

**СПОНТАННАЯ КОНДЕНСАЦИЯ АЗОТА
В ПЛОСКОМ СОПЛЕ КРИОГЕННОЙ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ
ТРУБЫ**

*Г. А. Салтанов, Г. П. Симановский, А. В. Чиригин
(Москва)*

Экспериментальные [1] и численные [2—4] исследования спонтанной конденсации водяного пара в двумерных соплах демонстрируют существенное влияние пространственности течения на конфигурацию зоны фазового перехода. Было обнаружено, что в зависимости от конкретных условий возникают косые (с положительным и отрицательным наклоном), дугообразные, местообразные и т. д. скачки конденсации. Применительно к аэродинамическим трубам со слабосконденсированным потоком в рабочей части подобные явления могут служить дополнительным источником возмущений расчетного поля течения. В свою очередь, в трансзвуковых криогенных аэродинамических трубах, помимо отмеченной особенности, следует ожидать влияния двумерности и на автоколебательное состояние потока. Как известно [4], такое состояние реализуется при возникновении скачка конденсации в области небольших сверхзвуковых значений числа M . В результате возможно изменение зон существования стационарного течения, границы которых в одномерной постановке определены в [5].

В связи с изложенным практический интерес представляет анализ особенностей возникновения автоколебательного течения в плоском сопле, контур которого моделирует профилированное сопло криогенной аэродинамической трубы. При этом эффективным инструментом численного исследования нестационарного взаимодействия волновых структур различного типа в трансзвуковых потоках является модификация метода С. К. Годунова, разработанная в [3].

1. Рассмотрим двумерное течение спонтанно конденсирующегося газа. При этом сделаем обычные для данного случая допущения, а именно: система является адиабатической; течение в целом может быть как стационарным, так и нестационарным; скольжение фаз отсутствует; конденсирующийся газ является термически и калорически совершенным; процесс ядрообразования протекает квазистационарно; конденсат однородно распределен в газовой фазе; капли имеют сферическую форму, скорость изменения их радиуса не зависит от размера, причем возможна как конденсация, так и испарение. Считается, что режим течения капель свободномолекулярный и скорость их роста определяется по формуле Кнудсена.

В результате уравнения динамики для среды в целом и уравнения кинетики в дивергентной форме будут иметь вид

$$(1.1) \quad \frac{\partial a y^{v-1}}{\partial t} + \frac{\partial b y^{v-1}}{\partial x} + \frac{\partial c y^{v-1}}{\partial y} = f,$$

$$a = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho \left(e + \frac{w^2}{2} \right) \end{bmatrix}, \quad b = \begin{bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ \rho u \left(e + \frac{p}{\rho} + \frac{w^2}{2} \right) \end{bmatrix},$$

$$c = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ \rho v \left(e + \frac{p}{\rho} + \frac{w^2}{2} \right) \end{bmatrix}, \quad f = \begin{bmatrix} 0 \\ p(v-1) \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix},$$

$$e = e_1\beta + e_2(1-\beta), \quad \epsilon_1 = \frac{i}{\kappa-1} \frac{F}{\rho_1} + \xi_1, \quad e_2 = c_2 T_s + \xi_2,$$

$$p = \rho_1 R T, \quad \rho = \rho_1 \beta^{-1},$$

$$\frac{\partial \beta \rho y^{v-1}}{\partial t} + \frac{\partial \beta \rho u y^{v-1}}{\partial x} + \frac{\partial \beta \rho v y^{v-1}}{\partial y} = -\rho \omega y^{v-1},$$

$$\frac{\partial \rho \Omega_i y^{v-1}}{\partial t} + \frac{\partial \rho \Omega_i u y^{v-1}}{\partial x} + \frac{\partial \rho \Omega_i v y^{v-1}}{\partial y} = \rho \omega_i y^{v-1},$$

$$\omega = 4\pi \rho_2 \left(r \dot{\Omega}_2 + \frac{1}{3} \frac{J}{\rho} r_*^3 \right), \quad \omega_i = i r \dot{\Omega}_{i-1} + \frac{J}{\rho} r_*^i,$$

$$\Omega_i = \int_{r_*}^{\infty} r^i f(r) dr, \quad i = 0, 1, 2,$$

где p — давление; ρ — плотность смеси; ρ_1 — плотность газовой фазы; T — ее температура; T_s — температура насыщения; u, v — проекции вектора скорости w на оси x и y декартовой системы координат; e, e_1 и e_2 — внутренняя энергия смеси, газовой и жидкой фаз соответственно; κ — показатель адиабаты; R — газовая постоянная; β — массовая концентрация газовой фазы; $\xi_{1,2}$ — константы, значения которых определяются теплофизическими свойствами вещества и системой отсчета; J — скорость ядрообразования, определяемая по формуле Френкеля — Зельдовича; r — радиус капли; r_* — радиус ядра конденсации; r — скорость роста капли; $v = 1, 2$ для плоского и осесимметричного течений соответственно.

Разностная аппроксимация уравнений (1.1) для интегрирования по методу С. К. Годунова строится известным образом [4]. В этой же работе приведены рекомендации по реализации численного алгоритма.

2. Рассмотрим результаты расчета течений азота в плоском модельном сопле, рассчитанном на $M = 1,29$. Форма контура сопла задавалась по аналогии с [5] и показана на фиг. 1. При этом размер критического сечения $\dot{h}_* = 10$ см, длина дозвуковой части 70 см, а сверхзвуковой 55 см. Количество ячеек разбиения по продольной координате x составляло 100, а по вертикали 9, что соответствует предельным возможностям БЭСМ-6 для реализации данной задачи. Теплофизические параметры азота задавались таблицами по данным [6].

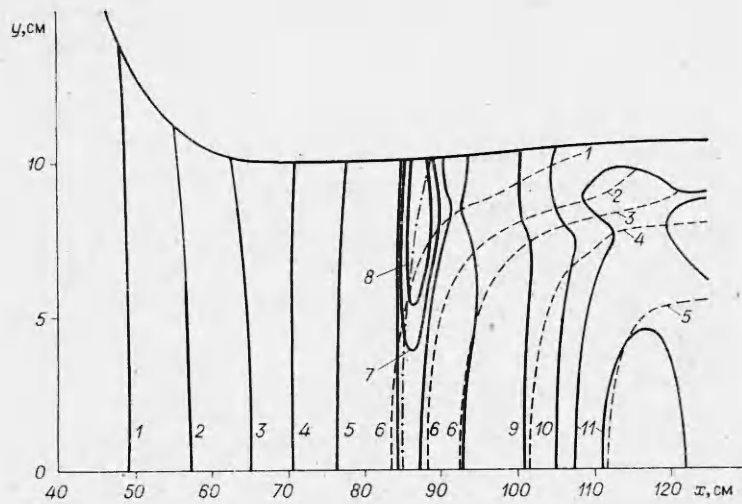
Предварительно было проведено сравнение результатов расчета стационарного течения в одно- и двумерной постановках с различным количеством ячеек по координате y . Соответствующие данные при $p_0 = 7 \cdot 10^5$ Па, $T_0 = 104$ К представлены на фиг. 2 в виде распределений по оси сопла изобарического переохлаждения ΔT , К (кривые I) и отношения статической температуры T к температуре T_0 (кривые II).

Штриховой кривой нанесены результаты расчета в одномерной постановке [5], штрихпунктирной — в двумерной постановке для приосевой части течения, ограниченной тремя ячейками по координате y , а сплошной — результаты расчета в двумерной постановке для сопла полного профиля с девятью ячейками по поперечной координате. Нулем отмечены кривые, соответствующие оси сопла, а единицей — соответствующие его стенке.

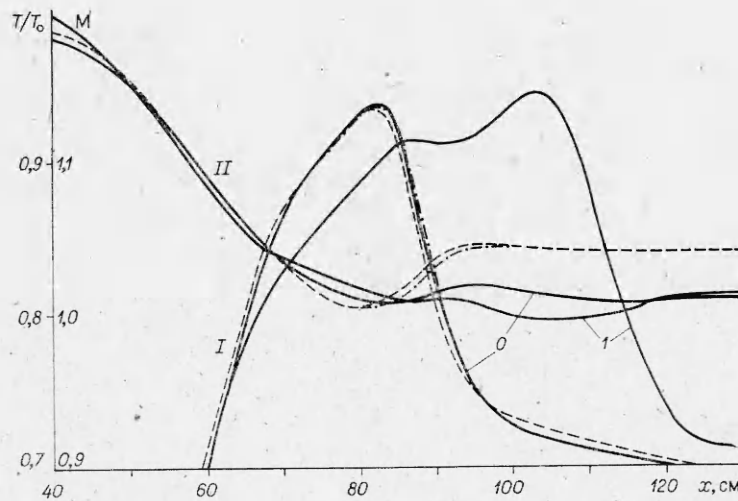
Сравнение штриховых и штрихпунктирных кривых показывает, что для «одномерных» сопел расчет в двумерном приближении практически тождествен расчету в одномерном приближении.

Переходя к анализу влияния пространственности, в первую очередь отметим, что на оси двумерного сопла реализуется практически то же распределение переохлаждения ΔT , что и в одномерном приближении.

Данное заключение согласуется с соответствующим выводом, например, работы [7]. В результате в одно- и двумерном вариантах на оси сопла образуется одинаковое количество центров конденсации, практически



Фиг. 1



Фиг. 2

равны скорости фазового перехода и количества выделившейся теплоты парообразования.

Распределения статической температуры на оси сопла сравнительно хорошо согласуются до точки Вильсона, а за ней наблюдается существенно меньшее влияние неравновесной конденсации в двумерном приближении по сравнению с одномерным. Распределения на стенке сопла в той же степени отличаются от одномерных распределений и от распределений на оси сопла. При этом распределение переохлаждения на стенке имеет два локальных максимума.

Влияние двумерности объясняется на основе анализа полей параметров, представленных на фиг. 1. Здесь нанесены линии равных значений M (сплошные кривые 1—11, $M = 0,5; 0,7; 0,9; 1,0; 1,05; 1,1; 1,102; 1,104; 1,13; 1,15; 1,17$ соответственно); линии равных значений степени конденсации $\delta = 1 - \beta$ (штриховые кривые 1—5, $\delta = 0,1; 1; 2; 3; 2,5\%$ соответственно) и линия максимального переохлаждения (штрихпунктир).

В соответствии с формой линий равных значений M в сверхзвуковой части сопла максимальное переохлаждение первоначально достигается на оси сопла и здесь же (раньше, чем на стенке) начинается конденсация. Иницированные конденсацией возмущения с оси сопла распространяют-

ся вдоль линий Маха к стенке и отражаются от нее. При этом зона падения M на стенке в районе координаты $x = 90$ см практически точно соответствует линии Маха при $M = 1,1$, которая начинается на фронте конденсации на оси сопла при $x = 85$ см. В результате у стенки в этой области повышается давление и температура, а переохлаждение падает (см. фиг. 2), и начало конденсации затягивается.

Поскольку воздействие фазового перехода на параметры течения сконцентрировано в приосевой части, имеется возможность расширения потока к периферии. Этим обусловлено более слабое возмущение газодинамических параметров в скачке конденсации в двумерном течении по сравнению с тем, что дает расчет в одномерном приближении.

Следствием отмеченных особенностей является изменение характера и зон существования автоколебательных режимов течения.

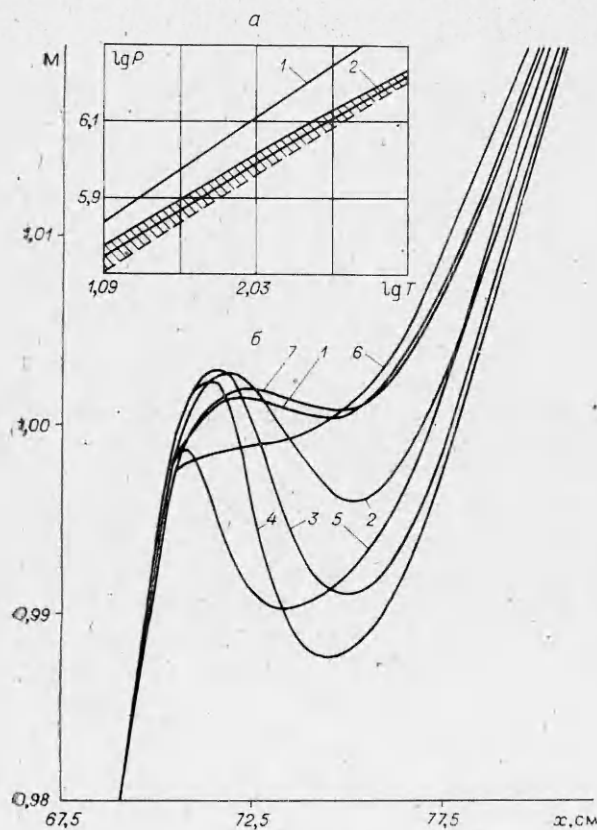
3. Расчеты, выполненные в одномерной постановке, свидетельствуют о последовательной реализации при понижении температуры торможения трех типов автоколебательного состояния течения [4]. К первому типу относится состояние, когда зона перемещения нестационарной ударной волны целиком расположена в сверхзвуковой части сопла. Если зона перемещения ударной волны захватывает критическое сечение, реализуется второй тип автоколебательного состояния. Третий тип автоколебательного состояния характеризуется пульсациями дозвукового течения.

В двумерной постановке расчеты проводились в диапазоне $p_0 = 5 \times 10^5 - 15 \cdot 10^5$ Па, $T_0 = 98 - 116$ К. Они показали наличие лишь второго типа автоколебаний, причем как при повышении, так и при понижении температуры торможения течение стабилизировалось. Так, на фиг. 3, а в координатах $\lg p$, $\lg T$ нанесена линия насыщения азота 1, штриховой линией — граница области параметров торможения p_0 , T_0 , при переходе через которую реализуется автоколебательное состояние первого типа,

и сплошной линией 2 — граница области p_0 , T_0 автоколебательного состояния третьего типа для одномерного течения [5]. Штриховкой указана зона существования автоколебательного состояния в двумерном сопле.

На фиг. 3, б показаны распределения M по оси сопла в последовательные моменты времени на протяжении одного периода колебания, который начинается кривой 1 и заканчивается кривой 7. В данном случае $p_0 = 15 \cdot 10^5$ Па, $T_0 = 115,5$ К, а частота пульсаций составила 26 Гц.

На фиг. 4 показана эволюция изолиний $M=1$ на протяжении другого периода колебания, который в данном случае начинается состоянием 1 с вырожденной ударной волной и заканчивается таким же состоянием 7 (соответствует кривой 6 на фиг. 3, б). Здесь сплош-



Фиг. 3

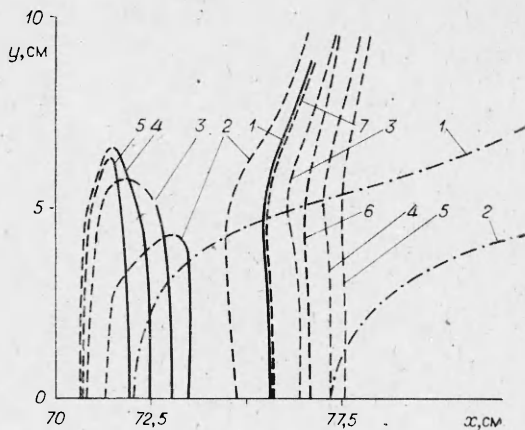
ными линиями 2—5 показаны положения ударной волны, а штриховыми — линии перехода через скорость звука вблизи критического сечения сопла при $x = 70$ см и в зоне последующего расширения потока. Штрихпунктирной кривой 1 нанесена изолиния $\delta = 0,1\%$, а кривой 2 — изолиния $\delta = 1\%$ для состояния течения 2.

В данном случае наблюдается более сильное влияние двумерности, чем в варианте со стационарным скачком конденсации. Так, возросла область пониженных значений M у стенки, а зона конденсации занимает едва половину сечения сопла.

Кроме того, несколько возрастает время существования состояния с вырожденной ударной волной (кривые 6, 7).

Таким образом, первичная двумерность течения приводит к тому, что конденсация начинается на оси сопла и, воздействуя на состояние газа у стенки, задерживает развитие фазового перехода с периферийной части течения. Это приводит, с одной стороны, к усилению эффекта двумерности, а с другой — к более плавному изменению параметров в зоне конденсации и сужению области существования автоколебательных состояний течения.

В заключение отметим, что частотные характеристики, полученные в двумерном приближении, хорошо согласуются с тем, что дает одномерное приближение [5].



Фиг. 4

ЛИТЕРАТУРА

1. Салтанов Г. А. Сверхзвуковые двухфазные течения. Минск: Вышэйш. школа, 1972.
2. Давыдов Л. М. Исследование неравновесной конденсации в сверхзвуковых соплах и струях.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 3.
3. Салтанов Г. А., Симановский Г. П. Двумерные смешанные течения пересыщенной и двухфазной среды с неравновесными фазовыми превращениями.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 4.
4. Салтанов Г. А. Неравновесные и нестационарные процессы в газодинамике. М.: Наука, 1979.
5. Чирихин А. В. Численное исследование нестационарных трансзвуковых течений спонтанно конденсирующегося азота в соплах криогенных аэродинамических труб.— Тр. ЦАГИ, 1982, вып. 2177.
6. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.
7. Сковородко П. А. Влияние гомогенной конденсации в свободной струе на интенсивность молекулярного пучка.— В кн.: Некоторые задачи гидродинамики и теплообмена. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1976.

Поступила 15/IX 1983 г.