

А.В. Кашеваров, А.Н. Кучеров, Г.В. Моллесон

## Зависимость оптических характеристик конденсационного следа от законов распределения параметров неизобарической выхлопной струи на срезе сопла

Центральный аэрогидродинамический институт им. Н.Е. Жуковского, г. Москва

Поступила в редакцию 15.03.2001 г.

Показана сильная зависимость характеристик конденсационного следа (контрэйла) за большим пассажирским самолетом (расстояния до него или времени образования, поперечного геометрического размера, ледности, водности, поперечной оптической толщины) от параметра нерасчетности (неизобаричности) выхлопной струи и от законов распределения параметров струи на срезе сопла двигателя самолета. Начальный участок выравнивания давления в неизобарической струе описывается полными уравнениями Навье–Стокса и в настоящей работе рассчитывался методом крупных частиц. Дальнее поле, включая конденсационный след, описывается параболизированными уравнениями типа уравнений пограничного слоя Прандтля и рассчитывалось конечно-разностным методом. Коэффициенты рассеяния и поглощения излучения каплями и ледяными аэрозольными кристаллами вычислялись на основе теории Ми с учетом распределения частиц по размерам. Отмечено, что создание канала просветления возможно лазерным импульсом относительно невысокой мощности.

### Введение

Рост интереса к исследованию контрэйлов обусловлен влиянием выбросов от авиационных двигателей на верхние слои атмосферы и возможным воздействием авиатранспорта на климат [1–8]. Конденсационный след формируется на больших расстояниях, превышающих на порядок и более радиус среза выхлопного сопла. Рассматриваются, как правило, осесимметричные изобарические выхлопные струи с однородным начальным распределением параметров поперек сопла двигателя [5, 8–10]. Предполагалось, что возмущения на начальном участке струи не влияют на дальнее поле температуры, скорости, концентрации выхлопных газов и продуктов химических реакций, а также на конденсационный след. В [11] показано, что это несправедливо, по крайней мере, в отношении фазовых переходов выхлопной смеси.

Относительно небольшие изменения средней температуры на срезе сопла могут на 100% изменить расстояние до контрэйла, его ледность, водность, оптическую толщину. Нерасчетность (неизобаричность) струи приводит к системе скачков или к области с большими градиентами газодинамических параметров, в которой давление выравнивается до атмосферного. Различные законы распределения параметров поперек сопла могут привести к изменению формы поверхности конденсации (кристаллизации) в дальнем поле струи. В [12, 13] указано, что неизобаричность может существенно повлиять на начальные характеристики конденсационного следа.

Предварительные исследования на примере модельных законов распределений параметров поперек среза сопла аэробуса Б-747-400 показали существен-

ное влияние последних на начальные характеристики конденсационного следа (~100%), причем в некоторых случаях контрэйл может формироваться при распределенном поле начальных параметров, но при однородном его нет вообще. Рассматривались струи, эквивалентные по расходу массы смеси и пара, а также с одинаковой полной энергией газа. В настоящей статье на примере нескольких модельных распределений начальных параметров струи на срезе сопла исследуем влияние неизобаричности и поперечного закона распределения, совместное влияние двух эффектов на конденсационный след, влияние условий в атмосфере и влияние фазового состояния (вода – лед) аэрозольных частиц.

### 1. Расчет неизобарического участка струи в рамках уравнений Навье – Стокса

Для самолета Б-747-400 [9] в крейсерском полете (высота 10,6 км, давление  $p_\infty = 0,239$  бар, температура атмосферы  $T_\infty = 219$  К, скорость  $u_\infty = 237$  м/с): в горячем ядре на оси  $0 < r < r_a/2$  температура выхлопного газа равна  $T_0 = 590$  К, мольная доля пара  $C_{H_2O} = 0,0428$  (плотность пара  $\rho_{v0} = 0,00375$  кг/м<sup>3</sup>), скорость смеси  $u_0 = 437$  м/с. Радиус сопла равен  $r_a = 1,1$  м, относительная влажность атмосферы  $S_\infty = 0-0,71$  ( $\rho_{v\infty} = 0-4,80 \cdot 10^{-5}$  кг/м<sup>3</sup>). На расстоянии  $r = r_a$  от оси температура и скорость равны:  $T_1 = 284$  К,  $u_1 = 316$  м/с. Примем плотность пара на этом расстоянии равной  $\rho_{v1|ra} = 0,4\rho_{v0} \approx 0,00150$  кг/м<sup>3</sup>. Распределенные параметры на срезе сопла зададим по формулам:

Вариант I:

при  $0 \leq r \leq r_a/2$

$$u = u_0; T = T_0; \rho_v = \rho_{v0} = 0,00375 \text{ кг/м}^3;$$

при  $r \geq r_a/2$

$$u(r) = u_\infty + a_1 e^{-(r/r_a)^2} + a_2 e^{-(1-2r/r_a)^2} + a_3 e^{-(1-r/r_a)^2},$$

$$T(r) = T_\infty + b_1 e^{-(r/r_a)^2} + b_2 e^{-(1-2r/r_a)^2} + b_3 e^{-(1-r/r_a)^2},$$

если  $T < T_\infty$ , то  $T = T_\infty$ , (1)

$$\rho_v(r) = \rho_{v\infty} + c_1 e^{-(r/r_a)^2} + c_2 e^{-(1-2r/r_a)^2} + c_3 e^{-(1-r/r_a)^2},$$

$$a_3 = a_1, \quad a_2 = u_0 - u_\infty - 2a_1 e^{-1/4},$$

$$a_1 = \frac{u_\infty(1 - e^1) - u_0 + u_1 e^1}{1 + e^1 - 2e^{-1/4}}.$$

В коэффициентах  $b, c$  надо заменить  $u_\infty, u_0, u_1$  на  $T_\infty, T_0, T_1$  и  $\rho_{v\infty}, \rho_{v0}, \rho_{v1}$  соответственно.

Вариант II. Эквивалентные однородные по срезе сопла значения параметров вычислим из законов сохранения массы смеси и пара, а также закона сохранения энергии смеси газов:

$$\begin{aligned} \pi r_a^2 \rho_a u_a &= C_1 = \int_0^{r_a} 2\pi r \rho(r) u(r) dr, \quad \rho(r) = p\mu / RT(r), \\ \pi r_a^2 \rho_a u_a (C_p T_a + u_a^2/2) &= C_2 = \\ &= \int_0^{r_a} 2\pi r \rho(r) u(r) [C_p T(r) + u^2(r)/2] dr, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\rho_a = \frac{C_1}{\pi r_a^2 u_a}, \quad T_a = \frac{p_\infty \mu}{R \rho_a},$$

$$u_a = \frac{-B + \sqrt{B^2 + 2C_1 C_2}}{C_1}, \quad B = \frac{\pi r_a^2 C_p p_\infty \mu}{R},$$

$$\pi r_a^2 \rho_{va} u_a = C_3 = \int_0^{r_a} 2\pi r \rho_v(r) u(r) dr, \quad \rho_{va} = \frac{C_3}{\pi r_a^2 u_a}.$$

При  $p_a = p_\infty$  имеем  $T_a = 465,2 \text{ К}$ ,  $u_a = 396,4 \text{ м/с}$ ,  $\rho_a = 0,179 \text{ кг/м}^3$ ,  $\rho_{va} = 0,00306 \text{ кг/м}^3$ .

В варианте IIa температура воздуха  $T_\infty = 224 \text{ К}$ , все остальные величины – прежние. В качестве III и IV вариантов рассмотрим нерасчетную струю при  $N = \rho_{aN}/\rho_\infty = 1$ , 2 с распределенными  $u(r)$ ,  $T(r)$ ,  $\rho_v(r)$  (III) и однородными (IV) параметрами поперек сопла  $u_{aN}$ ,  $T_{aN}$ ,  $\rho_{v,aN}$ .

В варианте IV однородные значения газодинамических параметров вычислим при условии постоянства числа Маха  $M_a = M_{aN} = \text{const}$  в крейсерском полете. Это условие можно выполнить за счет изменения расхода топлива  $\Delta q_f$  и подводимой энергии  $E_f \Delta q_f$ :

$$\rho_a u_a (1 + \varepsilon) = \rho_{aN} u_{aN}, \quad \rho_a u_a (H_a + \varepsilon E_f) = \rho_{aN} u_{aN} H_{aN},$$

$$\rho_{va} u_a + \varepsilon \rho_a u_a E_w = \rho_{vaN} u_{aN}; \quad \frac{u_a}{\sqrt{T_a}} = \frac{u_{aN}}{\sqrt{T_{aN}}},$$

$$N = \frac{\rho_{aN} T_{aN}}{\rho_a T_a},$$

$$\varepsilon = \frac{\Delta q_f}{\rho_a u_a} = \left( \frac{1}{2} + \frac{H_a}{2E_f} \right) \left[ \sqrt{1 + \frac{4(N^2 - 1)H_a/E_f}{(1 + H_a/E_f)^2}} - 1 \right],$$

$$u_{aN} = \frac{N}{1 + \varepsilon} u_a, \quad T_{aN} = \left( \frac{N}{1 + \varepsilon} \right)^2 T_a, \quad Y_{aN} = \frac{Y_a + \varepsilon E_w}{1 + \varepsilon}, \quad (3)$$

где  $E_f$  ( $\approx 43 \text{ МДж/кг-керосин}$ ) – теплотворная способность топлива;  $E_w$  ( $\approx 1,25 \text{ кг/кг топл.}$ ) – индекс эмиссии воды;  $H = C_p T + u^2/2$  – энтальпия смеси. При  $M_a = 0,917$ ,  $N = 1,2$  имеем  $T_{aN} = 662,7 \text{ К}$ ,  $u_{aN} = 473,1 \text{ м/с}$ ,  $\rho_{aN} = 0,151 \text{ кг/м}^3$ ,  $\rho_{v,aN} = 0,00358 \text{ кг/м}^3$  ( $\varepsilon = 0,00543$ ).

Для варианта III распределения параметров на срезе сопла (при  $0 \leq r \leq r_a$ ) выберем пропорциональными законам варианта I (см. формулы (1)):

$$u_N(r) = u(r) \frac{u_{aN}}{u_a}, \quad T_N(r) = T(r) \frac{T_{aN}}{T_a}, \quad \rho_{vN}(r) = \rho_v(r) \frac{\rho_{vaN}}{\rho_{va}},$$

причем если  $r > r_a$ ,  $u_N(r) = u(r)$ ,

$$T_N(r) = T(r), \quad \rho_{vN}(r) = \rho_v(r). \quad (4)$$

Начало координат расположим в центре срезе сопла. Расчеты уравнений Навье–Стокса [14] для осесимметричной струи были выполнены в области  $-2 \leq x/r_a \leq 12$ ;  $0 \leq r/r_a \leq 3$ . Краевые условия – параметры набегающего потока и параметры окружающей среды на границе расчетной области. Метод решения – метод крупных частиц, изложен в [15].

На рис. 1 представлены распределения температуры вдоль оси и поперек струи. Избыток давления в нерасчетных режимах III, IV ускоряет поток, вязкость сглаживает поперечные профили. Давление выравнивается с атмосферным на расстояниях  $x \approx 3-4r_a$ . Температура уменьшается к сечению выравнивания давления, скорость возрастает, концентрация пара и химически нейтральных газов не меняется.

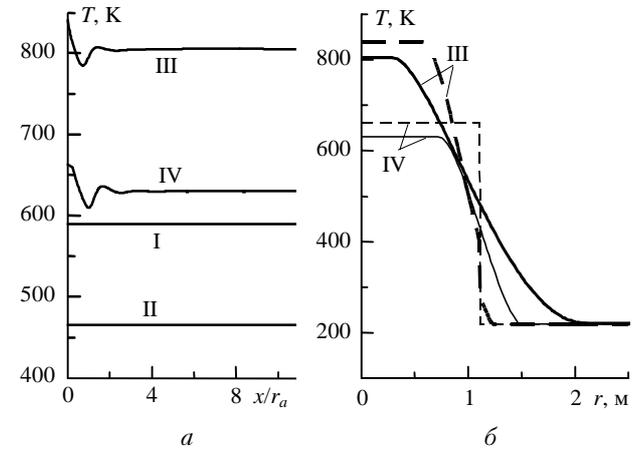


Рис. 1. Распределение температуры: а – вдоль оси, варианты I–IV; б – поперек струи для нерасчетных вариантов III, IV; пунктирные линии – на срезе сопла радиуса  $r_a = 1,1 \text{ м}$ ; сплошные кривые – на расстоянии  $x/r_a = 12$

## 2. Расчет турбулентной диффузии струи в рамках уравнений Прандтля

Постановка задачи приведена в [16]. Турбулентные числа Прандтля и Шмидта приняты равными единице:  $Pr_T = C_p \mu_T / \lambda_T = 1 = Sc_T = \mu_T / \rho D_T$ . Здесь  $\mu_T$ ,  $\lambda_T$ ,  $D_T$  – коэффициенты турбулентной вязкости, теплопроводности и диффузии. Использовалась двухпараметрическая  $k-e$  модель турбулентности, для которой распределения удельной (на единицу массы) энергии турбулентности  $k_T = V_T^2/2$  ( $V_T$  – турбулентные пульсации скорости) и скорости диссипации турбулентных пульсаций в струе  $e_T = 0,09 \rho k_T^2 / \mu_T$  описываются известными уравнениями параболического типа [17].

В начальном сечении приняли  $v_{T\infty} = \mu_{T\infty} / \rho_{\infty} = 0,225 \text{ м}^2/\text{с}$ ;  $k_{T\infty} = 1,125 \text{ м}^2/\text{с}^2$  – во внешнем потоке;  $v_{T0} = 0,01 v_{T\infty}$ ;  $k_{T0} = (0,01 u_a)^2/2$  – внутри сопла;  $v_{Ta} = 100 v_{T\infty}$ ;  $k_{Ta} = 2 \cdot 10^4 \text{ м}^2/\text{с}^2$  – на кромке сопла. Величина  $n$  – числовая концентрация капель (и ядер конденсации – частиц сажи) задавалась равной  $10^{13}$  в случае однородного распределения параметров и пропорциональной относительному закону распределения (1) поперек сопла в остальных случаях.

Для неизобарической струи в качестве начальных условий задавались решения уравнений Навье – Стокса в сечении  $x = 12r_a$ . Капли (частицы) предполагаются «вмороженными» в газ. Радиус капель определяется как  $a = (3\rho Y_{w,i} / 4\pi n \rho_{wat,ice})^{1/3}$ , где  $\rho_{wat,ice} = 10^3; 900 \text{ кг}/\text{м}^3$ ;  $Y_{w,i} = \rho_{w,i} / \rho$  – плотность и относительная массовая концентрация воды и льда;  $\rho_{w,i}$ ,  $\rho$  – водность (ледность) и плотность аэрозоля. Учитывается коагуляция частиц при столкновении.

Все искомые величины практически не меняются на начальном участке турбулентной струи [18], затем резко убывают обратно пропорционально некоторой степени расстояния от сопла и вблизи сечения конденсации являются слабо убывающими функциями.

## 3. Начальные характеристики конденсационного следа

Конденсационный след в ближнем поле имеет форму трубы с постепенно утолщающимися стенками вплоть до полного ее заполнения аэрозолем. Расчеты были выполнены от среза сопла ( $x = 0$ ) до сечения смыкания аэрозоля на оси струи  $x = x_*$  и далее до сечения  $x = 1000 \text{ м}$  для вариантов I–IV.

Распределения функций водности и ледности вдоль оси струи для вариантов I и II при различной относительной влажности атмосферы, а также поперечные распределения функций ледности в сечениях смыкания аэрозоля представлены на рис. 2. На рис. 3 приведены радиусы частиц  $a(x, r = 0)$  вдоль оси струи ( $a$ ) и поперек  $a(x = x_*, r)$  в сечении смыкания аэрозоля на оси  $x = x_*$ . В табл. 1 даны значения координаты  $x_*$  для вариантов I, II, III, IV, поперечные геометрические размеры контрэйлов  $r_c$  в сечениях  $x = x_*$ , значения максимальной водности и ледности  $\rho_{w,i}(x_m) = \max[\rho_{w,i}(x, r = 0)]$  и координаты этого сечения  $x = x_m$ .

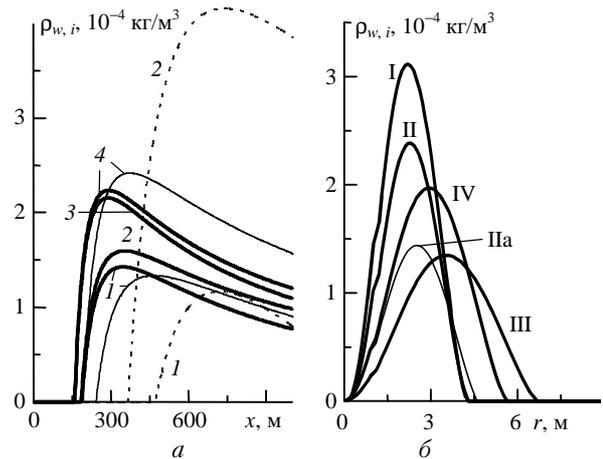


Рис. 2. Функции водности (1, 2) и ледности (3, 4) аэрозоля:  $a$  – вдоль оси струи для варианта I (жирные кривые), II (тонкие сплошные) и IIIa (пунктирные) при относительной влажности атмосферы  $S_{\infty} = 0$  (1, 3) и 0,71 (2, 4);  $b$  – поперек струи для вариантов I, II, III, IV в сечениях смыкания кристаллического аэрозоля 265 (IIIa) на оси  $x = x_* = 158,2$  (I); 191,2 (II); 354,9 (III); 244,8 (IV) при  $S_{\infty} = 0,71$  для всех вариантов

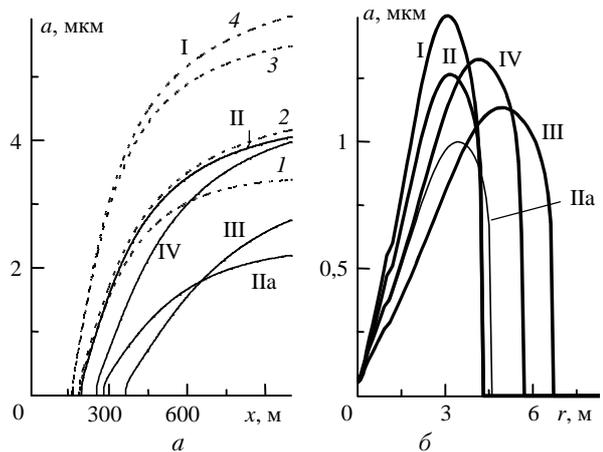


Рис. 3. Зависимости радиусов частиц:  $a$  – от расстояния вдоль оси от среза сопла  $x$ : пунктирные кривые  $a(x, 0)$  – вариант I, вода 1, 2, лед 3, 4, относительная влажность атмосферы  $S_{\infty} = 0$  (1, 3), 0,71 (2, 4); сплошные кривые – варианты II, IIIa, III, IV, лед,  $S_{\infty} = 0$ ;  $b$  – от расстояния  $r$  от оси  $a(x_*, r)$  в сечении смыкания кристаллического (лед) аэрозоля на оси  $x_* = 158; 191; 265,2; 355; 244,8 \text{ м}$  при  $S_{\infty} = 0,71$  (варианты I, II, III, IV)

Таблица 1

Аэрозоль	Вариант							
	I		II		III		IV	
	$S_{\infty}$							
	0	0,71	0	0,71	0	0,71	0	0,71
Расстояния $x_*$ , м, начала конденс.(вода)/кристаллиз.(лед) аэрозоля								
Вода	186,5	183,2	241,7	231,4	528,3	474,8	329,4	303,4
Лед	159	158,2	193,7	191,2	362,2	354,9	251,4	244,8
Радиус контрэйла $r_c$ , м, при $x = x_*$								
Вода	4,12	4,37	4,18	4,47	6,28	7,10	5,45	5,89
Лед	4,09	4,24	4,10	4,27	6,30	6,70	5,38	5,63
Макс. водность/ледность $\rho_{w,i}(x_m)$ , $10^{-4} \text{ кг}/\text{м}^3$ , и координата $x = x_m$ , м (нижние строки)								
Вода	2,015	2,252	1,333	1,640	0,466	0,770	0,933	1,307
	346	352	464	470	950	972	629	624
Лед	3,043	3,157	2,261	2,416	1,218	1,369	1,787	2,000
	289	291	371	372	701	707	486	483

#### 4. Оптическая толщина конденсационного следа

При экспериментальном исследовании конденсационных следов важную роль играет оптическая толщина

$$\tau(x) = 2 \int_0^{r_c} \beta(\lambda, a, m) \rho_{w,i}(r) dr, \quad (5)$$

где  $\beta(\lambda, a, m)$  – удельный на единицу массы коэффициент ослабления излучения с длиной волны  $\lambda$  в полидисперсном аэрозоле с модальным радиусом частиц, равным  $a$ , и параметром  $m$  распределения частиц по размерам. Так как в элементарном объеме расчетной области в масштабе поперечного размера струи содержится большое число частиц, приняли вычисленный радиус  $a$  за модальный (наиболее вероятный). В [19, с. 2797] приведены коэффициенты поглощения для частиц различной формы (сферы, иглы (цилиндры), диски (пластины)). В [20, рис. 1; 21, рис. 7] приведены зависимости коэффициентов поглощения и рассеяния, а также коэффициентов ослабления  $\beta(a)/\beta_{w,i}$  от размера частицы при  $\lambda = 10,6$  мкм для монодисперсного и полидисперсного (сферы,  $m = 2$ , распределение Хргиана–Мазина [22]) водного и ледяного аэрозолей (комплексные показатели преломления равны  $m_{w,i} = n_{w,i} + ik_{w,i} = 1,185 + i0,0690$  и  $1,195 + i0,0602$ ;  $\beta_{w,i} = 4\pi k_{w,i} / \rho_{wat, ice} \lambda \approx 83,80$  м<sup>2</sup>/кг – удельные коэффициенты поглощения излучения в воде и во льду соответственно [23]). Расчеты были выполнены по известным формулам теории Ми [24]. Максимум коэффициентов ослабления расположен вблизи  $a \approx 2,65; 2,8$  мкм в полидисперсном аэрозоле и в области 9–10 мкм в монодисперсном аэрозоле. В табл. 2 приведены максимальные значения оптической толщины  $\tau(x_\tau) = \max[\tau(x)]$  и соответствующие координаты  $x_\tau$  для вариантов I, II, III, IV.

Таблица 2

**Максимальные поперечные оптические толщины  $\tau_{\max} = \tau(x_\tau)$  водного/кристаллического аэрозоля. Нижняя строка – соответствующая координата  $x_\tau$ , м**

Аэрозоль	Вариант							
	I		II		III		IV	
	$S_\infty$							
	0	0,71	0	0,71	0	0,71	0	0,71
Вода, $\tau_{\max}$	0,203	0,249	0,0625	0,0905	0,0524	0,128	0,0565	0,0985
$x_\tau$	371	391	516	555	950	1000	683	717
Лед, $\tau_{\max}$	0,351	0,375	0,130	0,146	0,215	0,265	0,139	0,164
$x_\tau$	294	295	404	412	793	805	521	508

На рис. 4 построены зависимости оптической толщины  $\tau$  от продольной координаты  $x$  в различных условиях. Максимум оптической толщины уменьшается в 2,6 раза (кривая 4) – 3,2 (кривая 1) вследствие перехода от распределенных параметров (вариант I) к постоянным поперек сопла (II). Далее сопоста-

вим варианты I–III и II–IV, чтобы выделить влияние неизобаричности, варианты I–II и III–IV, чтобы показать влияние закона распределения и варианты I–IV и II–III, чтобы проанализировать совместное влияние неизобаричности и начальных распределений на параметры конденсационного следа.

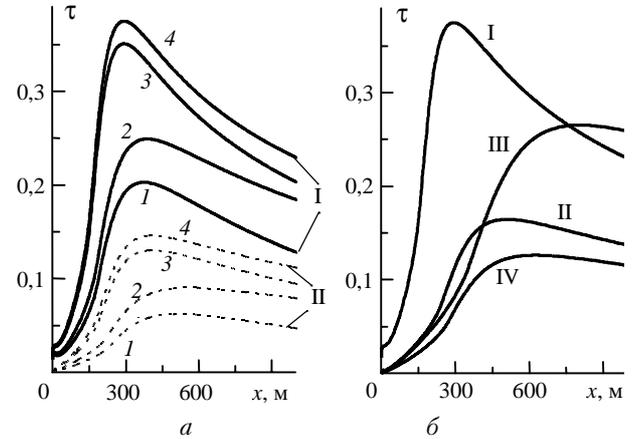


Рис. 4. Поперечная оптическая толщина конденсационного следа: а – вариант I – сплошные кривые; II – пунктир; 1 – капли ( $S_\infty = 0$ ), 2 (0,71); 3 – кристаллы ( $S_\infty = 0$ ), 4 (0,71); б – варианты I, II, III, IV, лед,  $S_\infty = 0,71$

#### 5. Влияние неизобаричности

Обратимся к табл. 1, 2. При переходе от варианта I с распределенными на срезе сопла параметрами к варианту III с нерасчетностью  $N = p_{aN}/p_\infty = 1,2$  расстояние  $x_*$  возрастает на 184, 159, 128, 124% в ситуациях: 1 – водный аэрозоль ( $S_\infty = 0$ ); 2 – водный аэрозоль (0,71); 3 – кристаллический аэрозоль (0); 4 – кристаллический аэрозоль (0,71). Максимальная поперечная оптическая толщина  $\tau_{\max} = \tau(x = x_\tau)$  уменьшается до 26; 51; 61; 71%. Геометрический поперечный размер контрэйла  $r_c$  в сечениях  $x = x_*$  возрастает в 1,52; 1,62; 1,54; 1,58 раза. Такие отличия можно зафиксировать экспериментально.

При переходе от варианта II с постоянными по радиусу сопла параметрами (при условии равенства расхода и полного потока энергии) к неизобарическому варианту IV изменения параметров контрэйла составили:  $x_*$  возросло в 1,36; 1,31; 1,3; 1,28 раза; величина  $\tau_{\max}$  изменилась на -10; +9, +7, +12%; радиус  $r_c$  возрос в 1,3; 1,32; 1,31; 1,32 раза для ситуаций 1, 2, 3, 4.

Температура  $T(0, x_*)$  на оси в сечениях смыкания аэрозоля составила: 248; 248,4; 252,2; 252,3 К (вариант I) и 236,6; 240,3; 245,1; 245,6 К (III),  $\Delta T = T_I - T_{III} = 11,4 \div 6,7$  К; 244,9; 245,8; 249,8; 250,1 К (II) и 239,1; 241,2; 245,5; 246,3 К (IV),  $\Delta T = T_{II} - T_{IV} = 5,8 \div 3,8$  К. При переходе от расчетной струи ( $u = 260 \div 264$  м/с;  $N = 1$ , вариант I) к неизобарической ( $u = 248 \div 253$  м/с;  $N = 1,2$ ; III) скорость смеси в сечениях  $x = x_*$  уменьшается на 4 и на 12 м/с в случае постоянных (II–IV) и распределенных (I–III) параметров. Увеличение поперечного

размера контрэйла  $r_c$  в сечениях  $x = x_*$  при переходе от расчетной струи к неизобарической показывают результаты, представленные на рис. 2, б и 3, б. Отметим также уменьшение размеров частиц (см. рис. 3) и снижение концентрации конденсата (см. рис. 2). Итак, неизобаричность с превышением давления на 20% над атмосферным приводит к заметно увеличению поперечного размера  $r_c$  и расстояния  $x_*$ , к уменьшению водности (ледности) и к изменению оптической толщины контрэйла.

## 6. Неоднородность струи в поперечном направлении

В изобарической струе ( $N = 1$ ) при переходе от варианта I с распределенными параметрами к варианту II с постоянными параметрами поперек среза сопла расстояние до контрэйла  $x_*$  возрастает в 1,3; 1,26; 1,22; 1,21 раза в ситуациях: 1 – водный аэрозоль ( $S_\infty = 0$ ), 2 – (0,71), 3 – кристаллический аэрозоль (0), 4 – (0,71). Максимальная оптическая толщина  $\tau_{\max}$  уменьшилась в 3,25; 2,75; 2,7; 2,57 раза. Геометрический поперечный размер контрэйла  $r_c$  в сечениях  $x_*$  изменился на величину менее 2%.

В неизобарической струе с превышением давления в 1,2 раза уровня в атмосфере при переходе от распределенных параметров (вариант III) к постоянным (вариант IV) расстояние  $x_*$  сокращается в 1,60; 1,56; 1,44; 1,45 раза в ситуациях 1, 2, 3, 4. Оптическая толщина  $\tau_{\max}$  изменяется на +8, -23, -35, -38%. Радиус контрэйла  $r_c$  в сечении  $x = x_*$  уменьшается в 1,15; 1,21; 1,17; 1,19 раза.

Наиболее сильно изменяются оптические толщины (I → II) и расстояния  $x_*$  (III → IV). Слабо изменяются геометрические поперечные размеры.

## 7. Фазовое состояние и условия в атмосфере

Изменение относительной влажности заметно сказывается на расстояниях  $x_*$  для контрэйлов из кристаллического аэрозоля. При изменении относительной влажности окружающей атмосферы в пределах рассмотренного диапазона  $S_\infty = 0-0,71$  изменения максимальной оптической толщины достигают 23 и 144% в случае кристаллического и водно-капельного аэрозоля (вариант III). Естественно, это крайние ситуации, аэрозоль может содержать одновременно и жидкую и твердую фазу в различных пропорциях. Изменения поперечного размера кристаллического контрэйла при переходе от сухой атмосферы к влажной с  $S_\infty = 0,71$  не превышают 6% и только в случае водно-капельного аэрозоля (вариант III) достигают 14%.

К атмосферному эффекту следует отнести изменение фазового состояния (вода – кристаллы), так как оно обусловлено, в первую очередь, уровнем температуры  $T_\infty$ . Различия за счет фазового состояния могут составить до 46% для величины  $x_*$  и до 6% для радиуса  $r_c$ . Более существенны различия для величины  $\tau_{\max}$ : в 1,73 раза (для варианта I), в 2,08 (II), в

4,1 (III) и в 2,46 (IV). В случае абсолютно сухой атмосферы различия больше, чем при  $S_\infty = 0,71$  (см. рис. 4, а).

В варианте IIa с более высокой температурой атмосферы  $T_\infty = 224$  К также обнаружены значительные изменения параметров контрэйла по сравнению с рассмотренными в настоящей работе вариантами  $T_\infty = 219$  К (варианты I–IV). Величина  $x_*$  изменяется почти в 2 раза, существенно меняются водность и ледность.

## 8. Одновременное влияние неизобаричности и начальных распределений

При переходе от изобарической струи с распределенными поперек среза сопла параметрами (вариант I) к нерасчетной струе с постоянными в поперечном направлении параметрами (IV) обнаружены следующие изменения. Расстояния  $x_*$  возрастают в 1,77; 1,66; 1,58; 1,55 в ситуациях 1–4; максимальная оптическая толщина  $\tau_{\max}$  уменьшается в 3,6; 2,53; 2,52; 1,42 раза; поперечный геометрический размер (радиус)  $r_c$  конденсационного следа увеличивается в 1,32; 1,35; 1,32; 1,33.

При переходе от изобарической струи с постоянными в поперечном направлении параметрами (вариант II) к неизобарической струе с распределенными в поперечном направлении параметрами (III) получили: расстояние  $x_*$  возрастает в 2,19; 2,05; 1,87; 1,86; максимальная оптическая толщина  $\tau_{\max}$  меняется на -16,4; +41; +65; +82%; поперечный размер контрэйла  $r_c$  увеличивается в 1,5; 1,59; 1,54; 1,57 раза.

Сравнивая эти результаты с аналогичными из пп. 5 и 6, приходим к выводу, что два фактора оказывают столь же существенное влияние на начальные характеристики контрэйла, как и каждый из них отдельно.

В рассмотренных примерах оптическая толщина  $\tau < 0,38$ . Следуя [20, 25], приходим к выводу, что лазерным импульсом длительностью  $\sim 10^{-3}$  с и интенсивностью  $\leq 10^7$  Вт/м<sup>2</sup> в контрэйле можно создать канал просветления для инспекции вредных выбросов на оси [8].

## Заключение

Неизобаричность с превышением давления на 20% над атмосферным приводит к увеличению поперечного размера (в 1,5–1,6 раза) и расстояния  $x_*$  (в 2,2–2,8), к уменьшению водности или ледности (в 2,5–4) и оптической толщины (в 1,4–3,9) конденсационного следа при распределениях I, III начальных параметров струи поперек среза сопла. При однородных поперек среза сопла параметрах (II → IV) изменения начальных характеристик контрэйла несколько меньше, но также значительны.

При переходе от распределенных начальных параметров на срезе сопла к эквивалентным однородным наиболее сильно изменяются оптические толщины  $\tau_{\max}$  (в 2,6–3,3 раза) и расстояния  $x_*$  (в 1,6–1,8).

Слабо меняются геометрические поперечные размеры – на 5–20%.

При изменении относительной влажности атмосферы  $S_{\infty} = 0-0,71$  отличия  $\tau_{\max}$  составляют до 23, 144% в кристаллическом и водно-капельном аэрозоле (вариант III). Различия  $\tau_{\max}$  за счет фазового состояния (вода – лед) могут составить 51–310%.

При увеличении температуры  $T_{\infty}$  на 5 °С существенно меняются водность и ледность в сечении  $x^*$  смыкания аэрозоля на оси. Величина  $x^*$  изменяется в 1,4–2 раза. Совместное влияние двух факторов на контрэйл является столь же существенным, как и каждого фактора отдельно. Лазерным импульсом относительно невысокой мощности можно создать канал просветления в сечении максимальной оптической толщины.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (инициативный проект «а» № 99-01-00446 и ведущие научные школы № 00-15-96069).

1. Schumann U. On the effect of emissions from aircraft engines on the state of the atmosphere // Ann. Geophys. 1994. V. 12. N 10/11. P. 365–384.
2. 1995 Scientific Assessment of the Atmospheric Effects of Stratospheric Aircraft. Assessment Chair: Richard S. Stolarski // NASA Reference Publication 1381. Washington, DC. November 1995.
3. Proceedings of International Colloquium «Impact of Aircraft Emissions upon the Atmosphere». Paris, 15–18 October 1996. V. I. P. 1–378; II. P. 379–667.
4. Pollutants from Air Traffic (Results of Atmospheric Research in 1992–1997 years) / Ed. U. Schumann Oberpfafenhofen: German Aerospace Center, 1997. 290 p.
5. Fabian P., and Kärcher B. The impact of aviation upon the atmosphere // Physics and Chemistry of the Earth. 1997. V. 22 (6). P. 1–96.
6. Поповичева О.Б., Старик А.М., Фаворский О.Н. Проблемы влияния авиации на газовый и аэрозольный состав атмосферы // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2000. Т. 36. № 2. С. 163–176.
7. Кароль И.Л., Киселев А.А., Озолин Ю.Е., Розанов Е.В. Фотохимические изменения климатически значимых газов в струе выбросов двигателей транспортной авиации // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2000. Т. 36. № 3. С. 339–348.
8. Кучеров А.Н. Канал просветления в контрэйле // Оптика атмосфер. и океана. 2000. Т. 13. № 5. С. 521–528.
9. Kärcher B. A trajectory box model for aircraft exhaust plumes // J. Geophys. Res. D9. 1995. V. 100. N 9. P. 18835–18844.
10. Kärcher B., Peter Th., Biermann U.M., Schumann U. The initial composition of jet condensation trails // J. Atmos. Sci. 1996. V. 53. N 21. P. 3066–3083.

11. Кучеров А.Н., Маркелов А.П., Семенов А.А., Шустов А.В. Влияние условий полета и параметров выхлопного газа на начальные параметры конденсационного следа // Труды 5-го Международного симпозиума «Авиационные технологии XXI века». Секция 1.1. С. 382–389. 17–22 августа 1999 г., Жуковский, Россия.
12. Кучеров А.Н., Моллесон Г.В. Конденсационный след в неизобарической струе // Инж.-физ. ж. 2001. Т. 74. № 5.
13. Kuchero A.N. Clearing of contrails behind accelerating bodies // SOQUE Proceedings of International Conference on «LASERS 2000» (4–8 December 2000, Albuquerque, New Mexico, USA) / Ed. V.J. and T.A. Corcoran. USA: STS Press, 2001. V. 23 (accepted for printing).
14. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987. 840 с.
15. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 391 с.
16. Кашеваров А.В., Коган М.Н., Кучеров А.Н., Стасенко А.Л. Создание канала просветления лазерным пучком в конденсационной струе высотного самолета // Оптика атмосфер. и океана. 1997. Т. 10. № 12. С. 1568–1577.
17. Авдудевский В.С., Ашратов Д.А., Иванов А.В., Пуримов У.Г. Сверхзвуковые неизобарические струи газа. М.: Машиностроение, 1985. 248 с.
18. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. Ч. 1. М.: Наука, 1991. 600 с.
19. Kuchero A.N. Sublimation and vaporization of an ice aerosol particle in the form of thin cylinder by laser radiation // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2000. V. 43. N 16. P. 2793–2806.
20. Kuchero A.N. Clearing of ice aerosol in clouds and in condensation trails of aircraft // Proceedings of SOQUE. Int. Conf. «LASERS'99» (13–17 December, 1999, Quebec, Canada) / Ed. V.J. and T.A. Corcoran. USA: STS Press, 2000. V. 22. P. 143–150.
21. Кашеваров А.В., Кучеров А.Н., Моллесон Г.В. Сравнение влияния неизобаричности и законов распределений на срезе сопла на начальные характеристики конденсационного следа. Препр. / ЦАГИ (М.) 2000. № 128. 24 с.
22. Облака и облачная атмосфера: Справочник / Ред. И.П. Мазин, А.Х. Хргиан. Л.: Гидрометеоздат, 1989. 647 с.
23. Irvine W.W., Pollack J.B. Infrared optical properties of water and ice spheres // Icarus. 1968. V. 8. N 2. P. 324–360.
24. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
25. Кучеров А.Н. Просветление водного аэрозоля при поперечном ветре, тепловом самовоздействии и дифракционном расплывании оптического пучка // Оптика атмосфер. и океана. 1994. Т. 7. № 10. С. 1379–1387; Он же. Неустановившееся просветление водного аэрозоля при тепловом самовоздействии оптического пучка // Квант. электрон. 1995. Т. 22. № 3. С. 253–257.

**A.V. Kshevarov, A.N. Kuchero, G.V. Molleson. Dependence of contrail optical parameters on the distribution law of nonisobaric exhaust jet parameters at a nozzle exite.**

A strong dependence is shown for parameters of a contrail behind large civil aircraft (distances to it or time of contrail formation, perpendicular geometric size, moisture, ice content, perpendicular optical thickness) on both the exhaust/atmosphere pressure ratio (parameter of nonisobaricity of jet) and the distribution law of jet parameters at an exhaust nozzle of an aircraft engine. The initial part of the pressure installation in a nonisobaric jet is described by full Navier–Stokes equations and calculated by Big Particle Algorithm. The far field, including the condensation trail, is described by parabolized equations of the type of Prandtl boundary layer equations and calculated by the finite – difference algorithm. Coefficients of radiation scattering and absorption by droplets and ice aerosol crystals are calculated using the Mie theory taking into account the distribution particle sizes. It is shown that a clearing channel can be created by a laser beam pulse of moderate power.