., Fick G.M. Ion-aerosol attachment coefficients and the steady-state charge distribution on aerosols in a bipolar ion environment // *Aerosol Science Technol.* 1986. V. 5. № 1. P. 1–21.
6. Starik A.M., Savel'ev A.M., Titova N.S., Schumann U. Modeling of sulfur gases and chemiions in aircraft engines // *Aerospace Science and Technology*. 2002. V. 6. № 1. P. 63–81.
7. Arnold F., Stilp T., Busen R., Schumann U. Jet engines exhaust chemiion measurements: Implications for gaseous SO₃ and H₂SO₄ // *Atmospheric Environment*. 1998. V. 32. № 18. P. 3073–3077.
8. Starik A.M., Savel'ev A.M., Titova N.S. The effect of nonequilibrium processes of H-, N-, and S-containing species production in the internal flow of gasturbine engine on the formation of aerosols in aircraft plume // *J. Aerosol Science*. 2000. V. 31. Suppl. 1. P. 382–383.
9. Козлов В.Е., Секундов А.Н., Смирнова И.П. Модели турбулентности для описания течения в струе сжимаемого газа // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1986. № 6. С. 38–44.
10. Ватажин А.Б., Сафин И.Р., Холщевникова Е.К. Исследование различных режимов конденсации в изобарических турбулентных паровоздушных струях // *Изв. РАН. МЖГ*. 2002. № 6. С. 35–47.
11. Arnold F., Kiendler A., Wiedemer V., Aberle S., Stilp T., Busen R. Chemiion concentration measurements in jet engine exhaust at the ground: Implications for ion chemistry and aerosol formation in the wake of a jet aircraft // *Geophys. Res. Lett.* 2000. V. 27. № 12. P. 1723–1726.
12. Petzold A.A., Ström J., Schröder F., Kärcher B. Carbonaceous aerosol in jet engine exhaust: emission characteristics and implications for heterogeneous chemical reactions // *Atmospheric Environment*. 1999. V. 33. № 17. P. 2689–2698.
13. Sorokin A., Mirabel P. Ion recombination in aircraft exhaust plumes // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28. № 6. P. 955–958.
14. Starik A.M., Savel'ev A.M., Titova N.S., Rein O.E. Modeling studies of sulfur species, ions, and charged soot particles formation in the internal flow of jet engines // *Combustion and Atmospheric Pollution* / Ed. by G.D. Roy et al. Moscow: Torus Press Ltd, 2003. P. 470–475.
15. Arnold F., Wohlfrom K.-H., Klemm M.W., Schneider J., Yollinger K., Schumann U., Busen R. First gaseous ion composition measurements in the exhaust plume of a jet aircraft in flight: Implications for gaseous sulfuric acid, aerosols, and chemiions // *Geophys. Res. Lett.* 1998. V. 25. № 12. P. 2137–2140.