

УДК 533.6.071.4

© 1999 г. А.В. ЧИРИХИН

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ТЕЧЕНИЯ ВЛАЖНОГО ЗАПЫЛЕННОГО ВОЗДУХА В СОПЛЕ КРУПНОМАСШТАБНОЙ ТРАНСЗВУКОВОЙ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЫ

На основе численного моделирования трансзвуковых течений влажного запыленного воздуха в сопле крупномасштабной трансзвуковой аэродинамической трубы ЦАГИ установлена возможность реализации устойчивого переохлаждения, скачков конденсации, стационарного теплового кризиса и автоколебаний, инициируемых спонтанной конденсацией водяного пара. Получены границы зон существования перечисленных состояний в зависимости от концентрации водяного пара и числа Маха потока при температуре торможения $T_0 = 300$ К и давлениях торможения $p_0 = (0,35-1,5) \cdot 10^5$ Н/м².

Показано, что частицы пыли радиусом 10^{-5} м и меньше находятся в условиях теплового и динамического равновесия с газовой фазой, а их количество, равное 1% массы несущего газа или меньшее, оказывает пренебрежимо малое влияние на параметры изэнтропического потока и скачок конденсации, если такие частицы не активны в качестве центров конденсации.

Естественной рабочей средой аэродинамических труб является атмосферный воздух, в котором содержание водяного пара может составлять от 0,023 до 3,55% в диапазоне температур в точке росы от -30 до $+35^\circ\text{C}$. При изэнтропическом расширении воздуха в сверхзвуковом сопле водяной пар первым среди других компонент достигает условий насыщения. Его последующая конденсация сопровождается выделением теплоты фазового перехода и образованием двухфазной среды, что может вносить определенные погрешности в интерпретацию результатов традиционного аэродинамического эксперимента.

Известно, что спонтанная конденсация потока в зоне небольших сверхзвуковых значений числа M может приводить к тепловому кризису течения, сопровождающемуся формированием ударной волны. Такая ударная волна в общем случае нестационарна, что является причиной возникновения автоколебательных состояний, которые впервые наблюдались в экспериментах [1, 2] и воспроизведены численно в [3] для течений чистого водяного пара.

Принципиальная возможность возникновения подобных автоколебательных режимов трансзвуковых течений влажного воздуха в плоских соплах с гиперболическим контуром установлена в [4, 5], где показано, что при концентрации водяного пара 1% возникновение автоколебаний возможно, если высота критического сечения сопла l_* находится в диапазоне $0,08 \text{ м} < l_* < 0,3 \text{ м}$ и радиус кривизны стенки $R_* > 10l_*$.

Математическая модель, апробированная в [5], применена в [6] для анализа природы возмущений статического давления при течении влажного воздуха в плоском крупномасштабном сопле. Было показано, что возмущения давления соответствуют скачкам конденсации, которые образуются на участке разгона потока. В свою очередь при смещении начала конденсации в зону равномерного течения возможна реализация слабосконденсированного состояния примеси водяного пара. При этом в расчете практически точно воспроизведены интенсивность и положение скачков

конденсации, наблюдаемых в экспериментах. В данной работе эти исследования продолжены для анализа условий возникновения в сопле подобных конфигураций и масштаба автоколебательных режимов течения, инициируемых спонтанной конденсацией водяного пара.

Если возбуждение автоколебаний возможно в реальном диапазоне параметров торможения, вибрационные нагрузки могут приводить к накоплению усталостных напряжений в элементах конструкции трубы, как это происходит в сопловом аппарате турбин тепловых станций [7]. В свою очередь подобные колебания могут служить дополнительным источником акустических возмущений газодинамического поля. В процессе такого исследования целесообразно установить границы существования состояний устойчивого переохлаждения, состояний со скачками конденсации, стационарных состояний с тепловым кризисом течения и автоколебательных состояний.

Помимо перечисленных задач практическое значение имеет вопрос о влиянии на параметры потока сравнительно больших пылевидных частиц, которые могут присутствовать в рабочей среде трубы по ряду технологических причин. Так, специальная инжекция частиц может использоваться для визуализации течений, а также для управления процессом спонтанной конденсации и сопутствующими кризисными явлениями [8]. Однако при определенной концентрации подобные частицы способны оказать заметное непосредственное воздействие на параметры рабочего потока, что требует соответствующего анализа.

1. Постановка задачи. Предположим, что рабочая среда состоит из двухкомпонентной газовой фазы, одна из компонент которой может конденсироваться, и твердых сферических частиц пыли одного размера. Для описания динамики такой среды воспользуемся моделью взаимно проникающих континуумов, в рамках которой дисперсные фазы представляются как непрерывные компоненты с плотностью, равной средней плотности вещества фазы в элементарном объеме пространства. При этом газовая и пылевая фазы имеют свои скорости и температуры и в процессе совместного движения между ними реализуется динамическое и тепловое воздействие.

Кроме того, сделаем следующие дополнительные предположения: система в целом теплоизолирована; массовые силы не учитываются; конденсирующаяся и несущая компоненты газовой фазы являются термически и калорически совершенными; давление создается только газовой фазой, причем в термическом уравнении состояния пренебрегается суммарным объемом дисперсных фаз; явления вязкости и теплопроводности учитываются только в рамках процесса межфазного взаимодействия через соответствующие выражения для коэффициента сопротивления твердых частиц и коэффициента теплоотдачи; скорости водяного конденсата и газовой фазы полагаются равными, а теплообмен между данными компонентами среды не учитывается; взаимодействие между конденсатом и твердыми частицами не учитывается.

В результате двумерное движение такой среды в плоском канале с контуром $D = D(x)$ будет определяться следующей системой уравнений, в основу которой положена система соотношений (4.3), (4.4) из [7]:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial r} = G \quad (1.1)$$

$$U = \delta U^\circ, \quad V = \delta V^\circ, \quad Q = Q^\circ - V^\circ r \delta'_x, \quad G = \delta G^\circ$$

$$U^\circ = (\rho, \rho u, \rho v, \rho e, \rho \gamma, \rho_S, \rho_S u_S, \rho_S v_S, \rho_S e_S)$$

$$V^\circ = (\rho u, \rho + \rho u^2, \rho uv, \rho uH, \rho u\gamma, \rho_S u_S, \rho_S u_S^2, \rho_S u_S v_S, \rho_S u_S e_S)$$

$$Q^\circ = (\rho v, \rho uv, \rho + \rho v^2, \rho vH, \rho v\gamma, \rho_S v_S, \rho_S v_S u_S, \rho_S v_S^2, \rho_S v_S e_S)$$

$$G^{\circ} = (0, -\varphi f_x, -\varphi f_y, -\varphi(F+q), \rho \omega, 0, \varphi f_x, \varphi f_y, \varphi q)$$

$$H = c_p T - \lambda \gamma + 0,5 W^2, \quad W^2 = u^2 + v^2, \quad e = H - p \rho^{-1}$$

$$p = (1 - \gamma) \rho T R_0 \mu^{-1}, \quad \gamma = m_L / m, \quad \beta = m_V / m$$

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1 - \beta}{1 - \gamma} \frac{1}{\mu_A} + \frac{\beta - \gamma}{1 - \gamma} \frac{1}{\mu_V}, \quad c_p = (1 - \beta) c_{pA} + \beta c_{pV}$$

$$\varphi = \rho_S / \rho_0, \quad e_S = c_S T_S, \quad W_S^2 = u_S^2 + v_S^2, \quad F = f_x u_S + f_y v_S$$

Система (1.1) получена из дивергентной формы уравнений движения в результате преобразования исходной декартовой системы координат x, y согласно соотношениям $x = \boldsymbol{x}, r = y/D(x)$. При этом использованы следующие обозначения: W и W_S – векторы скоростей газовой и пылевой фаз; u, v, u_S, v_S – проекции этих векторов на оси координат x, y ; p – давление газовой фазы; ρ – средняя плотность газовой среды с конденсатом, m – суммарная масса водяного конденсата и газообразных компонент, m_L – масса конденсата, m_V – исходная масса водяного пара в элементарном объеме среды; μ_V и μ_A – молекулярные массы пара и несущего газа; c_{pV} и c_{pA} – их удельные теплоемкости при $p = \text{const}$; H – полная удельная энергия газовой среды с конденсатом; λ – удельная теплота фазового перехода; e_S – удельная внутренняя энергия пылевой фазы; T – статическая температура газа; T_S – температура частиц пыли; R_0 – универсальная газовая постоянная; ω – скорость образования конденсата; F – сила, действующая на единицу объема пылевой фазы со стороны газовой; f_x, f_y – ее проекции на оси x, y ; q – конвективный тепловой поток к пылевой частице, отнесенный к единице ее объема; φ – объемная концентрация пылевой фазы; ρ_S – средняя плотность пылевой фазы в элементарном объеме; ρ_0 – плотность вещества пыли; c_S – удельная теплоемкость вещества пыли.

При расчете скорости конденсации примеси водяного пара в воздухе ω применялась классическая цепочка уравнений Хилла с уравнениями Беккера – Деринга и Кнудсена для скорости ядрообразования и скорости роста капель соответственно [4, 5]

$$\omega = 4\pi\rho_L \left(r' \Omega_2 + \frac{J_0}{3\rho} r_*^3 \right), \quad \omega_n = nr' \Omega_{n-1} + \frac{J_0}{\rho} r_*^n, \quad n = 0, 1, 2 \quad (1.2)$$

$$J_0 = \frac{\delta_1}{\rho_L} \left(\frac{p_V}{kT} \right)^2 \left(\frac{2\mu_V \sigma}{\pi N a} \right)^{1/2} \exp\left(-v \frac{\Delta Q_0}{kT}\right), \quad \Delta Q_0 = \frac{4\pi\sigma r_*^2}{3}$$

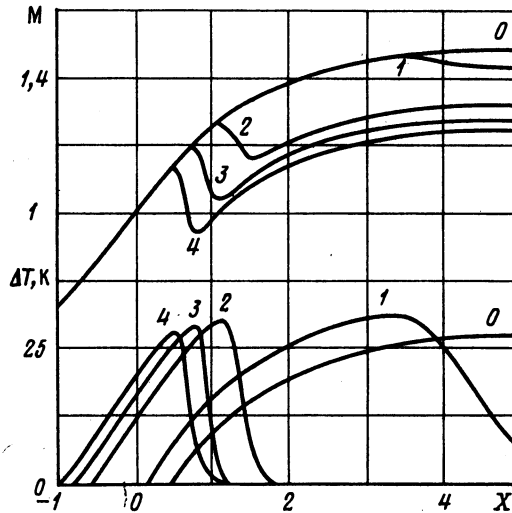
$$r_* = \frac{2\sigma\mu_V}{\rho_L R_0 T \ln s}, \quad s = \frac{p_V}{p_S}, \quad r' = \frac{\delta_2 p_V}{\rho_L (2\pi T R_0 / \mu_V)^{1/2}} \left[1 - \frac{p_S(T_L)}{p_V} \left(\frac{T}{T_L} \right)^{1/2} \right]$$

$$p_V = (\beta - \gamma) \rho T R_0 \mu_V^{-1}$$

Здесь J_0 – скорость ядрообразования, ΔQ_0 – работа ядрообразования, r – радиус капли, r' – скорость ее роста, r_* – радиус ядра конденсации, k – постоянная Больцмана, $N a$ – число Авогадро, σ – коэффициент поверхностного натяжения, ρ_L – плотность вещества конденсата, T_L – температура конденсата, p_V – давление паровой компоненты, $p_S(T_L)$ – давление насыщения при температуре T_L , v – коэффициент коррекции работы ядрообразования.

Динамическое и тепловое взаимодействие газовой и пылевой фаз будем определять на основе соотношений

$$F_S = \frac{3}{8} C_D \rho r_S^{-1} (W - W_S) |W - W_S|, \quad q = 1,5 \text{Nu} \frac{\lambda(T)}{r_S^2} (T_R - T_S) \quad (1.3)$$



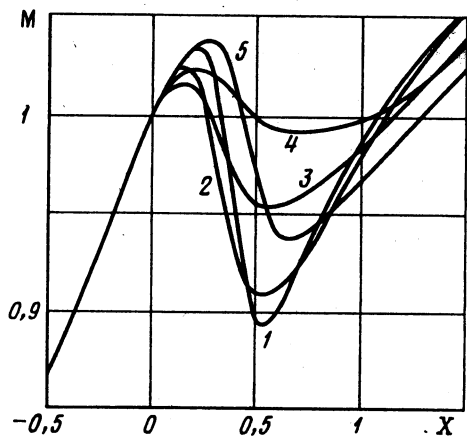
Фиг. 1. Стационарные режимы течения чистого влажного воздуха. Параметры торможения: $T_0 = 300$ К, $p_0 = 0,35 \cdot 10^5$ Н/м², концентрации водяного пара, %; 0 – $\beta = 0,15$ (изэнтропическое течение), 1 – 0,2, 2 – 0,8, 3 – 1,2, 4 – 1,6

Здесь C_D – коэффициент сопротивления одиночной частицы, Nu – число Нуссельта, $\lambda(T)$ – коэффициент теплопроводности газовой фазы, T_R – температура восстановления, r_s – радиус частиц пыли. Численные значения C_D и Nu рассчитывались по известным интерполяционным соотношениям из [9, 10]. Для интегрирования уравнений (1.1)–(1.3) использовалась явная схема Мак-Кормака, вопросы применения которой к расчету нестационарных течений конденсирующихся сред изложены в [11].

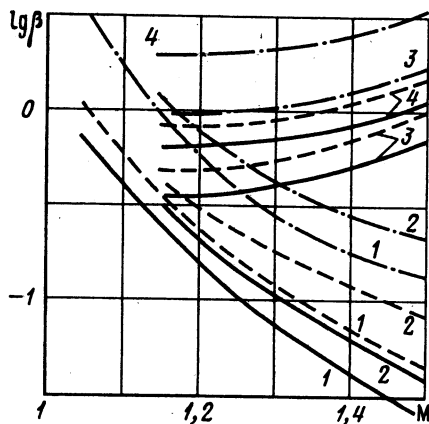
2. Характерные режимы течений чистого влажного воздуха. Рассмотрим результаты расчета течений влажного воздуха при отсутствии пыли. В этом случае при определении скорости ядрообразования плотность жидкой фазы, поверхностное натяжение и теплота фазового перехода для воды приняты равными соответствующим значениям в тройной точке. В свою очередь в уравнении Кнудсена для скорости роста капель температура капель полагалась равной статической температуре, а давление пара у ее поверхности – давлению насыщения, соответствующему данной температуре. Коэффициенты конденсации $\delta_{1,2}$ принимались равными единице, а коэффициент коррекции работы ядрообразования $\nu = 1,5$. При таком варианте кинетической модели конденсации численные расчеты [5] практически точно воспроизводят экспериментальные данные [12] по распределению статического давления в скачках конденсации в диапазоне параметров торможения $T_0 = (295-298,7)$ К, $p_0 = (0,998-1,006) \cdot 10^5$ Н/м² и массовых концентраций водяного пара $\beta = 0,878-0,994\%$.

Рассмотрим характерные состояния потока в крупномасштабном сопле при его настройке на число Маха $M = 1,47$ и высоте критического сечения $l_* = 1,151$ м. На фиг. 1 в верхней части показана эволюция распределений числа M , в нижней – изобарического переохлаждения ΔT по мере увеличения концентрации водяного пара при отсутствии пыли. Здесь и далее на аналогичных фигурах по оси абсцисс отложено безразмерное расстояние от критического сечения сопла $X = x/l_*$.

Анализ расчетов показывает, что в режиме 0 переохлаждение монотонно нарастает, а течение практически точно соответствует изэнтропическому. В режиме 1 вблизи выходного сечения сопла развивается слабая конденсация и переохлаждение снижается. Режимы 2, 3 соответствуют обычным скачкам конденсации. В режиме 4 наблюдается кризис течения типа 1 (согласно классификации [13]), когда скачок



Фиг. 2



Фиг. 3

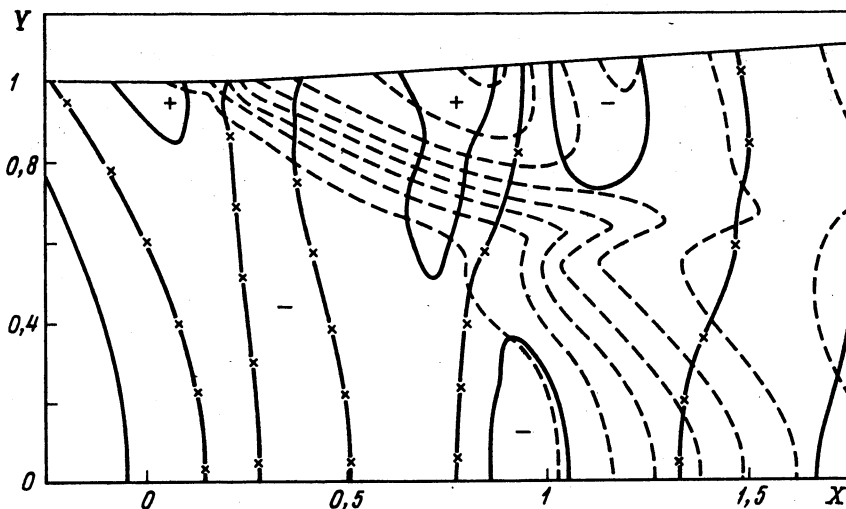
Фиг. 2. Автоколебательное состояние потока при тепловом кризисе типа 2. Параметры торможения: $T_0 = 300 \text{ K}$, $p_0 = 0,35 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$, $\beta = 2,8\%$; 1–5 – распределения числа M в последовательные моменты времени на протяжении одного периода колебания

Фиг. 3. Границы характерных режимов течения чистого влажного воздуха в крупномасштабном сопле: M – число Маха на срезе сопла, 1 – максимальные значения концентрации водяного пара β в %, при которых сохраняется устойчивое переохлаждение потока; 2 – минимальные значения β , при которых возникает скачок конденсации; 3 – значения β , при которых возникает тепловой кризис течения типа 1; 4 – значения β , при которых реализуется кризис течения типа 3. Параметры торможения: $T_0 = 300 \text{ K}$, $p_0 = 1,5 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$ (сплошные кривые), $1 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$ (штриховые кривые), $0,35 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$ (штрихпунктирные кривые)

конденсации совмещен со стационарной ударной волной, положение которой определяется локальным значением числа M и соотношением геометрического и теплового воздействий. За ударной волной реализуется вторичная зона дозвукового течения, которая замыкается вторичной звуковой точкой и областью последующего разгона потока.

При $\beta = 2,8 \%$ реализуется автоколебательное состояние, соответствующее кризису течения типа 2, которое показано на фиг. 2. В данном случае ударная волна (кривая 1) не успевает стабилизироваться до зоны интенсивного ядрообразования, которой соответствует $X = 0,25$. Перемещаясь вверх по потоку, она заходит за эту зону, значительно снижая в ней переохлаждение потока. В результате резко падает количество вновь образовавшихся ядер конденсации, существенно уменьшается скорость фазового перехода и, как следствие, подвод к потоку теплоты парообразования. Таким образом, ударная волна устраняет инициирующий ее скачок конденсации. При дальнейшем продвижении ударной волны вверх по потоку ее интенсивность ослабевает, а скорость перемещения уменьшается. В момент времени, когда интенсивность ударной волны снижается до интенсивности стационарного прямого скачка уплотнения, скорость ее перемещения становится равной нулю (кривая 2). При дальнейшем уменьшении интенсивности ударная волна смещается вниз по потоку (кривая 3), начинает вырождаться (кривая 4) и открывает путь образованию нового скачка конденсации, сопутствующей ему ударной волны (кривая 5) и повторению цикла. В рассмотренном случае частота автоколебаний составила 34,3 Гц.

При кризисе течения типа 2 ударная волна останавливается, не достигнув критического сечения, что обуславливает постоянство расхода через критическое сечение сопла. Если концентрацию водяного пара повысить до $\beta = 3,2\%$ (что соответствует относительной влажности 50% при указанных выше параметрах торможения), неста-



Фиг. 4. Поле течения при стационарном тепловом кризисе. Параметры торможения: $T_0 = 300 \text{ K}$, $p_0 = 0,35 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$, $\beta = 2,8\%$. Сплошные кривые – изолинии $M = \text{const}$, шаг $\Delta M = 0,05$; штриховые – изолинии $\gamma = \text{const}$, шаг $\Delta \gamma = 0,15\%$

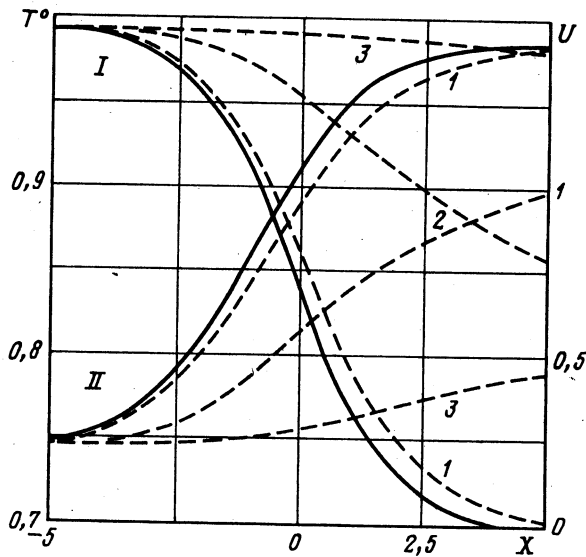
ционарная ударная волна будет выходить в дозвуковую зону течения и возникнут пульсации расхода в критическом сечении. Такое состояние относится к кризису течения типа 3. При переходе к этому типу автоколебаний их частота слабо возросла до 34,5 Гц, а пульсации расхода в критическом сечении составили 3%.

Очевидно, что варьируя параметры торможения, концентрацию водяного пара и число Маха рабочего потока посредством изменения формы сверхзвуковой части сопла, можно получить границы существования установленных выше характерных режимов течения. Такие границы представлены на фиг. 3. Из этих графиков следует, что при понижении числа Маха потока и понижении давления торможения допустимое значение концентрации водяного пара при его переохлажденном или слабоконденсированном состоянии возрастает. В свою очередь концентрация водяного пара, при которой возникает автоколебательное состояние, сравнительно слабо зависит от числа Маха потока и в существенно большей степени зависит от давления торможения, оставаясь в пределах верхней границы реального содержания пара в атмосфере.

3. Влияние двумерности. Большой объем параметрических расчетов, которые потребовалось провести для получения представленных выше материалов, обусловил их постановку в одномерном приближении. В связи с этим практическое значение представляет оценка влияния двумерности газодинамического поля на реализацию автоколебательных режимов течения.

Расчеты двумерного течения в плоском крупномасштабном сопле проводились для конфигурации, обеспечивающей число Маха на выходе $M = 1,47$. Структура поля течения при параметрах торможения, соответствующих кризису течения типа 2, в одномерном приближении (фиг. 2) показана на фиг. 4 изолиниями чисел M и степени конденсации γ . В поле течения помечены звуковые линии и зоны локальных экстремумов чисел M (знаками плюс и минус). В данном случае двумерный расчет дает стационарный режим течения, в то время как в одномерном приближении при такой концентрации водяного пара возникало автоколебательное состояние.

Подобный результат связан с существенным пространственным разнесением начала конденсации в пристеночной и в приосевой зонах течения, как следует из конфигурации изолиний γ на фиг. 4. При этом в потоке существуют две вторичные зоны дозвукового течения: первая в интервале $X = 0,3-0,5$, а вторая в интервале



Фиг. 5. Динамическая и тепловая релаксация пыли в потоке сухого воздуха. Параметры торможения: $T_0 = 300 \text{ K}$, $p_0 = 0,35 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$, концентрация пыли $\xi = 1\%$. Сплошные кривые – распределения параметров газовой фазы; штриховые – распределения параметров пылевой фазы при следующих радиусах частиц: 1 – 10^{-5} м , 2 – 10^{-4} м , 3 – 10^{-3} м

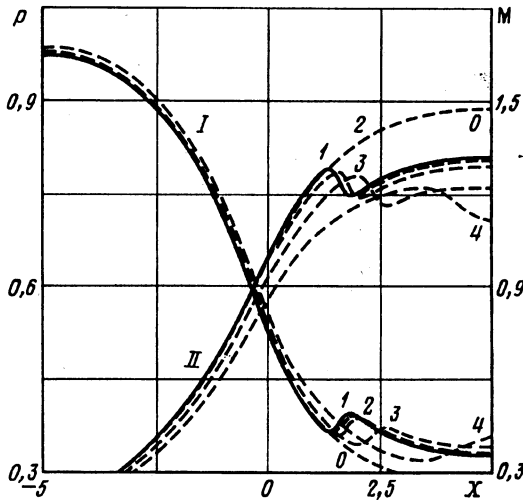
$X = 0,8-1,3$. Из них первая определяется началом конденсации в пристеночной зоне, а вторая – началом конденсации в приосевой зоне течения. Взаимодействие возмущений из пристеночной зоны фазового перехода с приосевой частью течения приводит к задерживанию развития конденсации у оси и снижает интенсивность интегрального по сечению тепловыделения по сравнению с расчетом в одномерном приближении, что и объясняет реализацию в двумерном расчете стационарного режима течения.

При повышении концентрации водяного пара до $\beta = 3,2\%$ расчет двумерного течения воспроизводит автоколебательный режим кризиса течения типа 3, как и в одномерном приближении.

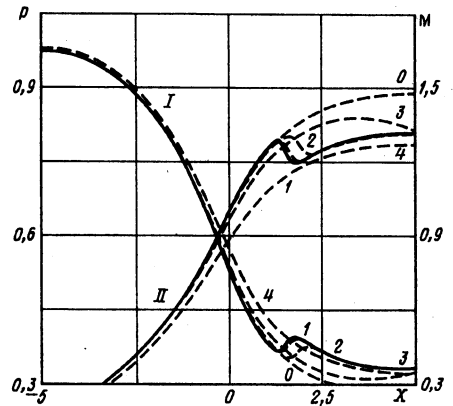
В рассмотренном варианте конфигурации сопла двумерность течения наибольшая, а влияние конденсации при заведомо большой концентрации водяного пара относительно наименьшее (в связи с наименьшим из рассмотренных значений давления торможения). Это позволяет сделать вывод о том, что реальная степень двумерности течения в сверхзвуковой части сопла не будет приводить к стабилизации развитого автоколебательного состояния, соответствующего кризису течения типа 3, во всем рассмотренном диапазоне определяющих параметров. Таким образом, в плоском регулируемом сопле крупномасштабной аэродинамической трубы возможна реализация автоколебательных режимов течения, инициируемых спонтанной конденсацией водяного пара при его концентрациях, соответствующих реальному состоянию атмосферы.

4. Влияние запыленности. Рассмотрим влияние твердых сферических частиц на параметры изэнтропического течения сухого воздуха в данном крупномасштабном сопле. В расчетах приняты следующие параметры вещества частиц: $\rho_0 = 2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $c_s = 600 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$. Коэффициент теплопроводности воздуха $\lambda(T) = 9 T \cdot 10^{-5} \text{ Дж(м} \cdot \text{с} \cdot \text{К)}^{-1}$, коэффициент вязкости $\mu(T) = 0,173(T/273) \text{ Н} \cdot \text{с} \cdot \text{м}^{-2}$.

На фиг. 5 кривые I соответствуют распределениям безразмерных температур $T^\circ = T/T_0$, а кривые II – распределениям безразмерных скоростей $U = u/(RT_0)^{-1/2}$ в



Фиг. 6



Фиг. 7

Фиг. 6. Влияние на скачок конденсации нейтральной мелкодисперсной пыли. Параметры торможения: $T_0 = 300$ К, $p_0 = 0,35 \cdot 10^5$ Н/м², концентрация водяного пара $\beta = 0,6\%$; концентрация пыли $\xi = 0$ – сплошные кривые. Штриховые кривые: 0 – изэнтропическое течение сухого чистого воздуха, %: 1 – $\xi = 1$, 2–3, 3–10, 4–20

Фиг. 7. Влияние на скачок конденсации пыли, активной в качестве центров конденсации. Параметры торможения, сплошные кривые и штриховые кривые 0 соответствуют фиг. 6. Штриховые кривые, %: 1 – $\xi = 0,1$, 2–0,3, 3–1, 4–10

двухфазном потоке при различной дисперсности частиц, массовая концентрация которых мала настолько, что влиянием такого количества пыли на несущий поток можно пренебречь (ниже это будет показано). Видно, что наименьшие частицы находятся практически в условиях динамического и теплового равновесия с газовой фазой, а для наибольших частиц обмен энергией и импульсом с газовой фазой близок к замороженному. Поскольку частицы радиусом $r_s \leq 10^{-5}$ м будут оказывать на поток наибольшее влияние, дальнейшие расчеты выполнены лишь для частиц с $r_s = 10^{-5}$ м.

На фиг. 6 представлены результаты расчета скачка конденсации в потоке влажного запыленного воздуха при условии, что частицы пыли не могут служить центрами конденсации. Здесь и на фиг. 7 кривые I соответствуют распределениям безразмерного статического давления $p = p/p_0$, кривые II – распределениям числа М газовой фазы. Анализ расчетов показывает, что влияние пыли с концентрацией 1% и менее пренебрежимо мало как на параметры в изэнтропической части течения, так и на скачок конденсации. С другой стороны, видно, что торможение потока при взаимодействии с пылью при увеличении ее концентрации приводит к смещению скачка конденсации вниз по потоку и к уменьшению его интенсивности при относительно слабом уменьшении амплитуды роста статического давления.

На фиг. 7 представлены результаты расчета гетерогенно-гомогенной конденсации в потоке влажного запыленного воздуха при наличии мелкодисперсной пыли ($r_s = 10^{-5}$ м), которая может активироваться в качестве центров гетерогенной конденсации водяного пара согласно модели [14]. Предполагалось, что коэффициент конденсации для пыли по отношению к водяному пару равен единице. В данном случае помимо тормозящего воздействия пыль инициирует конденсацию водяного пара практически от состояния насыщения, которое реализуется в районе критического сечения сопла. При этом переохлаждение потока резко падает и при концентрации пыли ~ 10% реализуется течение с практически равновесной конденсацией.

Суммарное влияние активной в качестве центров конденсации пыли пренебрежимо мало при ее концентрации 0,1% и менее. Этот результат можно также интерпретировать следующим образом: эквивалентным будет влияние пыли с коэффициентом конденсации 0,1 и концентрацией 1%. В свою очередь при коэффициенте конденсации 1 количество пыли с концентрацией 1% должно приводить к практическому вырождению скачка конденсации (вариант 3 на фиг. 7). Таким образом, мелкодисперсные частицы пыли, активные в качестве центров конденсации воды, могут использоваться для устранения скачков конденсации и сопутствующих кризисных явлений при концентрациях, которые не будут оказывать заметное непосредственное воздействие на параметры потока.

Заключение. Численными расчетами показано, что в сопле крупномасштабной трансзвуковой аэродинамической трубы ЦАГИ возможно существование течений влажного воздуха с устойчивым переохлаждением.

При соответствующем повышении влажности возможно возникновение автоколебательных режимов, инициируемых спонтанной конденсацией водяного пара.

Реальная степень двумерности течения в сверхзвуковой части сопла не приводит к стабилизации развитого автоколебательного состояния, частота которого может составлять величину порядка 34 Гц.

Частицы пыли радиусом $r_s \leq 10^{-5}$ м находятся в условиях теплового и динамического равновесия с газовой фазой, а частицы с радиусом более 0,001 м слабо реагируют на ускорение несущего газа.

Количество мелкодисперсной пыли, равное 1% массы несущего газа или меньше, оказывает пренебрежимо малое влияние на параметры изэнтропического потока и скачок конденсации, если ее частицы не активны в качестве центров конденсации. Такое же количество пыли (с радиусом частиц $r_s \leq 10^{-5}$ м), активной в качестве центров конденсации, будет приводить к вырождению скачков конденсации и инициируемых ими автоколебаний.

При уменьшении масштаба сопла границы характерных состояний течения, представленные на фиг. 3, будут смещаться в сторону больших значений концентраций водяного пара. Поэтому если состояние устойчивого переохлаждения рассматривать как желательное, а остальные состояния как нежелательные, для сопел меньшего масштаба по сравнению с рассмотренным выше оценки с использованием фиг. 3 будут обеспечивать некоторый гарантированный запас в реализации переохлажденного и в нереализации остальных режимов течения. Этот вывод представляется единственной возможностью расширения области применимости полученных результатов, поскольку условия точного подобия течений с конденсацией примеси водяного пара в потоке несущего газа заключаются в воспроизведении всех параметров, определяющих данное течение [5].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Международным научным фондом (грант N2G000) и Российским фондом фундаментальных исследований (код проекта 96-01-00752).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schmidt B. Beobachtungen uber das Verhalten der durch Wasserdampfkondensation ausgelosten Storungen in einer Überschall-Windkanalduse. Diss. Univ. (TH) Karlsruhe, FRG, 1962. 91 s.
2. Barschdorff D. Verlauf der Zustandsgrößen und gasdynamische Zusammenhänge bei der spontanen Kondensation reinen Wasserdampfes in Lavaldufen // Forsch. Ingenieurw. 1971. В. 37. № 5. P. 146–157.
3. Салтанов Г.А., Ткаленко Р.А. Исследование трансзвукового нестационарного течения при наличии фазовых превращений // ПИМТФ. 1975. № 6. С. 42–48.
4. Schnerr G.H., Mundinger G. Selbsterregte Schwingungen in kompressiblen Zweiphasenströmungen // ZAMM. 1994. В. 74. № 5. S. T373–T375.

5. *Чирихин А.В.* Стационарные и нестационарные течения релаксирующих сред в соплах аэродинамических труб: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Жуковский: ЦАГИ, 1995. 334 с.
6. *Verhovskij V., Filipenkov V.N., Chirikhin A.V.* Nonequilibrium steam condensation in the humid air flow in the flat nozzle of high dimensional transonic tunnel // *Fundamental Res. in Aerospace Sci. Intern. Conf. Book Abstracts. Sect. 3: Nonequilibrium flows and rarefied gas flows. Zhukovsky: TsAGI, 1994. P. 19–22.*
7. *Салтанов Г.А.* Неравновесные и нестационарные процессы в газодинамике однофазных и двухфазных сред. М.: Наука, 1979. 286 с.
8. *Чирихин А.В.* Нестационарная конденсация азота в сверхзвуковом сопле // *Учен. зап. ЦАГИ. 1980. Т. 11. № 5. С. 53–60.*
9. *Стасенко А.Л., Чегис И.Л.* Рассеяние микрочастиц на газовых струях // *Тр. ЦАГИ. 1978. Вып. 1899. С. 3–19.*
10. *Благосклонов В.И., Копченов В.И., Стасенко А.Л., Чеховский В.Ф.* Численное исследование стационарного неоднофазного течения в осесимметричном сопле, методом установления // *Тр. ЦАГИ. 1980. Вып. 2040. С. 3–24.*
11. *Чирихин А.В.* К расчету автоколебаний, инициируемых спонтанной конденсацией потока в трансзвуковой части сопла Лаваля // *Мат. моделирование. 1992. Т. 4. № 10. С. 28–40.*
12. *Schnerr G., Dohrmann U.* Ein numerisches Verfahren zur Berechnung stationärer transsonischer Stromungen mit Relaxation und Warmezufuhr // *ZAMM. 1989. В. 69. № 6. S. 588–591.*
13. *Салтанов Г.А.* Нестационарные течения перегретого и конденсирующего пара // *Prace Inst. Masz. Przepl. PAN. Warszawa; Poznan, 1976. № 70–72. P. 433–453.*
14. *Чирихин А.В.* Численное исследование неравновесной гетерогенно-гомогенной конденсации потока в сверхзвуковых соплах // *Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 1. С. 137–145.*

Москва

Поступила в редакцию
9.IV.1998