

А.В. Кашеваров, М.Н. Коган, А.Н. Кучеров, А.Л. Стасенко

**СОЗДАНИЕ КАНАЛА ПРОСВЕТЛЕНИЯ ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ  
В КОНДЕНСАЦИОННОЙ СТРУЕ ВЫСОТНОГО САМОЛЕТА**

Приведены результаты исследования распространения лазерного пучка в осесимметричной струе, содержащей конденсирующийся пар и растущие за счет столкновения капли. Расчеты выполнены для условий полета перспективных сверхзвуковых пассажирских самолетов. Получены пространственные распределения массовой концентрации конденсата и размеров капель, а также оптические характеристики просветляемого лазерным пучком аэрозоля (например, с целью дистанционной инспекции газовых компонентов струи). Учитываются зависимости кпд испарения отдельной капли и параметра испарения аэрозоля от размеров капли, температуры и свойств окружающей газовой среды и от материала капли (воды), а также от интенсивности испаряющего капли лазерного излучения.

**Введение**

В [1] сделан обзор работ по конденсационным следам, самые ранние из которых относятся к 50-м годам. В настоящее время обсуждаются экологические аспекты, связанные с разработкой высотного сверхзвукового пассажирского самолета второго поколения (СПС-2; к первому поколению относятся ТУ-144 и Concorde). Модельные распределения параметров турбулентной струи (концентрации капель, углекислого газа, паров воды; распределения температуры, скорости смеси газов и т.д.) приведены в [2]. На расстояниях меньше  $10^2$  м от сопла самолета струя еще горячая, и химический состав выбросов отличается от того, каким он станет в атмосфере. На расстояниях свыше  $10^3$  м вихревая пелена от планера самолета начинает взаимодействовать с выхлопными струями от двигателя [3]. При этом структура конденсационного следа и распределения параметров, включая концентрации вредных примесей, изменяются существенным образом, что усложняет теоретическое и экспериментальное исследование струи.

Для диагностики структуры, состава струи и концентрации вредных примесей (в первую очередь, окислов и гидроокислов азота) наиболее удобным является участок струи на расстоянии от  $10^2$  до  $10^3$  м. Применению средств дистанционного зондирования [4] (в дополнение к забору проб на месте [5]) может помешать образовавшийся водный аэрозоль [6]. Возникает необходимость просветления конденсационной струи.

В настоящей работе изучается просветление изобарического сверхзвукового конденсационного следа путем численного расчета параметров струи и лазерного пучка, включая конденсацию, коагуляцию и испарение капель. Исследование просветления аэрозоля сводится к приближению водности [7–9] в макромасштабе порядка поперечного радиуса пучка  $r_0$ . Учитываются особенности микропроцессов испарения отдельных капель радиусом  $a \ll r_0$ . Приняты начальные данные на срезе сопла двигателя, близкие к параметрам, приведенным в [3] – для американского и в [10] – для российского СПС-2.

**1. Физико-математическая модель конденсационного следа**

Уравнения Навье–Стокса в приближении пограничного слоя [11] запишем в цилиндрических координатах  $x, r$ :

$$\frac{\partial \rho u r}{\partial x} + \frac{\partial \rho v r}{\partial r} = 0; \quad \rho u \frac{\partial B}{\partial x} + \rho v \frac{\partial B}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu_t \frac{\partial B}{\partial r} \right). \quad (1)$$

Здесь  $u, v$  – компоненты скорости струи в направлениях  $x, r$  соответственно;  $\rho$  – плотность газа;  $B = (u, J)$ ;  $J$  – энтальпия торможения;  $\mu_t$  – коэффициент турбулентной динамической вязкости. В уравнении сохранения энергии принято, что турбулентное число Прандтля  $Pr_t = 1$ . В

отличие от [6] использовалась известная двухпараметрическая  $k$ - $e$ -модель турбулентности, для которой распределения удельной (на единицу массы) энергии турбулентности  $k_\tau$  и скорости диссипации  $e_\tau$  турбулентных пульсаций в струе описывается следующими уравнениями [12]:

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial k_\tau}{\partial x} + \rho v \frac{\partial k_\tau}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\mu_\tau}{C_k} \frac{\partial k_\tau}{\partial r} \right) + \mu_\tau \phi - \rho e_\tau; \\ \rho u \frac{\partial e_\tau}{\partial x} + \rho v \frac{\partial e_\tau}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\mu_\tau}{C_e} \frac{\partial e_\tau}{\partial r} \right) + (\mu C_1 \phi - \rho C_2 e_\tau) \frac{e_\tau}{k_\tau}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\mu_\tau = \rho C_\mu k_\tau^2 / e_\tau$ ;  $\phi = (\partial u / \partial r)^2 + 2(\partial v / \partial r)^2 + 2(v/r)^2$  – диссипативная функция; константы  $C_k = 1$ ,  $C_e = 1,3$ ;  $C_1 = 1,44$ ;  $C_2 = 1,92$ ;  $C_\mu = 0,09$ . При построении решения использовался численный алгоритм [6, 11].

Для расчета конденсации водяных паров в струе использовались уравнения:

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial Y}{\partial x} + \rho v \frac{\partial Y}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\mu_\tau}{Sc} \frac{\partial Y}{\partial r} \right), \\ \rho u \frac{\partial Y_w}{\partial x} + \rho v \frac{\partial Y_w}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\mu_\tau}{Sc} \frac{\partial Y_w}{\partial r} \right) + 4\pi a^2 \rho n (Y_v - Y_{vs}) \left[ \frac{4}{\alpha_k \langle V \rangle} + \frac{a^2}{D(a+l)} \right]^{-1}, \\ \rho u \frac{\partial (n/\rho)}{\partial x} + \rho v \frac{\partial (n/\rho)}{\partial r} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\mu_\tau}{Sc} \frac{\partial (n/\rho)}{\partial r} \right) - 2\pi \sqrt{2} V_\tau n^2 a^2 \eta_\tau. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $Y = Y_v + Y_w$  – суммарная массовая концентрация водяного пара  $Y_v$  и конденсата  $Y_w$ ;  $a$  – радиус капли;  $Y_{vs}$  – концентрация насыщенного водяного пара;  $\alpha_k$  – коэффициент конденсации ( $\alpha_k = 1$ );  $\langle V \rangle$ ,  $\langle V_v \rangle$  – средняя тепловая скорость молекул воздуха и пара соответственно;  $D$  – коэффициент диффузии пара;  $n$  – числовая концентрация капель;  $V_\tau = \sqrt{2k_\tau}$  – средняя скорость турбулентных пульсаций;  $\eta$  – коэффициент коагуляции капель при соприкосновении;  $l = 2D/\langle V \rangle$  – длина свободного пробега молекул газа;  $Sc = \mu_\tau / \rho D_\tau = 1$  – число Шмидта;  $D_\tau$  – коэффициент турбулентной диффузии пара, капель, ядер конденсации. Например, характерное время увлечения капли газом при стоксовом режиме обтекания имеет порядок  $\tau = 2a^2 \rho_w / 9\mu_g$  ( $\mu_g$  – молекулярная вязкость несущего газа), что для радиуса  $a = 10^{-6}$  м дает  $\tau \approx 10^{-5}$  с. Для турбулентных пульсаций в струе на рассматриваемых удалениях от самолета такие капли оказываются «вмороженными» в газ. Размер капель определяется как  $a = (\rho Y_w 3 / 4\pi n \rho_w)^{1/3}$ , где  $\rho_w = 10^3$  кг/м<sup>3</sup> – плотность воды. При записи второго уравнения системы (3) учтена интерполяционная формула роста капли при произвольных числах Кнудсена  $Kn = l/2a$ , асимптотически переходящая при больших  $Kn \gg 1$  в выражение для свободномолекулярного режима, а при  $Kn \ll 1$  – для континуального. Последний член третьего уравнения системы (3) описывает убыль концентрации капель, образовавшихся на ядрах конденсации за счет коагуляции. Для задания коэффициента коагуляции  $\eta$  использовалась новая теория [13], согласно которой в процессе конденсации или испарения капель возникают силы притяжения или отталкивания, так что коэффициент  $\eta$  может быть записан в виде

$$\eta = \Omega \varphi(Kn) \eta_0; \quad \Omega = \frac{\omega}{1 - \exp(-\omega)}; \quad \omega = \rho (Y_v - Y_{vs}) a^3 \frac{3\pi}{8m_v},$$

где  $\eta_0$  – вероятность слияния капель без учета этой дополнительной силы ( $\eta_0 = 1$ );  $m_v = 3,0 \cdot 10^{-26}$  кг – масса молекулы H<sub>2</sub>O. Теория [13] справедлива для свободномолекулярного режима  $Kn \gg 1$ . Для континуального режима дополнительные силы не возникают. Поэтому в настоящей работе предложен интерполяционный множитель  $\varphi(Kn) = [1 + (\Omega - 1) \exp(-Kn)]^{-1}$ , позволяющий асимптотически исключить влияние дополнительного фактора  $\Omega$ , для больших капель (при  $Kn \leq 1$ ).

## 2. Сравнение аналитической и численной моделей расчета параметров струи

В таблице и на рис. 1 приведены параметры конденсационной струи, полученные по универсальному гауссову закону распределения в зависимости от расстояния  $x$  от среза сопла и поперечной  $r$  к оси координаты ( $z = r$  в системе координат, связанной с пучком; рассматривается пучок, перпендикулярный оси струи). Использовались две модели турбулентности Прандтля I, II [6, формула (11)]. Там же для сравнения приведены параметры на оси струи (см. таблицу) и распределения по поперечной координате (см. рис. 1), полученные численно в настоящей работе, – модель III. Для одного из вариантов счета принят набор данных американских авторов [3]: высота полета самолета приблизительно равна 18 км; температура на срезе сопла  $T_a = 561$  К, в окружающем воздухе  $T_\infty = 216,7$  К; скорость  $u_a = 1320$  м/с,  $u_\infty = 708$  м/с; плотность смеси газов  $\rho_a = 0,0521$  кг/м<sup>3</sup>;  $\rho_\infty = 0,135$  кг/м<sup>3</sup>; относительная молярная концентрация углекислого газа  $C_{CO_2,a} = [(\rho_{CO_2}/\mu_{CO_2})/(\rho/\mu)]_a = 0,0317$ ;  $C_{CO_2,\infty} = 3,5 \cdot 10^{-4}$ ;  $C_{H_2O,\infty} = 4,4 \cdot 10^{-4}$ ;  $\mu_{CO_2} = 44$  кг/кмоль;  $\mu = 29$  кг/кмоль;  $\mu_v = \mu_{H_2O} = 18$  кг/кмоль; относительный среднеобъемный коэффициент поглощения излучения CO<sub>2</sub>-лазера (длина волны излучения  $\lambda = 10,6$  мкм) –  $b_w = \alpha_w/\rho_w \approx 10^2$  м<sup>2</sup>/кг; радиус сопла двигателя  $r_a = 1$  м. Для отечественного варианта СПС-2 принято [10]:  $T_a = 407$  К;  $T_\infty = 216,7$  К;  $\rho_\infty = 0,120$  кг/м<sup>3</sup>;  $u_a = 1000$  м/с,  $u_\infty = 600$  м/с;  $r_a = 0,87$  м;  $C_{H_2O,\infty} = 5,16 \cdot 10^{-3}$ . Концентрация пара на срезе сопла в обоих случаях принята равной  $C_{H_2O,a} = 0,1$ . (Эта величина является завышенной при использовании обычного топлива, но вполне реальной для перспективного водородного топлива). Отметим следующие результаты исследования. Распределения скорости  $V/V_0$ , концентрации примесей (углекислого газа и др.), кривая 3 на рис. 1,а, – близки к гауссову универсальному закону 1 в приосевой области, но убывают значительно быстрее на периферии. Распределение водности (кривая 2) удовлетворительно совпадают с универсальным гауссовым законом 1.

**Сравнение параметров изобарической конденсационной струи (на оси симметрии при  $r = 0$ ), полученных по приближенным аналитическим I, II [2, 6] и численной III (настоящая работа) моделям: плотность  $\rho_0$ , температура  $T_0$ , избыточная скорость  $V_0$ , водность  $w_*$ , относительная массовая концентрация углекислого газа  $Y_{CO_2} = \rho_{CO_2}/\rho$ , коэффициенты поглощения  $\alpha_{CO_2}$ , эффективного поглощения излучения аэрозолем  $\alpha_{ев} = (1 - \beta)\alpha_d$  (кпд испарения отдельной капли  $\beta = 0,5$ ), оптическая толщина  $\tau$ . Расстояния от сопла:  $x = 500$  и  $1000$  м**

Расстояние $x$ , м	500			1000		
	И	II	III	И	II	III
$V_0 = u(0) - u_x$ , м/с	2,20	15,4	29,14	1,100	9,72	17,52
$T_0$ , К	219	230	241,6	218	225	232
$\rho_0$ , кг/м <sup>3</sup>	0,1335	0,127	0,121	0,134	0,130	0,126
$w_*$ , $10^{-5}$ кг/м <sup>3</sup>	1,17	8,16	8,46	0,583	5,14	8,53
$Y_{CO_2} \times 10^3$	0,708	1,74	2,49	0,623	1,29	1,58
$\alpha_{CO_2}, 10^{-5} \text{ м}^{-1}$	1,49	5,45	10,5	1,26	3,43	5,28
$\alpha_{ев}, 10^{-3} \text{ м}^{-1}$	0,661	4,62	4,55	0,330	2,91	4,27
$\tau, 10^{-2}$	3,31	8,76	5,12	2,34	6,96	10,2

На рис. 1,б представлены изменения функции водности  $w(z)$  и радиусов капель  $a(z)$  в поперечном к оси струи направлении на расстоянии 0,5 км (кривая 2) и 1 км (кривые 3 – 5). Без использования модели коагуляции настоящей работы, т.е. при  $\Omega = 1$ , размеры капель не превышают 0,4 мкм (кривая 4), при использовании усовершенствованной модели коагуляции – вырастают до значений более 1 мкм (кривая 3). Изменение условий на срезе сопла (отечественный СПС-2 [10], кривая 5) приводит к увеличению капель до 7 мкм в диаметре. Известно [14, 15], что в облаках размеры капель составляют микроны. Учет коагуляции в наших экспериментах дает радиусы капель, более близкие к размерам частиц в облаках. Далее покажем, что размеры капель играют важную роль в процессе испарения отдельной капли и в просветлении аэрозольной среды.

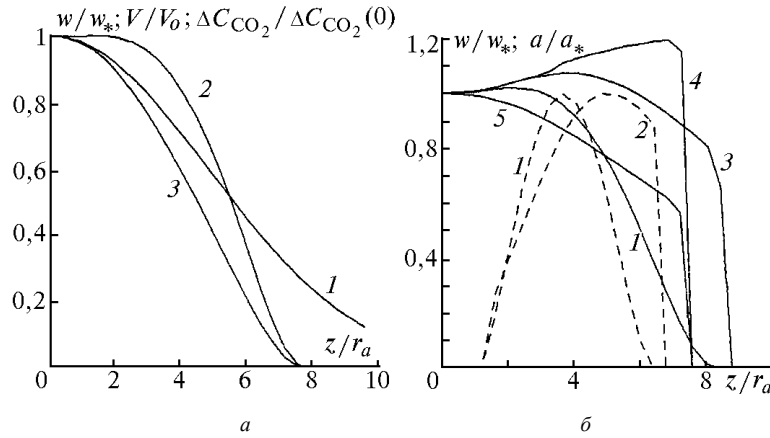


Рис. 1. Распределение параметров струи на расстоянии  $x = 1000$  м от среза сопла (а): 1 – универсальный закон [2, 6]  $(u - u_\infty)/[(u_a - u_\infty)\epsilon] = (C_{CO_2} - C_{CO_2,\infty})/[(C_{CO_2,a} - C_{CO_2,\infty})\epsilon] = w/w_* = \exp(-z/R_{II}^2)$ ;  $\epsilon = \chi[R_{II}/r_a]^2 = 0,016$ ;  $\chi = \rho_a u_a / (\rho_\infty u_\infty) = 0,720$ ;  $R_{II} = 6,74$  м – радиус струи, модель II;  $r_a = 1$  м; 2 – влажность  $w/w_*$  (III),  $w_* = 8,53 \cdot 10^{-5}$  кг/м<sup>3</sup>; 3 – относительные распределения скорости  $V/V_0$  (III) и мольной доли углекислого газа  $\Delta C_{CO_2}/\Delta C_{CO_2}(0) = [C_{CO_2}(z) - C_{CO_2,\infty}]/[(C_{CO_2}(0) - C_{CO_2,\infty})]$  (III); б – относительные распределения влажности  $w/w_*$  (кривые 1) и радиусов капель (кривые 2 – 5) поперек струи на расстояниях  $x = 500$  м (штриховые кривые, 1 –  $w_* = w_{max} = 8,46 \cdot 10^{-5}$  кг/м<sup>3</sup>; 2 –  $a_* = a_{max} = 0,850$  мкм, коагуляция) и  $x = 1000$  м (сплошные кривые: 3 –  $a_* = a(0) = 1,271$  мкм (коагуляция); 4 –  $a_* = a(0) = 0,322$  мкм (без коагуляции)); 5 –  $a_* = a(0) = 3,52$  мкм (коагуляция), российский вариант СПС-2,  $x = 800$  м,  $r_a = 0,87$  м

### 3. Постановка задачи просветления конденсационной струи

Направим узкий пучок ( $r_0/L \ll 1$ ) вдоль оси  $z$ , поперек конденсационной струи. Распространение излучения описывается нелинейным уравнением параксиальной оптики [16]:

$$-2 \mathbf{i} k_\lambda n_0 \frac{\partial E}{\partial z} + \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) E = k_\lambda n_0 \left[ -2k_\lambda (n_0 - 1) \frac{\Delta \rho}{\rho_0} + \mathbf{i}(\alpha_g + \alpha) \right] E; \quad (4)$$

$$E|_{z=z_0} = E_0(x, y, t) \equiv \begin{cases} \sqrt{I_0} \exp(-(x^2 + y^2)/2r_0^2), & t \geq 0 \\ 0, & t < 0 \end{cases}; E|_{x,y \rightarrow \pm\infty} \rightarrow 0.$$

Здесь координата  $x$  направлена вдоль оси струи;  $E$  – поперечная компонента электрического поля (интенсивность излучения  $I = EE^*$ );  $k_\lambda = 2\pi/\lambda$  – волновое число;  $n_0, \rho_0$  – показатель преломления и плотность невозмущенной газовой среды;  $\mathbf{i}$  – мнимая единица. В качестве испаряющего будем рассматривать излучение  $CO_2$ -лазера, длина волны  $\lambda = 10,6$  мкм. Коэффициент поглощения газом  $\alpha_g$  складывается в основном из коэффициента поглощения углекислым газом. Пары воды и другие газы поглощают слабее. Коэффициент ослабления каплями есть интеграл от произведения сечения поглощения одной каплей на функцию распределения капель по размерам  $f$  и на концентрацию капель  $n$ , взятый по радиусам капель от 0 до  $\infty$  [8, 14, 17].

Испарение капли описывается системой уравнений:

$$a = \frac{da}{dt} = -\frac{j}{\rho_w}; \quad \rho_w C_{pw} \frac{dT}{dt} = \alpha_d I - \frac{3}{a} \{jH + j_\tau\} \approx 0. \quad (5)$$

Здесь  $C_{pw}, H$  – удельные теплоемкость и теплота испарения воды;  $T$  – температура капли;  $I$  – интенсивность излучения;  $K_a, \alpha_d = 3K_a(a)/4a$  – фактор и среднеобъемный коэффициент поглощения излучения на отдельной капле. Вычисление потоков массы и тепла  $j, j_\tau$  с поверхности капли описано в [18].

В рассматриваемой модели струи радиус капли  $a$  и зависящие от него функции задаются местной температурой газа, давлением пара и другими условиями (в режиме испарения – ин-

тенсивностью), т.е. полностью определяются координатами. Функция  $f$  есть дельта-функция Дирака  $\delta(a)$ . Это – модель локально монодисперсного аэрозоля. Если не вводить в дополнение к принятой модели струи распределение капель по размерам, то уравнение для  $f$  сводится к уравнению для функции водности  $w \equiv 4/3 \pi a^3 \rho_w n$ :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V(z) \frac{\partial}{\partial x}\right) w = -wI \frac{\alpha_d \beta}{\rho_w F}, \quad w|_{t=0} = w_0(z); \quad w|_{x \rightarrow -\infty} \rightarrow w_0(z); \quad (6)$$

$$\beta \equiv \frac{jH}{jH + j_\tau}; \quad \dot{a} \equiv \frac{\partial a}{\partial t} = \frac{\alpha_d I \beta a}{3H \rho_w}; \quad I \cong \frac{3\{jH + j_\tau\}}{\alpha_d a} = \frac{3jH}{\alpha_d \beta a}. \quad (7)$$

Введен кпд испарения капли  $\beta$ , через который выражена скорость испарения. Уравнения нагрева газа в изобарическом приближении ( $\Delta T/T_0 \approx -\Delta \rho/\rho_0$ ) есть

$$\rho C_{p\Sigma} T_0 \left(\frac{\partial}{\partial t} + V(z) \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{\Delta \rho}{\rho_0} = -[\alpha_g + \alpha_{ew}] I; \quad \Delta \rho|_{t=0} = 0; \quad \Delta \rho|_{x \rightarrow -\infty} \rightarrow 0, \quad (8)$$

где  $C_{p\Sigma}$  – удельная теплоемкость смеси пара и воздуха;  $\alpha_{ew} = (1 - \beta) \alpha_d$ . Если сделать безразмерными, как в [19], уравнения (8), (6), (4), то получим систему, включающую следующие параметры подобия: число Френеля  $F = 2\pi r_0^2/\lambda L$ , где  $L = 2R$  – характерная длина трассы,  $R$  – радиус струи; параметры ослабления газом  $N_g = \alpha_g L$  и аэрозолем  $N_b = \alpha_w L/\rho_w$ ; параметр испарения (просветления)  $N_v = \alpha_d I_0 \beta r_0/(\rho_w H_0 V_0)$ ; параметр теплового самовоздействия  $N = Q(L/r_0)^2(n_0 - 1)/n_0$ , где  $Q = \alpha_{ew} I_0 r_0/(\rho_0 C_{p\Sigma} T_0 V_0)$  – масштаб изменения плотности среды.

#### 4. Зависимость скорости просветления от параметров пучка, среды и размеров капли

Для корректного количественного описания процесса просветления необходимо оценить кпд испарения капли  $\beta$  и зависящие от него параметры  $N_v, N$ .

При относительно небольшом нагреве капли, когда температура поверхности  $T_d < T_* = 381-375$  К ( $a = 1 \div 10$  мкм), скорость пара мала. Реализуется *диффузионно-конвективный* режим испарения [14, 17, 18, 21] (в пределе очень малых интенсивностей уравнения нагрева капли (5) линеаризуются, и в явном виде получим нижнюю границу кпд испарения [20, 21]). Физические свойства воды, пара и воздуха в интересующей нас области отрицательных значений температуры приведены в [15]. С помощью (5), (7) и связи потоков массы и тепла  $j, j_\tau$  [18] с интенсивностью, температурой поверхности капли, концентрацией пара и другими параметрами получим зависимости параметров просветления  $N_v$  и самовоздействия  $N$  от параметров пучка  $I_0, r_0$ , среды  $T_0, k_0, p_\infty$ , материала капли и ее начального (характерного) радиуса  $a$ . В масштабе пучка  $r_0$  и струи  $L$  характерная температура есть температура на оси  $T_0$ .

При сильном нагреве, когда  $T_d < T_*$  и концентрация пара  $Y_c \approx 1$  (пар оттесняет воздух), для расчета необходимо использовать соотношения для скачка значений параметров на слое Кнудсена [22]  $T_d/T_a = f_\tau(M_c)$ ,  $\rho_d/\rho_a = f_\rho(M_c)$ ,  $p_d/p_s(T_d) = f_p(M_c) = f_p f_\tau$ , а также изэнтропическое соотношение  $p_d/p_\infty = 1/[1 + (\gamma - 1)M_c^2/2]^{\gamma/(\gamma-1)}$  [18, 23]. Задавая числа Маха  $M_c = u_c/c$  ( $u_c, c$  – скорости пара и звука вне слоя Кнудсена) и используя связи потоков массы и тепла  $j, j_\tau$  [18] с другими параметрами, получим зависимости величин  $\beta, N_v, N$  от физических параметров пучка  $I_0, r_0$ , среды и капли в *дозвуковом* режиме.

На рис. 2 построены зависимости кпд испарения отдельной капли  $\beta$  от температуры окружающей среды  $T_0$  (рис. 2,а), интенсивности пучка  $I_0$  и радиуса капли  $a$  (рис. 2,б), а также зависимости параметра просветления  $N_v$  от  $I_0$  и  $a$  (рис. 2,в). Для плавного сопряжения диффузионно-конвективного и дозвукового режимов необходимо применить итерационную процедуру [18]. Результаты заметно отличаются от приведенных в [14, рис. 3.6]. Причина в том, что в [14, гл. 3, раздел 3.6] исследования базируются на некорректной для *диффузионно-конвективного* режима формуле (3.3.16). Аналогичное соотношение справедливо не для давлений, а для относительных массовых концентраций [18, 20, 21]. В [14] не учитывается противодавление [22] в дозвуковом режиме испарения, в котором рост температуры поверхности капли приводит к понижению температуры и давления на внешней границе слоя Кнудсена.

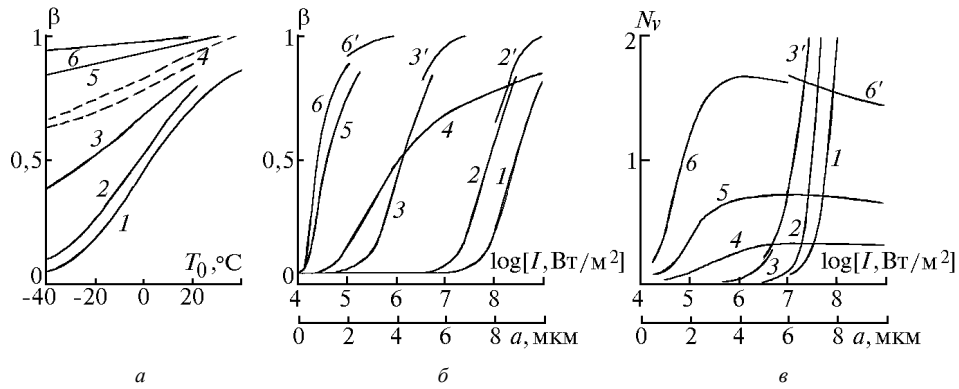


Рис. 2. Зависимость кпд испарения отдельной капли  $\beta$  от температуры окружающей среды  $T_0$  при различных значениях интенсивности  $I$  (а): кривая 1 –  $\beta_{\min}$  при  $I \ll I_*$ ; 2 –  $I = 10^7$  Вт/м<sup>2</sup>; 3 –  $5 \cdot 10^7$ ; 4 –  $10^8$  (по формулам диффузионно-конвективного режима); 6 –  $4 \cdot 10^8$ , 5 –  $2 \cdot 10^8$ , 4 –  $10^8$  Вт/м<sup>2</sup> (по формулам дозвукового режима). Радиус капли  $a = 1$  мкм; б – зависимости кпд испарения  $\beta$  от интенсивности излучения  $I$  ( $I - a = 0,5$  мкм; 2 – 1 мкм; 3 – 10 мкм) и от начального (характерного) радиуса капли ( $4 - I = 5,3 \cdot 10^6$ ; 5 –  $5,3 \cdot 10^7$ ; 6 –  $10^8$  Вт/м<sup>2</sup>). Кривые 2', 3', 6' – расчет по формулам дозвукового режима. Температура  $T_0 = 233$  К; в – зависимость параметра просветления  $N_v$  от интенсивности  $I$  ( $I - a = 0,5$  мкм; 2 – 1 мкм; 3 – 10 мкм) и от начального радиуса капли  $a$  ( $4 - I = 5,3 \cdot 10^6$ ; 5 –  $I = 10^7$ ; 6 –  $I = 2 \cdot 10^7$  Вт/м<sup>2</sup>). Кривые 3', 6' – расчет по формулам дозвукового режима

## 5. Результаты расчета просветления струи

Выше было показано, что параметр просветления  $N_v$  сильно зависит от микроструктуры аэрозоля (радиуса каплей  $a$ ), от мощности  $P_0 = I_0 \pi r_0^2$  и радиуса пучка  $r_0$ , от физических параметров газовой струи (температуры, скорости) вследствие зависимости кпд испарения  $\beta$  от этих величин. С учетом установленных зависимостей были выполнены расчеты процесса просветления конденсационной струи для входных данных, близких к [3] (см. п. 2). Процедура построения решений системы уравнений (4), (6), (8) описана в [19]. Результаты нашей работы даны на рис. 3, 4. Значения параметра теплового самовоздействия  $N$  малы в рассматриваемом диапазоне физических параметров среды и пучка.

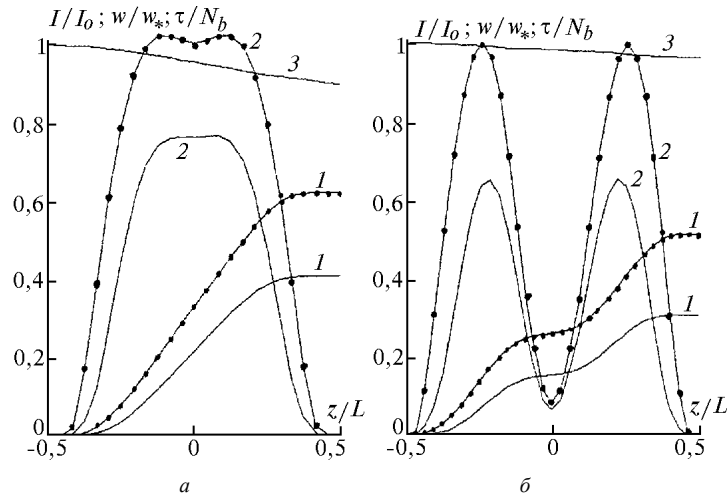


Рис. 3. Распределение параметров поперек конденсационной струи на оси испаряющего пучка: а – в сечении  $x = 1000$  м: 1 – оптическая толщина  $\tau/N_b$ ; 2 – влажность  $w/w_*$ ; 3 – интенсивность  $I/I_0$ . Физические параметры: радиус пучка  $r_0 = 0,05$  м; интенсивность  $I_0 = 2 \cdot 10^7$  Вт/м<sup>2</sup> ( $\beta = 0,143$  при  $a = 1$  мкм); влажность  $w_* = 8,53 \cdot 10^{-5}$  кг/м<sup>3</sup>; скорость  $V_0 = 17,5$  м/с;  $\bullet-\bullet-\bullet$  –  $t = 0$ ;  $—$  –  $t = 5t_0$ ;  $t_0 = 0,00285$  с. Параметры подбора:  $N_b = 0,164$ ;  $N_v = 0,314$ ;  $N = 0$ ;  $F \gg 1$ ; б – в сечении  $x = 500$  м (без учета коагуляции [6]);  $r_0 = 0,05$  м;  $I_0 = 1,75 \cdot 10^7$  Вт/м<sup>2</sup> ( $\beta = 0,120$  при  $a = 1$  мкм);  $w_* = 2,62 \cdot 10^{-5}$  кг/м<sup>3</sup>;  $V_0 = 23,8$  м/с;  $N_b = 0,034$ ;  $N_v = 0,224$ ;  $N = 0$ ;  $F \gg 1$

Число Френеля, как правило, велико:  $F \gg 1$ . В случае параллельного пучка радиуса  $r_0 = 0,05$  м дифракционное расплывание начнет сказываться ( $F \leq 1$ ) при удалении источника на расстояние  $L_1 \leq 1,5$  км. А при  $L_1 \approx 10$  км необходимо применять фокусирующее зеркало, чтобы получить на месте расположения струи пучок желаемого радиуса  $r_0$ . Минимальный радиус фокусирующего зеркала  $r_1$  можно оценить с помощью выражения для полуугла дифракционной расходимости  $\vartheta \approx 0,61\lambda/r_0$ :  $r_1 \approx L_1\vartheta = 0,61\lambda L_1/r_0 \approx 1,29$  м ( $L_1 = 10^4$  м;  $\lambda = 10,6$  мкм;  $r_0 = 0,05$  м). При этом угол сходимости невозмущенного пучка столь мал, что на длине поперечного размера струи  $L \approx 10$  м пучок можно считать параллельным, фазовый фронт на входе в струю – плоским.

На рис. 3, а построены функции водности и оптические толщины невозмущенной и просветленной струи по ходу пучка на расстоянии  $x = 1000$  м, а на рис. 3, б – аналогичные зависимости на расстоянии  $x = 500$  м от среза сопла (модель работы [6]). В последнем случае аэрозоль еще не заполнил центральную приосевую часть струи. Небольшой провал на оси струи в начальном распределении водности, не возмущенном лазерным пучком, наблюдается и на расстоянии 1000 м.

На рис. 4 приведены зависимости водности и оптической толщины (на оси струи и на дальнем от источника излучения краю) от параметра просветления  $N_v$  и от мощности пучка  $P_0$ . Зависимости от  $N_v$  и  $P_0$  существенно различны даже при малых  $N_v$ . Сравнение численного решения системы уравнений (4), (6), (8) с аналитическим решением Гликлера (Glickler) [7–9, 14, 17, 19] (при однородном поперечном ветре  $V_{00} = V_0(z = L/2)$ ) показало, что значения водности практически совпадают с численными. Оптическая толщина отличается на свою величину при  $N_v \geq 1$ .

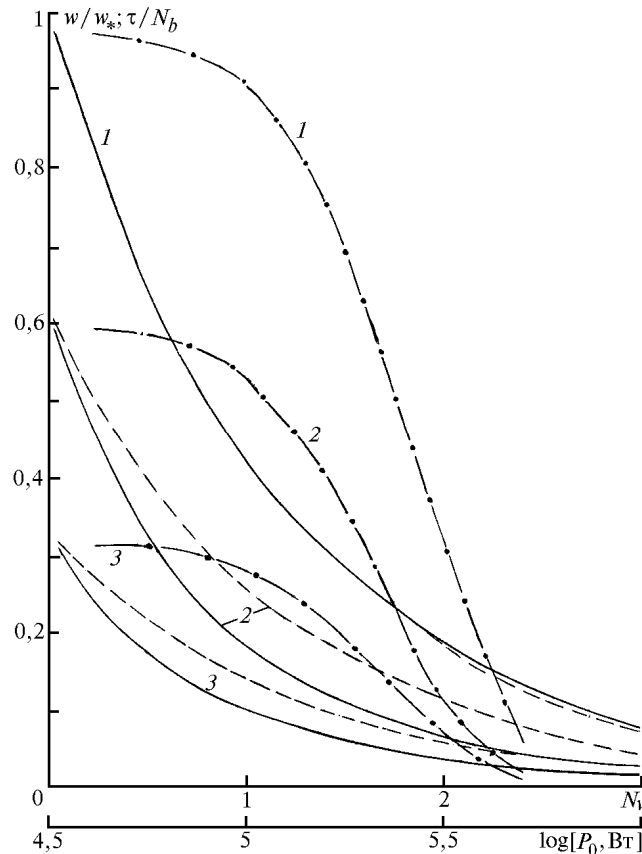


Рис. 4. Зависимости водности  $w/w_*$  в струе на оси симметрии  $z = 0$  (кривые 1), оптической толщины  $\tau/N_b$  в центре (кривые 3) и на краю струи (кривые 2) от параметра просветления  $N_v$ . Штриховые – приближенное аналитическое решение. Аналогичные зависимости  $w/w_*$ ,  $\tau/N_b$  от мощности  $P_0$  – штрихпунктирные линии. Параметры:  $r_0 = 0,05$  м;  $w_* = 8,53 \cdot 10^{-5}$  кг/м<sup>3</sup>;  $V_0 = 17,5$  м/с;  $N_b = 0,164$ ;  $N = 0$ ;  $F \gg 1$

Работа поддержана МНТЦ (проект N 200) и РФФИ (А.Н.К.).

1. Мазин И. П. // Известия РАН. Сер. ФАО. 1996. Т. 32. № 1. С. 5–18.
2. Стасенко А. Л. К теории хемосорбции окислов азота каплями воды в струе стратосферного самолета. 1991. 36 с. (Препринт / Центральный аэро-гидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского (ЦАГИ), № 51).
3. Miake-Lye R.C., Martinez-Sanchez M., Brown R.C., Kolb C.E. // J. of Aircraft. 1993. V. 30. N 4. P. 467–479.
4. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 550 с.
5. Fahey D.W., Keim E.R. et. al. // Science. 1995. V. 270. N 5232. P. 70–74.
6. Кашеваров А. В., Стасенко А. Л. // Учен. записки ЦАГИ. 1994. Т. 25. № 3–4. С. 105–116.
7. Glickler S.L. // Applied Optics. 1971. V. 10. N 3. P. 644–650.
8. Сухоруков А. П., Шумилов Э. Н. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 5. С. 1029–1041.
9. Sutton G.W. // Applied Optics. 1978. V. 17. N 21. P. 3424–3430.
10. Васильев Л. Е., Попов С. И., Свищев Г. П. // Техника Воздушного флота. 1994. N 1–2. С. 14–17.
11. Рускол В. А., Пирумов У. Г. // Доклады АН СССР. 1977. Т. 246. N 2. С. 321–324.
12. Авдеевский В. С., Ашратов Д. А., Иванов А. В., Пирумов У. Г. Сверхзвуковые не-изобарические струи газа. М.: Машиностроение, 1985. 248 с.
13. Cercignani C., Frezzotti A., Kogan M.N. // Physics of Fluids. 1993. V. A5. N 10. P. 2551–2556.
14. Волковицкий О. А., Седунов Ю. С., Семенов Л. П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках. Л.: Гидрометеоздат, 1982. 312 с.
15. Мазин И. П., Шметер С. М. Облака, строение и физика образования. Л.: Гидрометеоздат, 1983. 280 с.
16. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 384 с.
17. Зуев В. Е., Землянов А. А., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск: Наука, 1984. 223 с.
18. Кучеров А. Н. // ТВТ. 1991. Т. 29. № 1. С. 144–152.
19. Кучеров А. Н. // Квантовая электроника. 1995. Т. 22. № 3. С. 253–257.
20. Williams F.A. // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. 1965. V. 8. № 4. P. 575–590.
21. Armstrong R.L. // Applied Optics. 1984. V. 23. N 1. P. 148–155.
22. Knight C.J. // AIAA J. 1979. V. 17. N 5. P. 519–523.
23. Бутковский А. В. // ИФЖ. 1990. Т. 58. N 2. С. 318 (Деп. ВИНТИ № 6023–В89).

Центральный аэро-гидродинамический институт  
им. проф. Н.Е. Жуковского, Москва

Поступила в редакцию  
29 июля 1997 г.

**A.V. Kashevarov, M.N. Kogan, A.N. Kucherov, A.L. Stasenko. Clearing Channel Creation by Laser Beam in Condensation Trail of High-Altitude Aircraft.**

This work presents the results of study of laser beam propagation in the axisymmetrical jet, which contains the condensing vapour and the droplets growing due to the collisions. The flight parameters of the coming supersonic civil transports are taken for the calculations. The spatial mass distribution of the condensate concentration and the droplets radii, as well as optical characteristics of the aerosol being clarified by laser beam (e.g. for remote jet gas components monitoring) are obtained. The influence of the droplets radii, the carrier gas temperature and properties, and the intensity of the vaporizing laser radiation on a droplet vaporization efficiency factor and aerosol vaporizing parameter are also taken into account.