

## НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ВЯЗКИХ СТРУЙ

Е. Н. БОНДАРЕВ, Г. А. ГУЩИН

(Москва)

Проведены численные исследования распространения в спутном сверхзвуковом потоке вязких нерасчетных струй, истекающих из сопел квадратного и прямоугольного сечений, и блочных струй, включающих в себя от двух до девяти одиночных, и исследованы особенности их течения на начальном, переходном и основном участках. В частности, для блочных струй рассмотрена возможность их замены эквивалентной по расходу одиночной осесимметричной струей.

Для расчета пространственной недорасширенной сверхзвуковой струи, истекающей в спутный поток, в [1] было предложено использовать численный метод решения упрощенной системы уравнений Навье – Стокса для стационарного течения и проведены некоторые численные исследования пространственного взаимодействия четырех струй в спутном сверхзвуковом потоке на небольших расстояниях от среза сопла – в основном на начальных участках струй, где слои смешения вдоль границ струй еще не сомкнулись.

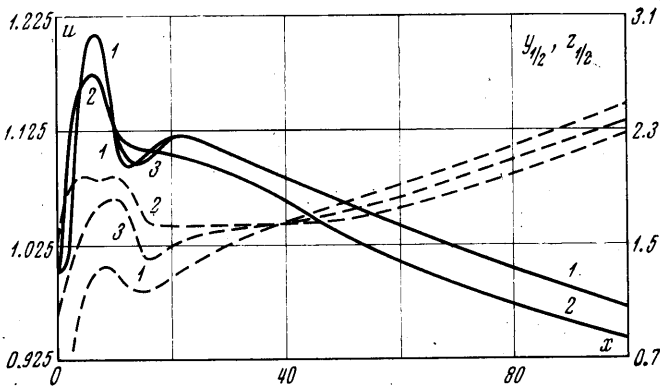
Здесь метод работы [1] использован для изучения особенностей распространения пространственных вязких струй на больших расстояниях от среза сопла в области основного участка, где слои смешения сомкнулись и образовалась единая пространственная струя. Система уравнений, граничных условий, численный метод, система координат и обозначения использованы такие же, как и в работе [1].

**1. Истечение одиночных струй из неосесимметричных отверстий в спутный поток.** Исследовалось истечение из сопел равной площади с круглым, квадратным и прямоугольным выходным сечением (прямоугольное – с отношением  $e=d/l=0.3$ , где  $d$  – ширина отверстия,  $l$  – его длина). Расчеты были проведены для струй воздуха ( $\gamma=1.4$ ) с числом  $M_1=2.5$  на оси в начальном сечении и с числом  $M_2=2.0$  в невозмущенном спутном потоке. Давление на оси рассматриваемых струй  $p_1$  в 5 раз больше, чем во внешнем спутном потоке  $p_2$  (т. е. степень нерасчетности струи  $n=p_1/p_2=5$ ). Число Рейнольдса  $Re_1=0.35 \cdot 10^3$ . Поперечные скорости  $v$  и  $w$  полагались в начальном сечении равными нулю. Отношение статической температуры спутного потока к температуре на срезе сопла было задано равным единице. Все параметры отнесены к соответствующим значениям на оси рассматриваемых струй в начальном сечении.

Рассмотрим сначала изменение продольной компоненты скорости на оси струй (фиг. 1). Кривая, отмеченная цифрой 1, соответствует истечению из квадратного сопла, цифрой 2 – из прямоугольного, 3 – эквивалентное осесимметричное сопло. На кривой 1 область течения до точки, где скорость достигает первого максимального значения, относится к начальному участку струи, область течения за вторым максимумом – к основному участку; между максимумами расположена переходная область. Хорошо видно, что для квадратного сопла характерно почти такое же изменение осевой скорости, как и для осесимметричного. Небольшое отличие проявляется лишь на переходном участке из-за влияния в случае квадратного выходного сечения вторичных течений, вероятным источником которых являются острые углы.

Для прямоугольного сопла ( $e=0.3$ ) также характерно наличие трех участков изменения осевой скорости на оси струи. Во-первых, это участок течения с потенциальным ядром ( $x=x^*/r_+ < 4$ , где  $r_+$  – радиус эквивалент-

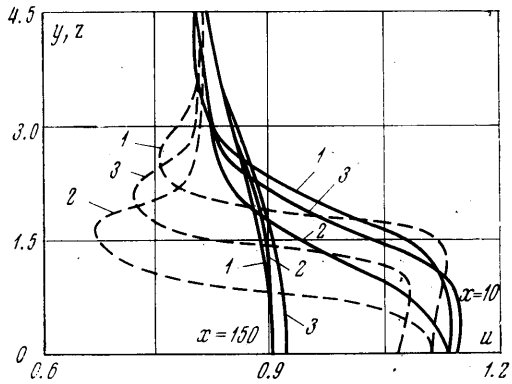
ного по расходу осесимметричного сопла,  $x^*$  — расстояние вдоль оси). На этом участке смещение, начинающееся на границах прямоугольной струи, пока еще не распространяется на все поля течения, оставляя, таким образом, область, характеризующуюся значением осевой скорости, близким к значению скорости на оси осесимметричной струи. На втором — переходном — участке ( $x < 40$ ) картина изменения осевой скорости зависит от



Фиг. 1

формы выходного сечения, точнее говоря, от его полудлины. За переходным участком картина течения независимо от формы отверстия приближается к картине осесимметричного течения. Отличие значений безразмерной скорости вдоль оси при  $x=100$  для кривых 1 и 2 составляет 3% и с ростом  $x$  продолжает уменьшаться. Таким образом, длина начального и переходного участков зависит от геометрии выходного сечения сопла, поскольку на формирование этих участков влияет развитие процесса смещения в боковом направлении, начинающегося на кромках сопла.

Как уже отмечалось, на последнем этапе распределение осевой скорости независимо от формы выходного сечения сопла приближается к осесимметричному. Однако это еще не свидетельствует о том, что поток действительно осесимметричен. Поэтому для прямоугольного сопла с отношением сторон  $e = 0.3$  были построены профили скорости в различных поперечных сечениях в плоскостях  $XU$  (большая полуось) и  $XZ$  (фиг. 2). Цифра 1 соответствует профилям в плоскости  $XU$ , 2 — в плоскости  $XZ$ , 3 — эквивалентная осесимметричная струя.



Фиг. 2

Профили скорости в сечении  $x=2$  (пунктирные кривые) существенно различны: здесь профиль в плоскости  $XU$  лежит выше, чем в плоскости  $XZ$ . При  $x=10$  профили скорости в рассматриваемых плоскостях отличаются уже гораздо меньше. Далеко от среза сопла ( $x=150$ ) профили скорости в поперечных плоскостях практически сливаются. Течение становится осесимметричным и влияние начальной геометрии полностью исчезает.

В [2, 3] для корреляции результатов экспериментов широко использовались данные об увеличении по потоку значений поперечной  $z_{1/2}$  и продольной  $y_{1/2}$  координат, в которых среднее значение скорости составляет половину ее значения на оси. Для струи в спутном потоке указанные выше координаты соответствуют полусумме скоростей на оси струи и в невозмущенном спутном потоке.

В данной работе такие границы (границы полуширины) получены для рассматриваемых сопел круглого, квадратного и прямоугольного ( $e=0.3$ ) сечений. Для сопла прямоугольного сечения изменение по длине струи границ полуширины пунктирными линиями показано на фиг. 1 (1 — малая полуось, 2 — большая, 3 — эквивалентная круглая струя). Результаты расчетов свидетельствуют о том, что для рассматриваемой трехмерной струи полутолщина вдоль малой оси сначала растет (до минимума давления на оси), затем с ростом давления уменьшается, а начиная примерно с  $x=15$  растет практически линейно.

Полутолщина вдоль большой оси вначале ведет себя примерно так же, как и для малой (отметим лишь наличие «седловины» при  $x=4\div 10$ ), но начиная с  $x=17$  остается постоянной до  $x=50$ . В сечении  $x=40$  кривые изменения полутолщины пересекаются и после этого растут примерно с одинаковой скоростью. В дальнейшем, на большом расстоянии от среза сопла, где течение приближается к осесимметричному, наблюдается тенденция к сближению этих кривых. Если для прямоугольного сопла в различных сечениях  $x$  построить границы полуширины, то видно, что с ростом  $x$  прямоугольник постепенно превращается в эллипс, большая ось которого соответствует большей оси сопла. Затем эти кривые становятся почти круговыми ( $x=40$ ).

При дальнейшем увеличении  $x$  кривые снова принимают вид эллипсов, однако теперь большая ось повернута на  $90^\circ$  по отношению к большей оси отверстия. Таким образом, на начальном и переходном участках струя более интенсивно расширяется в направлении малой полуоси. Объясняется это тем, что в первом приближении в начальном сечении прямоугольную струю в направлении оси  $z$  можно считать плоской, а в направлении оси  $y$  — осесимметричной. Плоская же струя расширяется более быстро, чем круглая. В [4] такое явление было отмечено для невязкой пространственной струи.

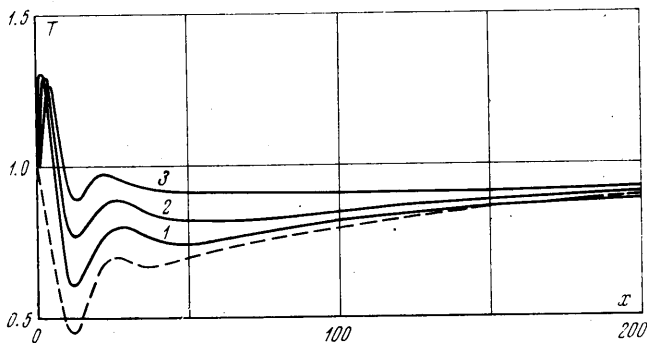
Интересно остановиться на границе полуширины струи, вытекающей из квадратного сопла. Как уже отмечалось выше, распределение газдинамических параметров вдоль оси для квадратного сопла практически совпадает с распределением параметров вдоль оси осесимметричной струи. Однако если рассмотреть профили в различных поперечных сечениях в плоскости  $X\bar{Y}$  и в диагональной плоскости, то можно заметить, что струя, истекающая из квадратного сопла, еще долго остается трехмерной, несмотря на полное совпадение параметров вдоль оси начиная с  $x=20$ .

Особенно хорошо эту неосесимметричность видно, если рассмотреть границы полуширины квадратного сопла вдоль оси  $y$  и диагонали квадрата  $R$ . На начальном участке полутолщина вдоль оси  $y$  растет быстрее, чем вдоль  $R$ , и при  $x=4$  кривые изменения полуширины пересекаются и струя как бы поворачивается на  $45^\circ$  — ось  $y$  становится диагональю отверстия,  $R$  — его полушириной. Вторичное пересечение этих кривых происходит при  $x=22$ , после чего квадратная струя возвращается в свое первоначальное состояние (в смысле расположения осей). На большом расстоянии от среза сопла ( $x>100$ ) струя из квадратной становится почти круглой.

Авторы [2, 3] для дозвуковых вязких струй, истекающих из прямоугольных отверстий, определили, что в качестве параметра подобия можно использовать границу полуширины, причем было отмечено, что на на-

чальном участке профили скорости подобны лишь в плоскости малой оси струи, а на основном — подобны в направлении как большой, так и малой осей.

Для рассмотренных выше сверхзвуковых трехмерных струй, вытекающих в спутный сверхзвуковой поток, на переходном участке граница полуширины не является параметром подобия ни в одной из плоскостей. На основном участке истечения ( $x > 40$ ) профили скорости для прямоугольного сопла в зависимости от безразмерных координат  $y/y_{1/2}$  и  $z/z_{1/2}$  в плос-



Фиг. 3

костях  $XU$  и  $XZ$  подобны, т. е. на основном участке границу полуширины можно использовать в качестве параметра подобия.

**2. Блочная струя.** Исследование взаимодействия струй, истекающих из многосопловых компоновок, является весьма сложной задачей, чем объясняется применение в исследованиях в основном экспериментальных методов. Из работ, посвященных численному решению задачи взаимодействия струй, можно отметить [5, 6], авторы которых рассмотрели ряд задач взаимодействия осесимметричных сверхзвуковых струй идеального газа друг с другом и с плоскостью, а также [7], в которой исследуется составная изобарическая турбулентная струя.

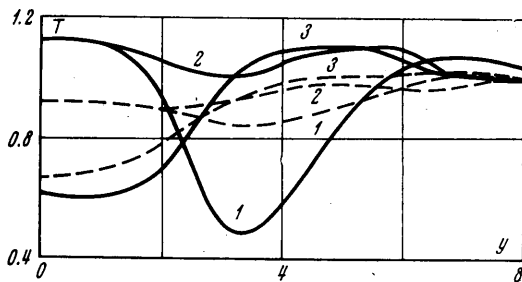
Здесь рассматривается распространение блочных неизобарических вязких струй на начальном и основном участках.

Течение в блочной струе зависит от большого числа критериев подобия и физических процессов, происходящих в струе. Основными из них являются нерасчетность  $n$ , числа Маха на срезе одиночного сопла  $M_1$  и в невозмущенном спутном потоке  $M_2$ , число сопел  $N$ , разнос сопел  $r_2/r_1$  ( $r_1$  — радиус одиночного сопла,  $r_2$  — расстояние от оси компоновки до центра одиночного сопла), вязкое перемешивание в струе, определяемое числом  $Re$ , и т. д.

Для исследования влияния разнеса сопел  $r_2/r_1$  на течение в струе были проведены расчеты истечения четырехсопловой блочной струи воздуха ( $\gamma=1.4$ ) для  $r_2/r_1=1.55, 2.2, 3.14$ . Остальные параметры были такими же, как для рассмотренных выше струй из неосесимметричных сопел. Расчеты проводились до  $x=x/r_1=350$ .

На фиг. 3 приведено распределение статической температуры вдоль оси четырехсопловой компоновки для указанных разнесов сопел (кривые 1, 2, 3 соответственно). Там же пунктиром приведено распределение температуры вдоль оси одиночной эквивалентной струи. Для одиночной и блочных струй кривые выходят из одной точки, так как в начальном сечении  $T_2/T_1=1$ . Видно, что распределения температуры вдоль оси достаточно сильно отличаются друг от друга, хотя характер кривых одинаков.

Как известно, на начальном участке блочной струи течение определяется волновыми процессами, поэтому в месте встречи струй температура резко повышается, а затем по мере отражения от оси компоновки волн сжатия столь же резко падает. При  $x=25$  статическая температура имеет второй слабый максимум, что соответствует вторичной волне сжатия на оси блочной струи. При  $x>40$  основную роль начинают играть вязкостные процессы, и поэтому статическая температура на оси блочной струи за



Фиг. 4

счет трения начинает увеличиваться и растет до своего значения в невозмущенном спутном потоке.

Уже из распределения температуры вдоль оси компоновки можно сделать вывод, что разнос сопл оказывает определяющее влияние на течение в струе: в зависимости от  $r_2/r_1$  резко меняется величина максимумов и минимумов на оси струи. Что же касается сравнения с эквивалентной по расходу одиночной струей, то видно, что чем плотнее расположены сопла, тем ближе кривые распределения вдоль оси одиночной и блочной струй. Но даже для весьма тесной компоновки ( $r_2/r_1=1.55$ ) можно говорить о совпадении результатов для одиночной и блочной струй лишь начиная с некоторого значения  $x$ . Заметим, что минимально возможный разнос сопл равен  $\sqrt{2}$  — сопла расположены вплотную друг к другу.

Для решения многих практических задач необходимо знать характер структуры трехмерного потока. На фиг. 4 приведены профили статической температуры четырехсопловой блочной струи в плоскости симметрии (плоскость, проходящая через ось компоновки и оси противоположных сопл) и плоскости взаимодействия (плоскость, проходящая через ось компоновки и между соседними соплами) для  $x=6$  (сплошные линии) и 40 (пунктир);  $r_2/r_1=3.14$ . Цифра 1 соответствует плоскости симметрии, 2 — плоскости взаимодействия, 3 — эквивалентная осесимметричная струя.

Профили эти свидетельствуют о том, что блочная струя очень долго остается неосесимметричной относительно оси компоновки. Лишь для  $x=160$  рассматриваемая блочная струя становится практически осесимметричной — профили температуры в указанных плоскостях сливаются. Отметим еще, что в плоскости взаимодействия статическая температура газа выше, чем в плоскости симметрии.

Очевидно, что о замене блочной струи эквивалентной ей по расходу осесимметричной можно говорить лишь с какой-то степенью точности. Будем считать в дальнейшем, что блочную струю можно заменять эквивалентной осесимметричной начиная с такого значения  $x$ , при котором максимальное отличие какого-либо параметра (в данном случае температуры) по всему полю блочной струи от эквивалентной ей одиночной не превышает 5%. Это значение  $x$  для температуры будем обозначать

через  $x_+$  ( $x_+$  — безразмерное отношение расстояния от среза сопла к величине  $r_1$ ).

Представляет интерес, как при некоторой фиксированной точности величина разноса сопел влияет на течение в блочной струе. Из фиг. 3 находим, что  $x_+=50, 100$  и  $170$  для  $r_2/r_1=1.55, 2.2, 3.14$  соответственно. Изучая профили температуры в различных плоскостях для этих сечений  $x$ , отметим, что рассматриваемые блочные струи являются практически осесимметричными при указанных значениях  $x$  и максимальное отличие от эквивалентной одиночной струи находится на оси компоновки. Из анализа распределения статической температуры можно сделать вывод, что в первом приближении  $x_+ \sim (r_2/r_1)^2$ . Другие газодинамические параметры в зависимости от  $r_2/r_1$  ведут себя аналогично.

Для изучения влияния числа сопел  $N$  на течение в блочных струях были проведены расчеты истечения из компоновок с числом сопел  $N=2, 3, 4, 5, 8, 9$ . Все компоновки с нечетным  $N$  были с центральным соплом,  $r_2/r_1=2.89$ . Для случаев  $N=4$  и  $9$  расчеты были проведены до  $x=350$  ( $x$  отнесено к радиусу одиночного сопла четырехсоплового блока).

Расчеты показали, что чем больше в блоке число сопел  $N$ , тем быстрее при прочих равных условиях струя становится осесимметричной. Количественный анализ показывает, что  $x_+$  обратно пропорционально  $\sqrt{N}$ . Заметим еще, что если рассмотреть распределение статического давления вдоль оси компоновок с различным числом сопел, то чем больше сопел в компоновке, тем больше максимум давления при встрече струй и тем при меньших  $x$  он достигается. Расстояние до этих максимумов также обратно пропорционально  $\sqrt{N}$ . Для всех рассмотренных  $N$  при  $x \geq 40$  поля давлений можно считать постоянными, хотя струи, как показывают профили распределения различных параметров в плоскостях симметрии и взаимодействия, еще долго остаются трехмерными.

Влияние степени нерасчетности (для  $n \leq 5$ ) было рассмотрено в [1]. Здесь же остановимся только на зависимости от нерасчетности величины  $x_+$ . Расчеты проводились для четырехсоплового блока с  $r_2/r_1=2.83$  и  $n=1.25, 2.5, 5.0$  до  $x=350$ . Величина  $x_+$  для рассмотренных нерасчетностей равнялась соответственно 70, 95 и 140. Отсюда можно сделать вывод, что  $x_+$  для рассмотренных нерасчетностей пропорционально  $\sqrt{n}$ .

Заметим еще, что  $x_+$  существенно зависит от вязкости — чем больше вязкость, тем быстрее перемешиваются взаимодействующие струи и тем быстрее трехмерная блочная струя становится осесимметричной. Были проведены расчеты с числами Рейнольдса от  $10^2$  до  $10^4$ . В основном расчеты были проведены до  $x=50$ .

Объединяя зависимость  $x_+$  от различных исследованных параметров, находим, что

$$(2.1) \quad \frac{x_+}{r_1} \sim \left( \frac{r_2}{r_1} \right)^2 \frac{\sqrt{n}}{\sqrt{N}} f(\text{Re})$$

В первом приближении (из анализа распределения температуры на начальном и переходном участках) можно сделать вывод, что

$$x_+ \sim \sqrt{\text{Re}}$$

Удобно отнест  $x_+$  к радиусу суммарной бочки блочной струи, который равен  $r_1 \sqrt{nN}$ . Тогда зависимость (2.1) приобретает следующий вид:

$$(2.2) \quad \frac{x_+}{r_1 \sqrt{nN}} \sim \left( \frac{r_2}{r_1} \right)^2 \frac{1}{N} f(\text{Re})$$

По результатам расчетов эту зависимость можно аппроксимировать формулой

$$(2.3) \quad x_+^* = 15k, \quad x_+^* = \frac{x_+}{r_1 \sqrt{nN}}, \quad k = \left( \frac{r_2}{r_1} \right)^2 \frac{1}{N} f(\text{Re})$$

В заключение отметим, что проведенный анализ полей газодинамических параметров показывает, что в многосопловой струе имеется существенная неравномерность исследованных параметров и геометрических размеров в поперечных сечениях струи.

Формальная замена сложной трехмерной струи эквивалентной одноичной может привести к ошибкам в определении различных газодинамических параметров.

Поступила 6 IX 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бондарев Е. Н., Гуцин Г. А. Пространственное взаимодействие струй, распространяющихся в спутном сверхзвуковом потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 6.
2. Sforza P. M., Steiger M. H., Trentacoste N. Studies on three-dimensional viscous jets. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 5.
3. Trentacoste N., Sforza P. M. Further experimental results for three-dimensional free jets. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 5.
4. Иванов М. Я., Крайко А. Н., Назаров В. П. Некоторые результаты численного исследования нерасчетных пространственных струй идеального газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 4.
5. Chu C. W., Niemann A. F., Powers S. A. Calculation of multiple rocket engine exhaust plumes by the method of characteristics. In: An inviscid analysis of the plume created by multiple rocket engines and a comparison with available schlieren data, pt. 1. AIAA paper, 1966, No. 66-651.
6. D'Attore L., Nowak G. A finite difference method. In: An inviscid analysis of the plume created by multiple rocket engines and a comparison with available schlieren data, pt. 2. AIAA paper, 1966, No. 66-651.
7. Ваграменко Я. А. Турбулентная составная струя. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 6.