

трубок будем иметь случай покоящейся жидкости ( $W = 0$ ). По мере ускорения их происходят как переток жидкости, так и движение ее в трубе (течение при некотором  $W$ ). Если в трубе несколько пузырей, то суммарная сила Архимеда будет большей и цепочка пузырей может всплывать в погруженной трубе с большой скоростью в отличие от задачи при высунутом конце трубы (тушиковом канале). Как показывают расчеты, при  $\lambda$ , близком к единице, переток даже небольшого количества жидкости через узкий зазор между стенками пузыря и трубы вызывает огромное местное сопротивление в районе пузыря. Поэтому проталкивание жидкости в затопленном канале происходит тогда, когда нет резких перепадов трения на стенке, т. е. при «поршневом режиме движения», реализуемом при определенной скорости всплытия. Согласно приведенным расчетам, это будет для  $W > 1$ . Приближенную оценку скорости проталкивания можно получить из следующих соображений. Расход жидкости в зазоре в случае всплытия пузыря в трубе с высунутым концом известен и равен  $u_0 s$  ( $s$  — миделево сечение пузыря). Это количество должно перетечь через кольцевой зазор, площадь которого равна  $s_T - s$  ( $s_T$  — площадь сечения трубы). Тогда средняя скорость жидкости в зазоре  $W_c = u_0 s / (s_T - s)$ . Это приближенно та среднерасходная скорость, с которой должна двигаться жидкость на входе и выходе трубы, чтобы реализовался «поршневый режим течения». Для  $\lambda = 0,98$  имеем  $W_c = u_0 \lambda^2 / (1 - \lambda^2) = 24u_0$  (сферический пузырь). При  $\lambda = 0,8$  получим  $W_c = (16/9)u_0$  ( $u_0$  можно определить из [6]). При меньших  $\lambda$ , как видно из рис. 2 и [6], отрицательные пики трения не столь велики и вклад их в общее сопротивление жидкости о стенки трубы может быть мал. Оценим  $W$  для «поршневого режима течения». В этом случае объем проталкиваемой жидкости  $us = u_c s_T$ , тогда  $u_c = u\lambda^2$  или  $W = 2\lambda^2$ . При  $\lambda = 0,8$   $W = 1,28$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рагулин В. В. К задаче о протекании вязкой жидкости сквозь ограниченную область при заданном перепаде давления или напора // *Динамика сплошной среды*: Сб. науч. тр./АН СССР, Спб. отд-ние. Ин-т гидродинамики.— 1976.— Вып. 27.
2. Cagnet G., Lebouche M., Souhar M. Utilisation des techniques électrodynamiques pour la mesure de frottement pariétal dans les écoulements diphasiques // *Houille blanche*.— 1978.— N 5.
3. Кашинский О. Н., Козьменко Б. К., Кугателадзе С. С., Накоряков В. Е. Исследование напряжения трения на стенке в восходящем снарядном течении // *ПМТФ*.— 1982.— № 5.
4. Nakorjakov V. E., Kashinsky O. N., Kozmenko B. K. Experimental study of gas liquid slug flow in a small-diameter vertical pipe // *Intern. J. Multiphase Flow*.— 1986.— V. 12, N 3.
5. Волков П. К., Кузнецов Б. Г. Численное решение задачи о стационарном обтекании вязкой жидкостью газовой полости в трубе // *ЧММСС*.— 1982.— Т. 13, № 5.
6. Волков П. К. Всплывание газового пузыря в трубе, заполненной вязкой жидкостью // *ПМТФ*.— 1989.— № 6.
7. Волков П. К. Алгоритм численного решения задачи стационарного обтекания пузыря заданной жидкостью // *Тр. IX Всесоюз. шк.-семина. «Численные методы динамики вязкой жидкости»*.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1983.

г. Новосибирск

Поступила 28/III 1989 г.,  
в окончательном варианте — 26/IV 1990 г.

УДК 533.6.011

В. И. Запругаев, А. В. Солотчин

### ТРЕХМЕРНАЯ ОСОБЕННОСТЬ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ В СВЕРХЗВУКОВОЙ НЕДОРАСПИРЕННОЙ СТРУЕ

На шпирен-снимках сверхзвуковых неизобарических струй, истекающих из осесимметричного сопла в затопленное пространство, отчетливо видны продольные полосы, на происхождение которых в литературе не имелось ответа. Сопоставление наблюдаемых продольных полос в струе с аналогичными полосами, возникающими при

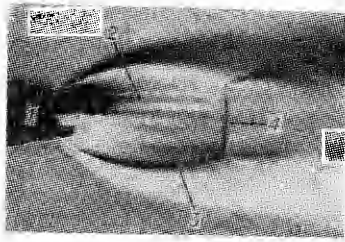
обтекании дозвуковым потоком вогнутых поверхностей, позволило выдвинуть гипотезу о подобии этих явлений. Трехмерные возмущения на вогнутых поверхностях представляют собой продольные вихри Тейлора — Гёртлера, оси которых параллельны вектору скорости невозмущенного потока [1—6]. Наиболее вероятная причина образования вихрей — потеря устойчивости пограничного слоя из-за искривления линии тока на вогнутой стенке или в области присоединения отрывного течения. Образование вихрей ведет к неравномерности распределения газодинамических величин на обтекаемых поверхностях [7, 8]. Предполагается, что чередование темных и светлых продольных полос на снимках как разреженных [9, 10], так и плотных [11—13] струй вызвано развитием в потоке когерентных структур типа вихрей Тейлора — Гёртлера. Наличие продольных вихревых структур должно привести к неравномерности распределения газодинамических величин в струе.

Изучение данной неравномерности в сверхзвуковой недорасширенной струе и составило предмет экспериментальных исследований настоящей работы.

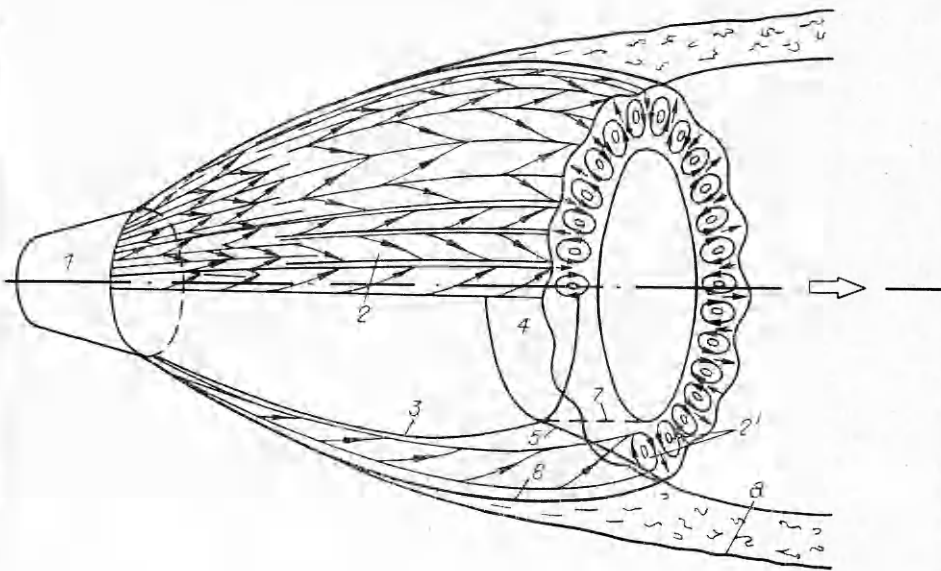
Исследование пространственной неоднородности проводилось методом фотографирования и измерения полного и статического давлений в области течения, расположенной между висячим скачком уплотнения и границей струи в так называемом сжатом слое [13]. Для этого выбрана сверхзвуковая осесимметричная струя с числом Маха в выходном сечении сопла  $M_a = 1,5$  в режиме истечения со степенью нерасчетности  $n = 10$ . Струя истекала из конического сопла с выходным диаметром  $d_a = 1,4 \cdot 10^{-2}$  м и углом полураствора  $8^\circ$ . Число Рейнольдса струи, подсчитанное по параметрам в выходном сечении сопла,  $Re_a \sim 10^6$ . Струйная установка снабжена оптической системой ИАБ-451, с помощью которой получены шпирен-снимки сверхзвуковых неизобарических струй с временем экспозиции  $\tau = 2 \cdot 10^{-2}$  с. Измерение полного и статического давлений проводилось с помощью соответствующих стандартных осесимметричных пневмоприемников с диаметром приемных отверстий  $3 \cdot 10^{-4}$  м. Цилиндрический приемник статического давления имел четыре отверстия, расположенных на расстоянии восьми калибров от вершины конической головки. Для уменьшения погрешности измерений угол наклона приемников к оси струи совпадал с углом наклона касательной к предполагаемой линии тока в середине сжатого слоя струи (угол наклона касательной определяется по шпирен-снимкам). Отсчет перемещения приемников давления проводился в цилиндрических координатах, из которых координата  $x$  была направлена по оси струи,  $r$  — по радиусу струи, а вершина полярного угла  $\varphi$  располагалась на оси струи. Перемещение приемника давления по  $x$  и  $r$  осуществлялось дискретно, по координате  $\varphi$  — непрерывно в пределах изменения полярного угла от  $0$  до  $53^\circ$ . Измерительная система состояла из индуктивного датчика давления типа ДМИ и вторичной аппаратуры. Средняя квадратическая погрешность системы не превышала  $\pm 3\%$ . Измерения показали, что полное давление зависит от всех трех координат, а статическое — от  $x$  и  $r$ .

На рис. 1 приводится шпирен-снимок сверхзвуковой недорасширенной струи, истекающей из сопла 1, на рис. 2 — приближенная структура течения в струе. Основные элементы начального участка недорасширенной струи на рис. 1 и 2 обозначены одинаково. Особенностью приведенной структуры течения является вихревой слой 2, состоящий из конечного числа вихрей 2' противоположного вращения. Вихревой слой на шпирен-снимке отображается в виде темных и светлых продольных полос. На рис. 1, 2 цифры 3—5 — висячий, центральный и отраженный скачки уплотнения соответственно, 6 — граница сверхзвуковой струи, 7 — контактный разрыв, 8 — дозвуковая граница струи. Предполагаемую схему течения в струе подтверждают результаты экспериментального исследования, анализ и обсуждение которых приводятся ниже.

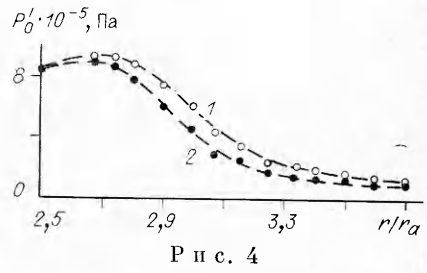
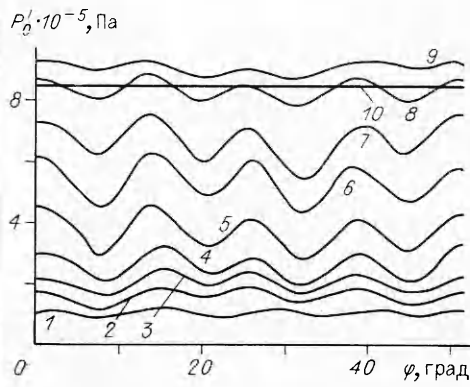
На рис. 3 даны графики распределения по азимуту полного давления за прямым скачком уплотнения  $P_0$  в сжатом слое струи. Результаты получены в поперечном сечении струи, расположенном на расстоянии  $x_2 = 5,23r_a$  от выходного сечения сопла ( $r_a$  — радиус выходного сечения сопла). Каждая кривая на рис. 3 соответствует определенному радиальному расстоянию от оси струи до приемника полного давления. Относи-



Р и с. 1



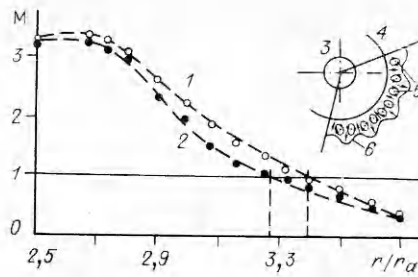
Р и с. 2



Р и с. 4

Р и с. 3

Р и с. 5



тельные значения параметра  $\bar{r} = r/r_a$ : 1 — 3,70; 2 — 3,50; 3 — 3,34; 4 — 3,24; 5 — 3,07; 6 — 2,92; 7 — 2,90; 8 — 2,80; 9 — 2,73; 10 — 2,50. Кривая 1 получена при измерении полного давления на дуге окружности вблизи границы струи, 10 — вблизи висячего скачка уплотнения. Как следует из графиков, распределение полного давления по азимуту для  $r_1$  и  $r_{10}$  не зависит или слабо зависит от  $\varphi$ . Для остальных радиальных расстояний, расположенных между этими крайними, полное давление сверхзвукового потока в сжатом слое струи распределяется по азимуту неравномерно. Неравномерность заключается в периодическом чередовании максимальных и минимальных значений газодинамической величины, причем экстремумы на волнообразных кривых фиксируются примерно при одних и тех же углах поворота пневмоприемника давления. Число Маха потока в сжатом слое струи, рассчитанное по измеренным полному и статическому давлению, имеет такую же периодическую неравномерность распределения по координате  $\varphi$ .

Графики распределения  $P'_0$  и  $M$  по радиусу в пределах сжатого слоя струи приведены на рис. 4, 5. Они построены по осредненным максимальным и минимальным значениям этих величин в пределах изменения  $\varphi$  от 0 до  $53^\circ$ . Неоднородность распределения газодинамических величин выражается в расслоении кривых на максимальные 1 и минимальные 2 значения. Соединение кривых, указывающее на выравнивание  $P'_0$  и  $M$  в потоке, происходит в дозвуковом пограничном слое струи, с одной стороны, и вблизи висячего скачка уплотнения — с другой. Разность между максимальными и минимальными значениями характеризует степень неравномерности распределения газодинамических величин в сжатом слое струи. В сечениях, расположенных ближе к соплу, неравномерность распределения газодинамических величин более высокая, чем в отдаленных. Так, наибольшие отклонения полного давления перед прямым скачком уплотнения  $P_0$  и  $M$  в экстремумах периодических кривых в сечениях  $x_1, x_2, x_3$  составляют соответственно:  $\Delta P_0 = P_{0\max} - P_{0\min} \approx 5,6 \cdot 10^5$ ;  $4,3 \cdot 10^5$ ;  $1,3 \cdot 10^5$  Па,  $\Delta M = M_{\max} - M_{\min} \approx 0,45$ ;  $0,4$ ;  $0,2$ . Степень неравномерности распределения газодинамических величин в сжатом слое первой бочки недорасширенной струи составляет 10—22 % от среднего, что согласуется с данными, полученными на обтекаемых поверхностях [7].

Из результатов анализа экспериментального материала следует, что  $P_0$  и  $M$  имеют пространственную неоднородность распределения в потоке сжатого слоя струи. Подобное распределение газодинамических величин в пограничном слое на обтекаемых поверхностях вызывается вихрями Тейлора — Гёртлера [3, 6—8].

Следовательно, периодическое изменение газодинамических величин по азимуту периферии струи и неравномерность распределения оптической плотности на шпирен-снимках (продольные полосы) могут быть обусловлены наличием в струе продольных вихрей типа вихрей Тейлора — Гёртлера (см. рис. 1, 2). В струе, как и на обтекаемых поверхностях, вихри, имеющие противоположное направление вращения, образуют в сжатом слое устойчивую пространственную вихревую структуру, которая накладывается на основное течение сжатого слоя струи. Вследствие вращения вихрей в противоположных направлениях образуются межвихревые продольные плоскости, куда происходит втягивание либо высоконапорного, либо низконапорного потоков. В поперечных сечениях струи этим плоскостям отвечают радиальные линии, при прохождении которых датчик периодически фиксирует максимальные или минимальные значения полного давления. В результате периодического выхода на границу струи высоконапорного и низконапорного потоков граница (исповерхность с  $M = 1$ ) деформируется. Из рис. 5 следует, что низконапорный поток (кривая 2) достигает  $M = 1$  на границе струи при меньших радиальных расстояниях, чем высоконапорный (кривая 1). Поэтому в поперечном сечении сверхзвуковая граница ( $M = 1$ ) приобретает рельефную форму (как схематично показано в правом верхнем углу рис. 5, где

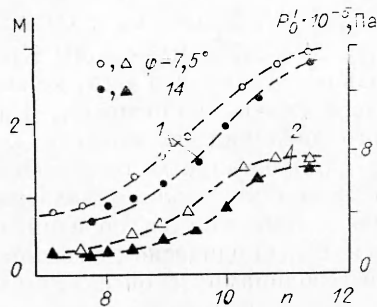


Рис. 6

максимальным значениям газодинамических величин. Угол поворота пневмоприемника полного давления задавался таким, при котором измерялись либо  $P'_{0\max}$ , либо  $P'_{0\min}$ . Неоднократное повторение измерений не нарушило плавного хода кривых, приведенных на рис. 6 (линии 1 — число Маха, 2 — давление).

На шпирен-снимках струи видно, что количество продольных полос вблизи сопла больше, чем в конце бочки, т. е. наблюдается тенденция увеличения ширины полос и уменьшения их количества вниз по течению струи. Каждый вихрь в струе фиксируется на шпирен-снимке в виде темной и светлой полос. Если известно изменение давления по азимуту, то несложно определить количество вихрей в сечениях струи, так как пара вихрей располагается между двумя смежными максимумами или минимумами. По графикам  $P'_0(\varphi)$  (см. рис. 3) установлено приближенное количество вихрей в соответствующих сечениях начального участка недорасширенной струи. Так, в сечении  $x_1$  количество вихрей составило 84, в  $x_2$  — 56, в  $x_3$  и  $x_4$  — 28. Для того чтобы совпадали направления векторов местной скорости соприкасающихся вихрей, их количество в любом сечении струи должно быть четным. С увеличением расстояния от сопла в результате слияния происходит укрупнение продольных вихрей.

Таким образом, результаты, полученные при исследовании неравномерности распределения газодинамических величин в недорасширенной струе, не противоречат выдвинутой гипотезе о существовании в сжатом слое неизобарических струй вихревых образований типа вихрей Гейлора — Гёртлера.

Авторы благодарят Н. А. Желтухина за внимание к работе и полезные советы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.— М.: Наука, 1969.
2. Жину Д. Система вихрей вниз по течению от места повторного присоединения высокоскоростных потоков: приближенное решение // РТК.— 1971.— Т. 9, № 4.
3. Глотов Г. Ф., Мороз Э. К. Продольные вихри в сверхзвуковых течениях с отрывными зонами // Учен. зап. ЦАГИ.— 1977.— Т. 8, № 4.
4. Бражко В. Н. Периодическая структура течения и теплопередачи в области присоединения сверхзвуковых потоков // Учен. зап. ЦАГИ.— 1979.— Т. 10, № 2.
5. Желтоводов А. А., Шилейн Э. Х., Яковлев В. Н. Развитие турбулентного пограничного слоя в условиях смешанного взаимодействия со скачками уплотнения и волнами разрежения.— Новосибирск, 1983.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ; № 28).
6. Глотов Г. Ф. Модель брызгообразования при взаимодействии струи газа с жидкой ванной // Гидромеханика и теория упругости: Межвуз. науч. сб.— Днепропетровск, 1983.— Вып. 30.
7. Ингер Дж. Трехмерные особенности процессов тепло- и массообмена в зоне присоединения высокоскоростного потока // РТК.— 1977.— Т. 15, № 3.
8. Глотов Г. Ф. Трехмерные эффекты в интенсивных вихрях // Пионеры освоения космоса и современность: Сб. науч. тр.— М.: Наука, 1988.
9. Новопапин С. А., Перепелкин А. Л. Самоорганизация течения в сверхзвуковой предтурбулентной струе.— Новосибирск, 1988.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТ; № 175).

10. Кутателадзе С. С., Новопашии С. А., Перепелкин А. Л., Ярыгин В. Н. Тонкая структура течения сверхзвуковой недорасширенной турбулентной струи // ДАН СССР.— 1987.— Т. 295, № 3.
11. Lamont P. G., Hund B. L. The impingement of underexpanded axisymmetric jets on wedges // J. Fluid Mech.— 1976.— V. 76.— P. 2.
12. Adamson T. G., Nicholls J. A. On the structure of jets from highly underexpanded nozzles into still air // J. Aerospace Sci.— 1959.— V. 26, N 2.
13. Сверхзвуковые неизобарические струи/В. С. Авдусевский, Э. А. Ашратов, А. В. Иванов, У. Г. Пирумов.— М.: Машиностроение, 1985.
14. Запругаев В. И., Солотчин А. В. Пространственная структура течения в начальном участке сверхзвуковой недорасширенной струи.— Новосибирск, 1988.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ; № 23—88).

г. Новосибирск

Поступила 9/III 1989 г.,  
в окончательном варианте — 23/III 1990 г.

УДК 532.529

Н. П. Гриднев

### ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ И УЛУЧШЕНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ ЗА СЧЕТ ВЫДУВА ИЗ НИХ СТРУИ ГАЗА С ЧАСТИЦАМИ

Одним из возможных средств изменения аэродинамических характеристик летательных аппаратов и снижения тепловых потоков к их стенкам может оказаться выдувание с их поверхности струи газа с частицами [1]. Физической основой этому, как и при установке иглы в носовой части аэродинамической модели [2], является изменение структуры течения в окрестности обтекаемого тела. В данной работе рассматриваются характер течения и аэродинамические характеристики тел вращения (конус, состыкованный с цилиндром, цилиндр), возникающие при сверхзвуковом обтекании в случае выдува из них струи газа с твердыми частицами. Исследование проводится на основе численного решения полной системы уравнений Навье — Стокса для вязкого теплопроводного газа. Используется разностная схема 3-го порядка точности [3, 4].

Цилиндр и конус, состыкованный с цилиндром, располагались под нулевым углом атаки к набегающему сверхзвуковому потоку. Это позволяло решать задачу в двумерной постановке. Струя из тела выдувалась по оси симметрии, и ее поперечный размер был в 12 раз меньше, чем у цилиндра. Предполагалось, что скорость частиц, выдуваемых со струей газа, на срезе отверстия равна скорости струи, затем по заданному закону она уменьшается и на определенном расстоянии от тела становится много меньше своего начального значения. Можно считать, что в этот момент частица (назовем ее частица-лидер) остановилась. Характер возникшего в данный момент течения и будет нас интересовать. Дело в том, что затормозившаяся частица-лидер затем увлекается набегающим потоком и сносится вниз, а на ее место становится вновь пришедшая, и картина течения, несмотря на некоторую нестационарность, со временем остается подобной себе. Ввиду конечности размеров расчетной сетки выдержать соотношение между размерами обтекаемого тела и частицы не представлялось возможным. Поэтому поперечный размер частицы был в 12 раз меньше, чем самого тела. В действительности же это различие может быть значительно больше. Расстояние, на котором частица теряет свою скорость, зависит как от соотношения скоростных напоров набегающего потока и выдуваемой струи, так и от кинетической энергии и формы частицы. В случае необходимости его можно определить из эксперимента.

Система уравнений Навье — Стокса бралась в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial r} + \Phi = 0,$$