

УДК 532.529:537.523.3

© 2002 г. А.Б. ВАТАЖИН, И.Р. САФИН, Е.К. ХОЛЩЕВНИКОВА

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМОВ КОНДЕНСАЦИИ В ИЗОБАРИЧЕСКИХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПАРОВОЗДУШНЫХ СТРУЯХ

Проведено теоретическое и численное исследование конденсации в осесимметричных турбулентных паровоздушных струях для условий лабораторных экспериментов, в которых горячая струя паров воды истекала из сопла в воздушное пространство. На основе разработанной физико-математической модели рассмотрены четыре задачи: гомогенная конденсация в струе при относительно низкой температуре окружающего воздуха; гетерогенная конденсация на частицах, вводимых в струю на срезе сопла; гетерогенная конденсация на частицах, эжектируемых в струю из окружающего пространства; конденсация на ионах, стекающих в струю с коронирующего острья, установленного на оси потока. Определены локальные характеристики дисперсной фазы (средний размер и дисперсия частиц конденсата, их числовая, массовая и объемная концентрация) и ее интегральные характеристики (коэффициент конверсии пара в конденсат и оптическая толщина струи в ее различных сечениях).

Проведено сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными. В качестве приложения созданной модели определены характеристики гетерогенной конденсации в двигательных струях современных самолетов (Ил-96-300, Ту-204, МиГ-29, Боинг 707) в предположении, что конденсация происходит на частицах, поступающих в струю на срезе сопла, и скорость их роста на всех этапах (включая начальный этап их обводнения) совпадает со скоростью роста жидких капель.

*Ключевые слова:* конденсация, струя, авиационные двигатели.

Математическое моделирование турбулентных лабораторных и авиационных двигательных струй при наличии конденсации проводится в течение последних нескольких десятилетий. Создание физико-математической модели таких течений является сложной проблемой. В общем случае эта модель должна включать гидродинамические и кинетические уравнения, уравнения для модели турбулентности и уравнения сохранения для полидисперсной фазы, а в некоторых случаях – хотя бы приближенную процедуру осреднения источниковых членов.

Из многочисленных работ, посвященных этой теме, укажем работу [1], в которой определяется пересыщение пара в "замороженных" турбулентных струях; цикл исследований [2–9], в которых теоретически и численно исследовалась гомогенная и гетерогенная конденсация в турбулентных изобарических лабораторных и двигательных струях; работу [10], в которой развиты полуэмпирические методы исследования конденсации в турбулентных струях; статьи [11, 12], в которых в квазиодномерном газодинамическом приближении изучались детальные физико-химические процессы в двигательных струях; статью [13], в которой исследуется гомогенная конденсация в свободной турбулентной струе. Так как в каждой из использованных моделей (как относительно простой, так и более сложной) содержится большое число теоретических, а также полуэмпирических подмоделей, имеющих свои собственные пределы применимости, то естественно возникает вопрос, в какой мере эти модели могут воспроизводить реальные сложные турбулентные струйные течения с конденсацией.

В связи с этим вопросом сделаем общее замечание. В настоящее время для решения различных задач механики жидкости и газа широко используются коммерческие вычислительные комплексы. Однако пределы применимости использованных в них физических моделей зачастую оказываются не известными потребителю. Эти комплексы физическими методами, и постепенно забывается заложенное в них физико-математическое содержание.

В данной статье поставлена задача путем численного моделирования изучить достаточно сложные турбулентные струйные конденсационные течения с различными граничными условиями. Начальные и граничные условия для температуры и скорости выбраны такими же, как и в экспериментальных исследованиях лабораторных паровоздушных струй, проведенных в [3, 4, 14–16]. С помощью одной и той же модели [6], модифицированной для определения функции распределения частиц дисперсной фазы по размерам, изучены турбулентные струйные течения с гомогенной конденсацией при относительно низкой температуре окружающей среды, гетерогенной конденсацией на частицах, вводимых в струю на срезе сопла или эжектируемых из окружающего пространства, с конденсацией на вводимых в струю ионах.

Цель исследования – воспроизведение основных тенденций, которые были отмечены в экспериментах [3, 4, 14–16], и получение новой информации о локальных и интегральных характеристиках конденсированной дисперсной фазы.

Такое описание различных режимов конденсации с помощью одной и той же физико-математической модели и сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными, по мнению авторов, производится впервые.

**1. Физико-математическая модель для турбулентных струйных течений с конденсацией.** Будем рассматривать турбулентные осесимметричные изобарические струи с конденсационными процессами. Среда состоит из несущей газообразной фазы с компонентами "а" – воздух и "v" – пары воды и дисперсной фазы "S" – капли воды (конденсат). Предполагается, что поверхность частиц – ядер конденсации, которые вводятся в струю на срезе сопла или эжектируются из окружающего пространства, сразу же становится жидкой поверхностью, и поэтому эти частицы сразу же рассматриваются как капли. Ионы, которые вводятся в струю для интенсификации конденсации, являются самостоятельной компонентой, убыль которой связана с частичным переходом ионов в капли-зародыши и с частичным усвоением ионов поверхностями уже сформировавшихся капель. Концентрация ионов на много порядков меньше концентрации нейтральных частиц, поэтому вклад ионов в суммарную плотность среды несуществен.

Следствие малого размера частиц (капель воды) их времена динамической и тепловой релаксации в газодинамическом потоке малы, поэтому температура и скорость несущей и дисперсной фаз считаются одинаковыми. Ионы и заряженные капли создают собственное электрическое поле, которым вследствие достаточно малой концентрации вводимых в поток ионов можно пренебречь.

Искомые величинами являются продольная и поперечная скорости среды  $u$  и  $v$ , энтальпия и энтальпия торможения  $h$  и  $H$ , температура и плотность среды  $T$  и  $\rho$ , массовые концентрации воздуха, паров воды и частиц  $\alpha_a$ ,  $\alpha_v$  и  $\alpha_s$ .

Система уравнений для таких течений включает газодинамические и кинетические уравнения в форме [2, 6]. Газодинамические уравнения имеют вид:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0 \quad (1.1)$$

$$L(u; 1) = 0, \quad L(H; \text{Pr}) = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left[ \rho \left( 1 - \frac{1}{\text{Pr}} \right) \epsilon y \frac{\partial u^2 / 2}{\partial y} \right], \quad L(\alpha_a; \text{Sc}) = 0 \quad (1.2)$$

$$L(\xi; \Gamma) \equiv \rho u \frac{\partial \xi}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \xi}{\partial y} - \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho \frac{\epsilon}{\Gamma} y \frac{\partial \xi}{\partial y} \right), \quad H = h + \frac{u^2}{2} \quad (1.3)$$

$$h = c_{pa} \alpha_a T + c_{pv} \alpha_v T + c_{ps} \alpha_s T - \alpha_s L^\circ, \quad p = p_\infty = \rho T (\alpha_a R_a + \alpha_v R_v)$$

$$\alpha_a + \alpha_v + \alpha_s = 1$$

Здесь  $x$  и  $y$  – продольная и поперечная координаты,  $p$  – постоянное давление, равное давлению окружающей среды,  $c_{pi}$ ,  $R_i$  ( $i = a, v$ ) – теплоемкости и газовые постоянные воздуха и паров воды,  $\varepsilon$  – турбулентная вязкость,  $L^\circ$  – удельная теплота фазового превращения,  $Pg$  и  $Sc$  – турбулентные числа Прандтля и Шмидта, полагаемые одинаковыми и равными 0.7. Входящий в эту систему уравнений коэффициент турбулентной вязкости  $\varepsilon$  определяется с помощью модели турбулентности [17]

$$L(\varepsilon, 1/2) = \alpha^* \rho \varepsilon \left| \frac{du}{dy} \right|, \quad \alpha^* = 0.2 - \frac{5\varepsilon}{a^2} \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \quad (1.4)$$

$$a^2 = \frac{p}{\rho} \frac{A}{A-1}, \quad A = \frac{\alpha_a c_{pa} + \alpha_v c_{pv}}{\alpha_a R_a + \alpha_v R_v}$$

Здесь  $a$  – скорость звука в несущей паровоздушной среде при отсутствии конденсации.

Кинетические уравнения предназначены для определения величины  $\alpha_s$ . Исходным уравнением является уравнение для функции  $f$  распределения капель по размерам и зарядам, представляющей собой число капель данного размера  $r$  и заряда  $Q$ , находящихся в единице массы среды в данной точке пространства в данный момент времени [2]:

$$L(f, Sc) = -\frac{\partial}{\partial r} \rho i f - \frac{\partial}{\partial Q} \rho \dot{Q} f + I_1 \delta(r - r_*) \delta Q + I_2 \delta(r - r_{*i}) \delta(Q - e) \quad (1.5)$$

Здесь  $I_1$  и  $I_2$  – скорости гомогенной и "электрической" (в присутствии ионов) нуклеации,  $\delta(z)$  – дельта-функция от  $z$ ,  $r_*$  и  $r_{*i}$  – критические размеры капель-зародышей в случае гомогенной и электрической нуклеации,  $\dot{r}$  и  $\dot{Q}$  – скорости роста размера и заряда одиночной капли,  $e$  – заряд иона. Напомним, что уравнение (1.5) получается из исходного уравнения для  $f$ , записанного относительно мгновенных величин, с помощью традиционной процедуры, включающей запись уравнения через средние и пульсационные составляющие входящих в него величин, его последующее осреднение, аппроксимацию двухточечных корреляций моделью Буссинеска, пренебрежение тройными корреляциями, использование приближения пограничного слоя, "квазиламинарное" осреднение источниковых членов, специальные предположения относительно корреляций, содержащих пульсацию плотности. Заметим, что именно такая процедура была использована при получении уравнений (1.1)–(1.4).

Входящие в уравнение (1.5) кинетические и электрокинетические параметры определяются выражениями

$$\begin{aligned} \dot{r} &= \dot{r}(r, p_v, T), \quad \dot{Q} = 4\pi q r D_i, \quad r_* = r_*(p_v, T), \quad r_{*i} = r_{*i}(p_v, T) \\ I_1 &= I_1(p_v, T), \quad I_2 = qG(p_v, T), \quad p_v = p_\infty \frac{\alpha_v R_v}{\alpha_a R_a + \alpha_v R_v} \end{aligned} \quad (1.6)$$

Здесь  $p_v$  – парциальное давление паров воды,  $q$  – плотность объемного заряда ионов,  $D_i$  – коэффициент диффузии ионов. Выражение для  $\dot{r}$  приведено в [6, 18, 19], формула для  $\dot{Q}$  соответствует диффузионной зарядке частицы и условию, что ее заряд  $Q$  достаточно мал [20]. Величины  $r_*$  и  $I_1$  определяются на основе теории жидкокапельной конденсации [21], а  $r_{*i}$  и  $I_2$  – с помощью [3, 21–23].

Умножая уравнение (1.5) на  $r^k Q^m$  и интегрируя по пространству размеров и зарядов частиц, получим незамкнутую систему уравнений относительно моментов [2, 6]

$$\Omega_{km} = \int_{(r)(Q)} \int r^k Q^m f dr dQ \quad (1.7)$$

Необходимые для дальнейшего анализа уравнения относительно  $\Omega_{k0}$  ( $k = 0, 1, 2, 3$ ) и  $\Omega_{01}$  имеют вид [2, 6]

$$L(\Omega_{k0}; Sc) = k\rho \int \int_{(Q)(r)} ir^{k-1} f dr dQ + I_1 r_*^k + I_2 r_*^k \quad (1.8)$$

$$L(\Omega_{01}; Sc) = 4\pi q D_i \rho \Omega_{10} + I_2 e \quad (1.9)$$

Здесь и далее предположено, что турбулентный перенос всех скалярных величин одинаков.

Уравнение для плотности заряда ионов  $q$  вытекает из следующего, записанного относительно мгновенных величин в турбулентном потоке исходного уравнения сохранения электрического тока  $\mathbf{j}$

$$\text{div } \mathbf{j} = 0, \quad \mathbf{j} = q\mathbf{v} + \rho\nu\Omega_{01} \quad (1.10)$$

Первый член в выражении для  $\mathbf{j}$  соответствует ионному току, а второй – току заряженных капель.

Аналог уравнения (1.10), записанный относительно средних (в турбулентном потоке) величин и полученный путем применения к (1.10) указанной выше процедуры осреднения, а также с помощью уравнения (1.9) для  $\Omega_{01}$ , имеет вид

$$L(\alpha_i; Sc) = -4\pi\rho^2 D_i \alpha_i \Omega_{10} - I_2 m_i; \quad \alpha_i = \frac{\rho_i}{\rho}, \quad \rho_i = m_i n_i, \quad q = en_i \quad (1.11)$$

Здесь  $\alpha_i$  – массовая концентрация ионов,  $\rho_i$  и  $n_i$  – их плотность и числовая концентрация,  $m_i$  и  $e$  – масса и заряд иона, равный заряду электрона.

Через введенные моменты выражаются следующие физические величины

$$n = \rho\Omega_{00}, \quad \rho_s = \frac{4}{3}\pi\rho_w\rho\Omega_{30}, \quad \alpha_s = \frac{4}{3}\pi\rho_w\Omega_{30}, \quad c = \frac{\rho_s}{\rho_w}, \quad q_s = \rho\Omega_{01} \quad (1.12)$$

$$\mathbf{j} = \frac{e}{m_i} \left( \rho\nu\alpha_i - \frac{\rho\varepsilon}{Sc} \nabla\alpha_i \right) + \rho\nu\Omega_{01} - \frac{\rho\varepsilon}{Sc} \nabla\Omega_{01}$$

Здесь  $n$  и  $c$  – числовая и объемная концентрация дисперсной фазы,  $\rho_s$  – ее массовая плотность,  $q_s$  – плотность ее объемного заряда;  $\rho_w$  – плотность воды.

При известной функции  $f(r, Q)$  уравнения (1.8), (1.9) и (1.11) для  $\Omega_{i0}$  ( $i = 0, 1, 2, 3$ ),  $\Omega_{01}$  и  $\alpha_i$ , решаемые совместно с газодинамическими уравнениями (1.1)–(1.4), позволяют определить искомые характеристики несущей и дисперсной фаз.

Структура подынтегральных выражений в моментных уравнениях (1.8), (1.9) такова, что можно ограничиться введением функции  $f^\circ$  распределения капель только по размерам

$$f^\circ = f^\circ(r) = \int_Q f(r, Q) dQ$$

В соответствии с [24] будем аппроксимировать функцию  $f^\circ$  логнормальным распределением, которое характеризуется тремя параметрами. Подставляя выражение для логнормальной функции в формулы (1.7) для моментов  $\Omega_{00}$ ,  $\Omega_{10}$  и  $\Omega_{20}$ , найдем выражения этих параметров через указанные моменты. Выражение для  $f^\circ$  приобретает вид

$$f^\circ = \frac{\Omega_{00}}{\sqrt{2\pi r \ln \sigma^*}} \exp\left[-\frac{(\ln r - \ln r_m)^2}{2 \ln^2 \sigma^*}\right], \quad r_m^2 = \frac{\Omega_{10}^4}{\Omega_{20}\Omega_{00}^3}, \quad \ln^2 \sigma^* = \ln\left(\frac{\Omega_{20}\Omega_{00}}{\Omega_{10}^2}\right) \quad (1.13)$$

Средний размер капель  $\langle r \rangle$  и дисперсия размеров капель  $\sigma^2$  с помощью (1.13) выражаются формулами

$$\langle r \rangle = \frac{\Omega_{10}}{\Omega_{00}}, \quad \sigma^2 = \frac{\Omega_{20}\Omega_{00} - \Omega_{10}^2}{\Omega_{00}^2}$$

Путем интегрирования уравнений (1.1)–(1.4), (1.8), (1.9), (1.11) с использованием аппроксимации (1.13) для  $f^0$  находятся газодинамические и дисперсные характеристики течения как функции координат  $x$  и  $y$  в струе.

На основе сформулированной выше физико-математической модели производилось численное моделирование турбулентных струйных конденсационных течений при условиях эксперимента [14, 15], в котором горячая струя водяного пара со скоростью  $u_0$  и температурой  $T_0$  в ядре потока истекала в окружающее воздушное пространство с температурой  $T_\infty$ , скоростью  $u_\infty$  и с постоянным давлением  $p_\infty$ . При численном моделировании варьировалась температура  $T_\infty$  и способы введения в струю ядер конденсации. Осуществлялись режимы гомогенной конденсации, гетерогенной конденсации и конденсации на ионной компоненте, которая вводилась в струю с помощью коронного разряда, тонкий коронирующий электрод которого устанавливался на оси струи. При задании начальных условий на срезе сопла учитывались динамические и тепловые пограничные слои, образующиеся на внутренних и внешних его поверхностях; профили скорости и температуры брались из эксперимента. Распределение турбулентной вязкости  $\varepsilon$  в начальном сечении, задаваемое согласно методике [25], асимптотически выходило на постоянное значение  $\varepsilon_\infty$  (при  $y = \infty$ ) для спутного потока. Во всех расчетах принималось:  $u_0 = 205$  м/с,  $T_0 = 375$  К,  $u_\infty = 10$  м/с,  $p_\infty = 10^5$  Па (1 ат),  $\alpha_{a0} = 0$ ,  $\alpha_{u0} = 1$ ,  $\alpha_{a\infty} = 1$ ,  $\alpha_{u\infty} = 0$ .

**2. Гомогенная конденсация.** Гомогенная конденсация развивается при достаточно низкой температуре окружающей среды. В расчетах принималось, что в струю не вводятся посторонние ядра конденсации, а процесс конденсации обусловлен наличием источникового члена  $I_1$  в уравнениях (1.8). Граничные условия имеют вид

$$x = 0, \quad 0 \leq y < \infty: \quad u = u(y), \quad H = H(y), \quad \varepsilon = \varepsilon(y), \quad \Omega_{k0} = 0 \quad (k = 0, 1, 2, 3),$$

$$\Omega_{01} = 0, \quad \alpha_i = 0$$

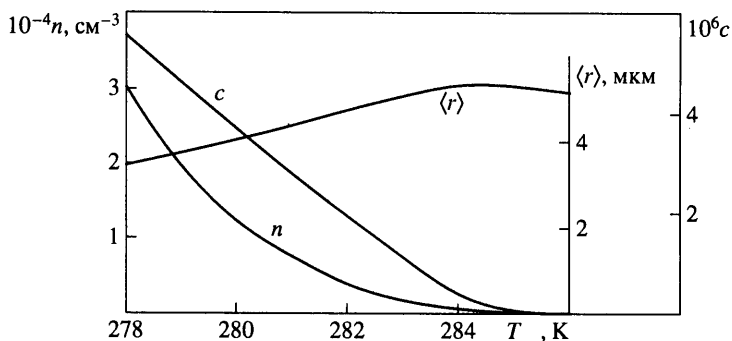
$$x > 0, \quad y = \infty: \quad u = u_\infty, \quad H = H_\infty, \quad \varepsilon = \varepsilon_\infty, \quad \Omega_{k0} = 0 \quad (k = 0, 1, 2, 3),$$

$$\Omega_{01} = 0, \quad \alpha_i = 0$$

Температура  $T_\infty$  окружающей среды изменялась от 278 до 286 К.

На фиг. 1 показано изменение числовой и объемной концентрации частиц  $n$  и  $s$ , а также их среднего радиуса  $\langle r \rangle$  в точке  $x = 150y_0$ ,  $y = 0$  в зависимости от температуры окружающей среды ( $y_0$  – радиус выходного сечения сопла). Диапазон изменения температуры окружающей среды, для которого возможно возникновение гомогенной конденсации, при условиях лабораторного эксперимента составляет всего семь градусов. Этот вывод подтверждается лабораторными исследованиями, в которых режим с гомогенной конденсацией удавалось осуществлять только при специальном охлаждении помещения. При повышении температуры окружающей среды скорость нуклеации уменьшается, возникает меньшее число ядер конденсации, и уменьшаются числовая и объемная концентрации капель; при этом вследствие незначительного падения давления пара при такой слабой конденсации на возникших ядрах нарастает большее количество воды, и поэтому радиус капель возрастает.

На фиг. 2 (а и б) показано распределение вдоль оси струи при  $T_\infty = 278$  К характеристик конденсационного процесса: пересыщения  $S = p_v/p_e$ , где  $p_e(T)$  – равновесное давление пара, соответствующее значению  $S = 1$ ; числовой, объемной и массовой концентрации капель  $n$ ,  $s$  и  $\alpha_S$ ; среднего радиуса и дисперсии капель  $\langle r \rangle$



Фиг. 1. Зависимость характеристик гомогенной конденсации от температуры окружающей среды

и  $\sigma$ . Здесь и далее продольная координата отнесена к радиусу сопла. По мере расширения струи температура паровоздушной смеси в ней уменьшается и при  $x \approx 20y_0$  создаются такие условия, при которых пересыщение достигает максимума. Вблизи этого сечения достигает максимума и скорость нуклеации  $I_1$ , вследствие чего резко возрастает числовая концентрация капель  $n$ . Далее  $S$ ,  $I_1$  и  $n$  убывают, при этом уменьшение  $S$  связано не только с соотношением температур в струе и окружающем пространстве, но и с самим процессом конденсации, так как при увеличении массы конденсата уменьшается парциальное давление пара. Объемная и массовая концентрации капель также проходят через максимумы, несколько смещенные относительно максимума  $S$ . Дальнейшее убывание  $c$  и  $\alpha_S$  связано с расширением струи. Средний радиус капель постоянно растет, а дисперсия  $\sigma$  практически постоянна и составляет  $\approx 10\%$  от среднего радиуса.

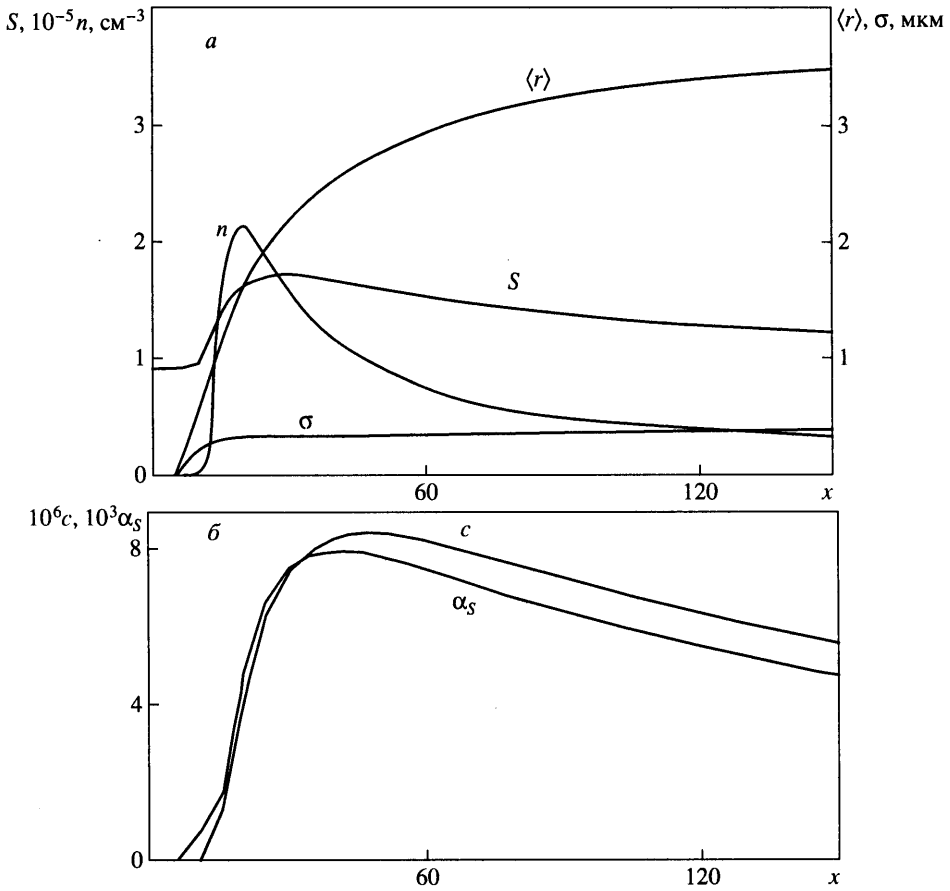
**3. Гетерогенная конденсация.** Гетерогенная конденсация на посторонних ядрах может происходить при более высокой температуре окружающей среды, чем гомогенная конденсация. Рассмотрим конденсацию при вводе частиц через сопло. Расчеты проводились при  $T_\infty = 290$  К,  $n_0 = 10^6$  см $^{-3}$ ,  $r_0 = 0,1$  мкм (индексом 0 обозначены параметры частиц на срезе сопла). Граничные условия для моментов имеют вид:

$$x = 0, \quad 0 \leq y \leq y_0: \quad \Omega_{k0} = (n_0 / \rho_0) r_0^k \quad (k = 0, 1, 2, 3), \quad \Omega_{01} = 0, \quad \alpha_i = 0$$

$$x > 0, \quad y = \infty: \quad \Omega_{k0} = 0 \quad (k = 0, 1, 2, 3), \quad \Omega_{01} = 0, \quad \alpha_i = 0$$

Проведенные расчеты показали, что числовая концентрация дисперсной фазы на оси струи монотонно убывает по ее длине, а остальные характеристики конденсации качественно изменяются так же, как при гомогенной конденсации (фиг. 2).

Пусть теперь частицы поступают в струю из окружающего пространства. В экспериментах [4] ввод частиц с периферии струи осуществлялся с помощью дыма от поднесенной к струе сигареты. Температура во внешней части струи была выбрана такой, чтобы гомогенная конденсация не развивалась. Введение частиц дыма приводило к возникновению в струе гетерогенной конденсации. Для приближенного моделирования этой ситуации рассматривалась задача о симметричном подводе частиц к периферии струи на участке от  $x_1 = 10y_0$  до  $x_2 = 50y_0$ . Для того чтобы не вносить погрешность в численный расчет конденсационной струи, который производился по маршевой схеме (все дифференциальные уравнения, кроме уравнения неразрывности – параболические), концентрация вводимых частиц "размазывалась" по координате  $x$  с помощью экспоненциальной функции, быстро возрастающей от нуля до заданного постоянного значения в малой левой окрестности точки  $x = x_1$  и также быстро убывающей от этого значения до нуля в малой правой окрестности точки  $x = x_2$ . Граничные условия для моментов на внешней границе струи ( $y = \infty$ ) при этом



Фиг. 2. Продольное изменение характеристик конденсации на оси струи при  $T_{\infty} = 278$  К

имеют вид:

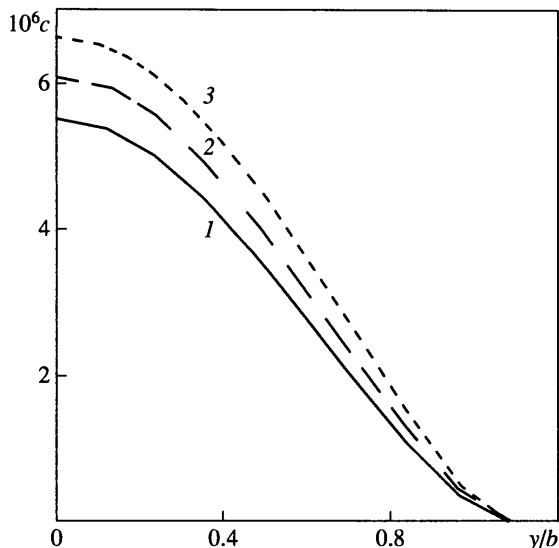
$$\Omega_{k0} = (n_{\infty} / \rho_{\infty}) r_{\infty}^k \exp(-x_*^2), \quad x_* = x - x_1, \quad x \leq x_1$$

$$\Omega_{k0} = (n_{\infty} / \rho_{\infty}) r_{\infty}^k, \quad x_1 < x < x_2$$

$$\Omega_{k0} = (n_{\infty} / \rho_{\infty}) r_{\infty}^k \exp(-x_*^2), \quad x_* = x - x_2, \quad x \geq x_2$$

Для концентрации и радиуса вводимых частиц были приняты значения  $n_{\infty} = 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $r_{\infty} = 0.1 \text{ мкм}$ . Температура окружающей среды, как и при вводе частиц через сопло, полагалась равной  $T_{\infty} = 290 \text{ К}$ . Расчеты показали, что распределения объемной и массовой концентрации капель вдоль оси струи имеют максимумы при  $x \approx 44y_0$ , а их числовая концентрация  $n$  монотонно увеличивается по длине струи, так как частицы поступают в струю на достаточно протяженном участке и к концу расчетной области все еще достигают оси струи за счет диффузии. Средний радиус капель при  $x = 150y_0$  составляет  $0.4 \text{ мкм}$ . В изучаемом режиме гетерогенной конденсации расход капель (обводненных частиц) должен оставаться неизменным в каждом сечении струи правее зоны подвода частиц. В расчетах этот расход сохранялся с точностью до двух процентов.

Для сопоставления режимов гомогенной и гетерогенной конденсации были проведены расчеты при вводе частиц через сопло и с периферии струи при  $T_{\infty} = 278 \text{ К}$ . На



Фиг. 3. Профили объемной концентрации капель при  $x = 150y_0$ ,  $T_\infty = 278$  К: 1 – гомогенная конденсация; 2 – одновременно протекающие гомогенная и гетерогенная конденсации на частицах, вводимых через сопло; 3 – одновременно протекающие гомогенная и гетерогенная конденсации при вводе частиц из окружающего пространства

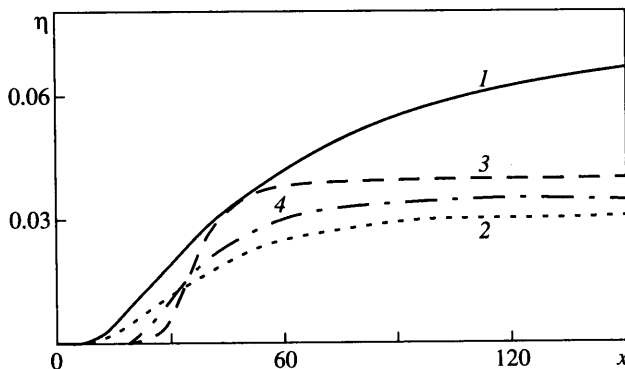
фиг. 3 построены профили объемной концентрации капель в сечении  $x = 150y_0$  ( $b$  – полуширина струи) для всех рассмотренных случаев. Вследствие процессов диффузии максимум в профиле  $c$  на достаточном удалении от среза сопла находится на оси струи. (Вблизи среза сопла указанный максимум находится в периферийном слое смешения.) При введении в струю посторонних частиц объемная концентрация возрастает, и это возрастание становится тем больше, чем выше расход вводимых частиц: кривая 3 для ввода частиц с периферии струи (расход частиц равен 0.0716 г/с) идет выше кривой 2 для ввода частиц через сопло (расход частиц равен 0.0626 г/с) и кривые 2 и 3 идут выше кривой 1 для гомогенной конденсации (расход частиц равен 0.0552 г/с). Такой же эффект был обнаружен в экспериментах [4]. (Мы полагаем, что в данной ситуации определяющим является именно расход частиц, а не способ их ввода в струю.)

**4. Конденсация на ионах, вводимых в струю с коронирующей иглы.** В экспериментах [4] коронирующая игла располагалась на оси паровоздушной струи на расстоянии  $16.4y_0$  от среза сопла. При подаче на иглу потенциала, превышающего потенциал коронирования, с иглы стекает ток, носителями заряда в котором вне чрезвычайно узкой зоны ионизации вблизи иглы являются ионы. При определенных температурных условиях в струе на части этих ионов развивается "электрическая" конденсация. Такая экспериментальная ситуация моделировалась заданием профиля концентрации ионов  $n_i$  в том же сечении, что и в эксперименте. Такой профиль имеет максимум на оси струи, и величина  $n_i$  резко спадает к ее периферии. Использованный в расчетах профиль  $n_i$  описывается функцией

$$n_i = \varphi(y) = n_{i0} \exp(-ay)^2$$

Здесь коэффициент  $a$  определяется из условия  $\varphi = n_{i0}/2$  при  $y = 0.5y_i$ , где  $y_i$  – эффективная граница ионной струи в ее начальном сечении. В расчетах принято  $y_i = 2$  мм,  $n_{i0} = 1.13 \times 10^8$  см<sup>-3</sup>,  $T_\infty = 290$  К,  $\alpha_i = n_i m_i / \rho$ , где, по предположению,  $m_i$  – масса иона, образовавшегося из молекулы кислорода. При расчете конденсации на





Фиг. 4. Изменение степени конверсии пара по длине струи при различных типах конденсации: 1 – гомогенная конденсация,  $T_{\infty} = 278$  К; 2 – гетерогенная конденсация при вводе частиц через сопло; 3 – гетерогенная конденсация при вводе частиц из окружающего пространства; 4 – конденсация на ионах, поступающих с коронирующей иглы; 2, 3, 4 –  $T_{\infty} = 290$  К

ионах в общую систему уравнений включаются уравнения (1.9) и (1.11). При указанных условиях скорость электрической нуклеации  $I_2$  оказалась достаточной для того, чтобы в струе развилась конденсация. При отсутствии ионов конденсация в струе практически отсутствует.

Расчеты показали, что при введении в струю ионов изменение характеристик конденсации по длине струи (правее сечения ввода ионов) качественно оказывается таким же, как в случае гомогенной конденсации (фиг. 2). Количественные же данные несколько различаются.

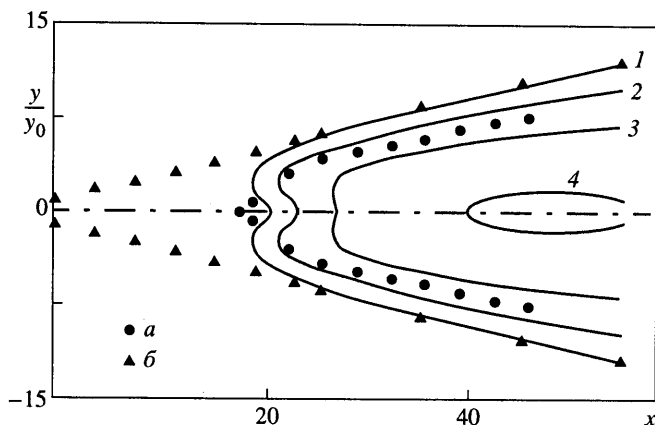
На фиг. 4 показано изменение по длине струи величины  $\eta$  – степени конверсии пара в конденсат – для различных, рассмотренных в статье типов конденсации. Величина  $\eta(x)$  равна отношению расхода жидкокапельной фазы к расходу пара на срезе сопла и определяется формулой

$$\eta = \frac{G_S}{G_{v0}}, \quad G_S = 2\pi \int_{(r)} \rho_S u y dy, \quad G_{v0} = \pi y_0^2 \rho_{v0} u_0$$

При заданных условиях степень конверсии пара в конденсат оказывается наибольшей для гомогенной конденсации.

На фиг. 5 сплошными линиями показаны изолинии объемной концентрации  $c$ , треугольниками обозначена газодинамическая граница турбулентной струи, а кружки ограничивают зону "видимой" конденсации, полученной в экспериментах [4] путем визуализации течения в плоскости лазерного ножа. Граница "видимой" зоны примерно совпадает с расчетной изолинией  $c \cong 1.5 \times 10^{-6}$ . Существенно, что и в экспериментах значение  $c \cong 10^{-6}$  приблизительно соответствовало порогу "видимости" конденсации: при  $c < 10^{-6}$  конденсация еле заметна, при  $c > 10^{-6}$  конденсация хорошо видна. Средний радиус капель достигает значения 2 мкм в конце расчетного участка, что также согласуется с экспериментом [4].

Заметим, что значения среднего радиуса капель в области стремления  $S$  к равновесному значению (после прохождения максимума), полученные в экспериментах [4] и при численном моделировании, увеличиваются при уменьшении числовой концентрации капель (в случаях гомогенной конденсации, гетерогенной конденсации с вводом частиц через сопло и конденсации на ионах) и уменьшаются при увеличении концентрации капель (при подводе частиц с периферии струи). Для равновесной конденсации в струе величина  $c \sim n(r)^3$  изменяется незначительно [4], а тенденция "обратно пропорциональной" зависимости  $\langle r \rangle$  от  $n$  сохраняется во всей указанной выше области. Этот вывод также подтверждается данными, приведенными на фиг. 2.



Фиг. 5. Изолинии объемной концентрации при вводе ионов с коронирующей иглы,  $T_{\infty} = 290$  К:  $a$  – граница видимой зоны (эксперимент),  $б$  – граница струи (расчет); значения  $c$  на изолиниях составляют: 1 –  $10^{-7}$ , 2 –  $10^{-6}$ , 3 –  $3 \times 10^{-6}$ , 4 –  $6 \times 10^{-6}$

Рассмотренные выше примеры показывают, что использованная расчетно-теоретическая модель позволяет рассчитывать все типы конденсации, наблюдаемые в экспериментах, и полученные результаты качественно согласуются с экспериментальными данными. В связи с этим разработанный аппарат используется ниже для приближенного анализа характеристик конденсации в выхлопных струях авиационных двигателей.

**5. Гетерогенная конденсация в струях авиационных двигателей.** Видимый конденсационный след за самолетами образуется на высотах полета 9–11 км. Проведенные ранее расчеты (см., например, [9]) показали, что в авиационных струях в основном возможна только гетерогенная конденсация на микрочастицах (частицах сажи), попадающих в струю из тракта двигателя. В настоящее время интенсивно исследуются различные механизмы конденсации паров воды и сернокислых соединений на сажевых частицах, имеющих изломанную форму поверхности, обладающих электрическим зарядом и вступающих в различные реакции с окружающей газовой смесью, содержащей положительные и отрицательные ионы. Но для предварительных оценок полезно использовать простейшую модель, в которой на микрочастицах конденсируются только пары воды, и эти частицы обводняются так же, как и жидкие капли сферической формы.

Ниже представлены результаты расчетов для случая гетерогенной конденсации при вводе в струю частиц с одинаковым размером 0.1 мкм и концентрацией  $n_0 = 10^6$  см $^{-3}$  через срез сопла. Было рассмотрено несколько типов авиационных двигателей: одноконтурный турбореактивный двигатель (ТРД) и двухконтурные двигатели – типичный двигатель 4-го поколения (ТРДД), двигатель ПС-90А и двигатель самолета Боинг 707. Газ из первого и второго контуров ТРДД и ПС-90А попадает в камеру смешения и затем в общий выхлоп. У двигателя Боинга 707 – раздельный выхлоп (в выходном сечении сопла потоки газа из каждого контура не смешиваются). Все данные для двигателей соответствуют крейсерскому режиму полета на высоте 11 км. Истечение из одноконтурного ТРД и из двигателя самолета Боинг 707 – расчетное. Остальные двигатели – двухконтурные со сверхзвуковым истечением из сопел и работают на нерасчетном режиме.

Для того чтобы упростить расчет газодинамического течения в выхлопной струе в случае нерасчетного истечения из сопла, по одномерной теории определялись параметры в сечении полного расширения потока (в изобарическом сечении, когда давление в нем становится равным внешнему давлению), и это сечение совмещалось со

Параметры	Тип двигателя			
	ТРД	ТРДД	ПС-90А	Боинг 707 I контур
$T_e, K$	564	490	281	605
$M_e$	0.5	1.38	1.29	$\approx 1$
$m$	0.450	0.407	0.562	0.632
$\alpha_{i0}$	0.0233	0.012	0.004	0.021
$S$	1,01	1	0.75	1.03
$\alpha_S$	$0.225 \cdot 10^{-3}$	$0.197 \cdot 10^{-3}$	$0.579 \cdot 10^{-4}$	$0.283 \cdot 10^{-4}$
$c$	$0.645 \cdot 10^{-7}$	$0.202 \cdot 10^{-6}$	$0.208 \cdot 10^{-7}$	$0.753 \cdot 10^{-8}$
$\langle r \rangle, \text{мкм}$	0.571	0.905	0.427	0.190
$n$	$6.05 \cdot 10^4$	$5.09 \cdot 10^4$	$5.17 \cdot 10^4$	$2.14 \cdot 10^5$
$\eta$	0.399	0.677	0.351	0.0487
$\tau$	0.769	0.947	0.489	0.242
$I_0/I$	2.16	2.58	1.63	1.27

срезом сопла. (Для расчетного истечения изобарическое сечение точно совпадает со срезом сопла.) В таблице приведены температура  $T_e$  и число Маха  $M_e$  в изобарическом сечении, спутность струй  $m$ , концентрация пара на срезе сопла  $\alpha_{i0}$  и параметры, характеризующие конденсацию на оси выхлопной струи при  $x = 500y_0$ . (В случае двигателя самолета Боинг 707 значение  $\alpha_{i0}$  соответствует первому контуру, а вместо спутности струи приведено отношение скорости во втором контуре к скорости в первом контуре в выходном сечении контуров.) Кроме приведенных ранее параметров в таблице приведены значения оптической толщины струи  $\tau$  и связанного с ней отношения  $I_0/I$ , показывающего, во сколько раз уменьшится интенсивность излучения, направленного перпендикулярно оси струи, после ее (струи) прохождения. Оптическая толщина струи определяется следующим образом

$$\tau = \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) = \int_l \int_0^\infty n(s) \pi r^2 q_{ext}(r) f^*(r, s) dr ds, \quad n = \rho \Omega_{00}$$

Здесь  $s$  – линейная координата по выбранному оптическому пути  $l$  (диаметру струи),  $n(s)$  – концентрация капель,  $f^*(r; s)$  – функция распределения капель по размерам  $f(r)$  (см. (1.13)), нормированная на  $\Omega_{00}$ , а  $q_{ext}$  – коэффициент экстинкции, который для упрощения расчетов аппроксимировался кусочно-постоянной зависимостью:  $q_{ext} = 0$  при  $r \leq 0.12$  мкм и  $q_{ext} = 2$  при  $r > 0.12$  мкм. Параметры  $\tau$  и  $I_0/I$  используются при исследовании состава атмосферы оптическими методами. В частности, это необходимо для изучения вредного воздействия авиации на экологию.

Для проведения расчетов необходимо задавать начальные профили газодинамических и кинетических параметров на срезе сопла. Предполагалось, что на срезе сопла (в случае одноконтурного двигателя и двухконтурного двигателя с общим выхлопом), в каждом выходном сечении контуров (в случае двухконтурного двигателя с раздельным выхлопом) и в окружающем пространстве указанные параметры постоянны, за исключением зон, расположенных вблизи кромки сопла (внутреннего и внешнего пограничных слоев). В этих зонах параметры на срезе сопла плавно переходят в параметры во внешнем потоке. При расчете двигателя самолета Боинг 707 учитывалось наличие двух (внутренней и внешней) поверхностей со своими пограничными слоями.

Наибольшее влияние на интенсивность конденсации в двигательных струях при заданном температурном режиме в окружающем пространстве оказывают параметры  $T_e$  и  $\alpha_{10}$ . При этом конденсация усиливается при уменьшении температуры выхлопных струй (см. [4]) и увеличении в них количества пара. Сочетание этих параметров приводит к тому, что наиболее сильная конденсация происходит в двигателе ТРДД, а наиболее слабая – в двигателе самолета Боинг 707.

Еще раз подчеркнем, что использованная модель не учитывает никаких конденсационных процессов, кроме конденсации водяного пара. Возможно, результаты будут изменяться, если учитывать более детальные физико-химические процессы в двигательных струях. Но полученные данные, тем не менее, могут использоваться при сравнительном анализе интегральных характеристик конденсации в выхлопных струях рассмотренных двигателей.

**Заключение.** Проведенное численное моделирование показало, что при всех рассмотренных типах конденсации пересыщение  $S$  и массовая и объемная концентрации капель  $\alpha_5$  и  $c$  изменяются вдоль оси струи аналогичным образом:  $S$ ,  $\alpha_5$  и  $c$  проходят через максимум, при этом  $S$  затем стремится к своему равновесному значению, равному 1, а  $\alpha_5$  и  $c$  вдали от среза сопла убывают за счет размывания струи. Ввод частиц в струю, в которой развивается гомогенная конденсация, приводит к интенсификации конденсации. Результаты расчетов качественно согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Амелин А.Г. Теоретические основы образования тумана при конденсации пара. М.: Химия, 1972. 304 с.
2. Ватажин А.Б. Электрогазодинамические турбулентные течения // Тр. Мат. ин-та АН СССР. 1989. Т. 186. С. 168–176.
3. Турбулентные струйные течения с конденсационными и электрофизическими эффектами / Под ред. А.Б. Ватажина. Вып. 1: Тр. ЦИАМ. 1991. № 1288. 176 с.
4. Vatazhin A., Lebedev A., Likhner V., Shulgin V., Sorokin A. Turbulent air-steam jets with a condensed dispersed phase: Theory, experiment, numerical modeling // J. Aerosol. Sci. 1995. V. 26. № 1. P. 71–93.
5. Ватажин А.Б., Сорокин А.А. Атмосферные аэрозоли авиационного происхождения и экологические проблемы // Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 6. С. 57–72.
6. Акимов А.В., Ватажин А.Б., Лихтер В.А., Сорокин А.А. Течение паровоздушной смеси при наличии конденсации на ионах и электрокинетических процессах // Изв. РАН. МЖГ. 1996. № 1. С. 67–77.
7. Ватажин А.Б., Лебедев А.Б., Мареев В.А. Математическое моделирование различных режимов конденсации в турбулентных изобарических струях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 1. С. 59–67.
8. Ватажин А.Б., Клименко А.Ю., Лебедев А.Б., Сорокин А.А. Гомогенная конденсация в турбулентных затопленных изобарических струях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 2. С. 43–52.
9. Сорокин А.А., Лебедев А.Б. Моделирование эмиссии водного аэрозоля в выхлопной струе дозвукового самолета и оценка влияния авиации на баланс аэрозоля в нижней стратосфере. Препринт № 18. М.: ЦИАМ, 1994. 79 с.
10. Стасенко А.Л. К теории хемосорбции окислов азота каплями воды в струе стратосферного самолета. Препринт № 51. М.: ЦАГИ, 1991. 36 с.
11. Лебедев А.Б., Старик А.М., Титова Н.С. Численное исследование неравновесных фотохимических процессов в спутной струе дозвукового самолета // Теплофизика высоких температур. 1998. Т. 36. № 1. С. 79–93.
12. Савельев А.М., Старик А.М. Динамика образования сульфатных аэрозолей в струях реактивных двигателей // Изв. РАН. МЖГ. 2001. № 1. С. 108–117.
13. Lesniewski T.K., Friedlander S.K. Particle nucleation and growth in a free turbulent jet // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1998. V. 454. № 1977. P. 2477–2504.

14. *Ватажин А.Б., Лихтер В.А., Шульгин В.И.* Турбулентные конденсационные струи и возможность управления ими с помощью электрического поля // Проблемы современной механики / Под ред. Л.И. Седова. М.: Изд-во МГУ, 1983. Ч. 1. С. 113–122.
15. *Ватажин А.Б., Валеев Р.С., Лихтер В.А., Шульгин В.И., Ягодкин В.И.* Исследование турбулентных паровоздушных струй при наличии конденсации и введении в поток посторонних частиц // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 3. С. 53–61.
16. *Ватажин А.Б., Лихтер В.А., Сорокин А.А., Шульгин В.И.* Коронный разряд в паровоздушной струе с конденсацией. Стационарные и пульсационные характеристики // Тр. ЦИАМ. 1991. № 1288. С. 110–133.
17. *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.
18. *Фукс Н.А.* Механика аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1955. 352 с.
19. *Стернин Л.Е.* Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение, 1974. 212 с.
20. *Верецагин И.П., Левитов В.И., Мирзабекян Г.З., Пашин М.М.* Основы электрогазодинамики дисперсных систем. М.: Энергия, 1974. 480 с.
21. *Френкель Я.И.* Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975. 592 с.
22. *Зельдович Я.Б.* К теории образования новой формы. Кавитация // ЖЭТФ. 1942. Т. 12. № 11/12. С. 525–538.
23. *Петров Ю.И.* Кластеры и малые частицы. М.: Наука, 1986. 366 с.
24. *Лебедев А.Б., Сорокин А.А.* Численное моделирование двухфазных турбулентных изobarических струй с гомогенной и гетерогенной конденсацией // Тр. ЦИАМ. 1991. № 1288. С. 83–109.
25. Турбулентное смешение газовых струй / Под ред. Г.Н. Абрамовича. М.: Наука, 1974. 272 с.

Москва  
E-mail: vatazhin@ciam.ru

Поступила в редакцию  
4.IV.2002