

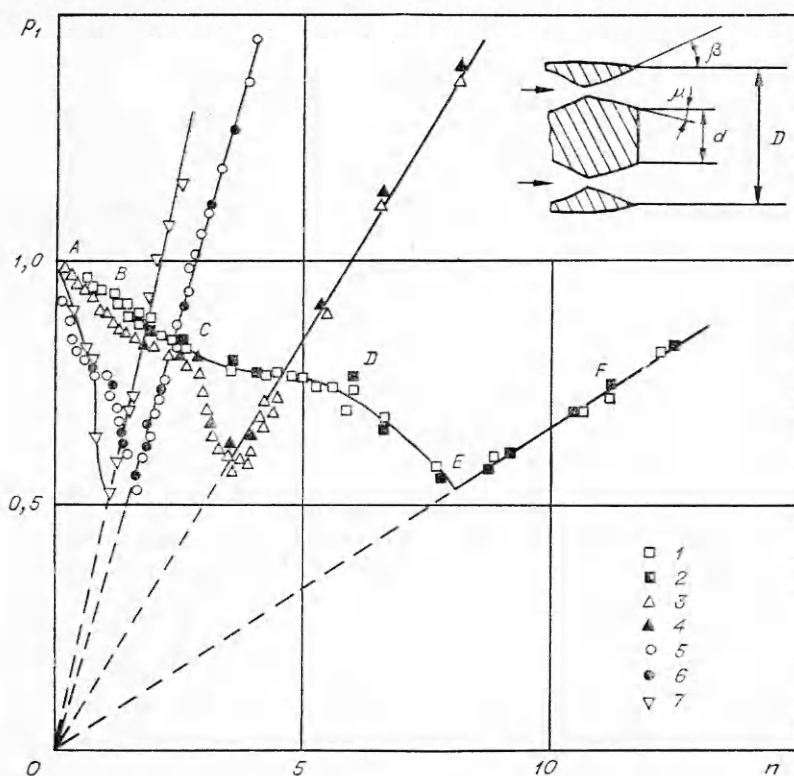
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВУКОВЫХ И СВЕРХЗВУКОВЫХ КОЛЬЦЕВЫХ СТРУЙ

М. А. Коваль, А. И. Швец

(Харьков, Москва)

Исследованию течения в сверхзвуковых кольцевых струях посвящено значительное число теоретических и экспериментальных работ, обзор которых приводится, например, в [1, 2]. Экспериментально установлено влияние числа Маха струи и нерасчетности на величину донного давления и определены основные режимы течения в кольцевых струях. Однако до настоящего времени мало изучено влияние относительных размеров кольцевых сопел и профилирования проточной части на течение, в связи с чем и была выполнена данная работа. Проводится сопоставление степени нерасчетности истекающей струи, волновой структуры и давления в донной области.

Экспериментально исследовалось течение в трех звуковых и трех сверхзвуковых струях, истекающих из кольцевых сопел с плоским срезом. Канал дозвукового течения в соплах обеспечивал не менее чем пятикратное поджатие потока и был спрофилирован таким образом, чтобы в горле сверхзвукового сопла или на срезе звуковых сопел обеспечивался равномерный поток. В выходном сечении звуковых сопел отношение внутреннего диаметра к наружному составляло $d/D = 0,5; 0,75; 0,9$ (фиг. 1).

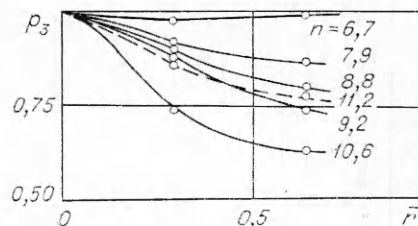
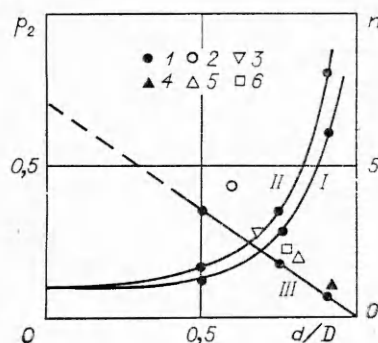


Ф и г. 1

Сверхзвуковой канал был коническим, и сопла имели следующие параметры: $d/D = 0,6$; $\mu = 15^\circ$; $\beta = 24^\circ$; $M_a = 2,63$; $d/D = 0,68$; $\mu = 10^\circ$; $\beta = 6^\circ$; $M_a = 1,8$; $d/D = 0,94$; $\mu = 10^\circ$; $\beta = 10^\circ$; $M_a = 2,78$ (M_a — расчетное число Маха сопла).

1. Давление в донной области. С целью изучения влияния относительного диаметра сопла на величину относительного донного давления $p_1 = p_{b0}/p_\infty$, измеренного на оси торца сопла (индекс b — донный срез, 0 — ось сопла, ∞ — параметры затопленного пространства, в которое вытекает струя), на фиг. 1 представлена зависимость $p_1 = f(n)$ для трех звуковых струй и одной из сверхзвуковых ($M_a = 1$: точки 1, 2 — $d/D = 0,9$; 3, 4 — $d/D = 0,75$; 5, 6 — $d/D = 0,5$; $M_a = 2,63$, $\mu = 15^\circ$, $\beta = 24^\circ$; 7 — $d/D = 0,6$). Поскольку нерасчетность звуковой струи не может быть меньше, чем $n = 1$ ($n = p_a/p_\infty$, p_a — давление на срезе сопла), в качестве параметра, однозначно характеризующего режим дозвукового течения, принята величина $n' = p_a M_a^2 / p_\infty$. В дальнейшем при $M_a \leq 1$ полагается $n = n'$. Кривые давления независимо от отношения d/D для дозвуковых сопел и для сверхзвукового с $M_a = 2,63$ подобны. Исключение составляет зависимость $p_1 = f(n)$ для сверхзвукового сопла при малых нерасчетностях, т. е. при режиме течения в сопле с отрывом.

На кривой давления $p_1 = f(n)$ для звукового сопла выделяется пять характерных режимов с монотонным изменением давления, что, как будет показано ниже, связано со структурой течения в кольцевой струе. Границы участков режимов, например, для звукового сопла $d/D = 0,9$ на фиг. 1 отмечены точками A, B, C, D, E, F (условно A, B, C, D, E, F используются ниже для обозначения величины нерасчетности соответствующих режимов других сопел). На участке AB струя везде дозвуковая (точка B соответствует $n = 1$), а при нерасчетности $n > 1$ течение в струе сверхзвуковое. Изломы на кривой давления в точках C, D, E устанавливают границы изменения волновой структуры в струе. Например, точка D соответствует началу перестройки в струе от открытой донной области к закрытой, а точка E соответствует окончанию этой перестройки, т. е. завершению формирования звукового горла на оси струи. Заметим, что перестройка течения в струе от открытой донной области к закрытой для звуковых струй осуществляется не мгновенно, а на протяжении некоторого участка DE . Причем диапазон этой нерасчетности сужается с уменьшением отношения d/D (фиг. 2, $n = f(d/D)$, $p_2 = p_{b0}/p_a$, p_a — давление на срезе сопла, кривая I — начало перестройки, II — конец перестройки). Перестройка течения от открытой донной области к закрытой для звуковых струй происходит всегда при $n \geq 1$. Для сверхзвуковых кольцевых струй перестройка течения от открытой к закрытой может происходить как при $n \geq 1$, так и при $n \leq 1$ в зависимости от числа M_a и от



Ф и г. 3

Ф и г. 2

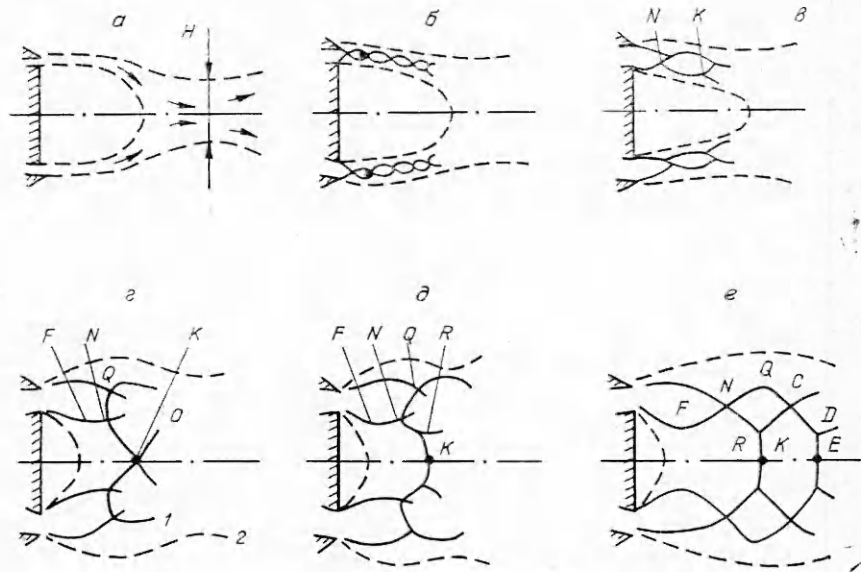
ношения d/D . Увеличение d/D приводит к увеличению нерасчетности перестройки, а увеличение числа Маха струи — к уменьшению этой нерасчетности [2]. При режиме течения с закрытой донной областью давление p_{b0} увеличивается пропорционально увеличению n , т. е. пропорционально увеличению давления p_a .

В эксперименте проводилось измерение давления по торцу кольцевого сопла. Профили давления по торцу сопла при разных уровнях нерасчетности для звукового сопла $d/D = 0,9$ представлены на фиг. 3 ($p_3 = p_b/p_{b0}$, $\bar{r} = r/(d/2)$ — относительный радиус круга торца сопла). Видно, что до начала перестройки течения в струе от открытой донной области к закрытой ($n \leq 6,7$) давление по дну постоянно, однако с $n \geq 6,7$ до нерасчетности $n = 10,6$ (нерасчетность окончания перестройки донной области $n_E = 8$) относительное давление по дну уменьшается к внутренней кромке сопла. Затем при $n \geq 10,6$ давление по дну сопла выравнивается и при $n \geq 11,2$ практически не зависит от степени нерасчетности. Например, опыты с $n = 12,3; 79$ и 97 дали то же распределение давления, что и при $n = 11,2$. Таким образом, стабилизация течения в закрытой струе наступает при нерасчетности, большей, чем нерасчетность, соответствующая окончанию закрытия донной области.

Пропорциональность изменения давления степени нерасчетности для закрытой струи означает, что отношение $p_2 = p_{b0}/p_a$ в случае режима течения с закрытой донной областью для каждого конкретного сопла является константой, величина которой в основном определяется геометрией сопла. Для звуковых сопел отношение p_2 линейно зависит от d/D и не зависит от n (см. фиг. 2, точки 1 — $p_2 = f(d/D)$, линия III). Продолжение линии III на участке $d/D = 0 - 0,5$ дает при $d/D = 0$ значение $p_2 \approx 0,7$, что примерно соответствует отношению p_b/p_a (где p_a — давление на цилиндре вблизи кромки) для цилиндра с плоским кормовым торцом при продольном обтекании его звуковым потоком [2].

В случае внешней задачи обтекания тел относительное донное давление p_2 уменьшается с возрастанием числа Маха невозмущенного потока, за исключением узкого участка трансзвуковых скоростей, где наблюдается незначительное повышение давления, следовательно, можно предположить, что для сверхзвуковых кольцевых струй p_2 должно быть меньше этого значения для звуковой струи при том же d/D . Однако в экспериментальных условиях точки p_2 для сверхзвуковых струй располагаются выше кривой для звуковой струи (см. фиг. 2, точки 2 соответствуют $M_a = 2,63$, $\mu = 15^\circ$, $\beta = 24^\circ$; 3 — $M_a = 1,8$, $\mu = 10^\circ$, $\beta = 6^\circ$; 4 — $M_a = 2,78$, $\mu = 10^\circ$, $\beta = 10^\circ$; 5 — $M_a = 1,99$, $\mu = 10^\circ$, $\beta = 10^\circ$ [3]). Это вызвано тем, что в эксперименте применялись не сопла Лаваля с равномерным полем скоростей на срезе, а конические сопла с разворотом потока на углы μ и β . Известно, что сужение кормы обтекаемых тел повышает величину донного давления [2]. В кольцевых соплах аналогом скоса кормы является угол наклона μ к оси внутренней обечайки. Угол наклона β внешней обечайки также влияет на величину p_2 , поскольку экспериментальное значение p_2 для сверхзвуковой струи $M_a = 2,54$, $\mu = 0$, $\beta = 8^\circ$ [4] (см. фиг. 2, точки 6) также располагается выше линии III для звуковой струи.

2. Структура потока в кольцевых струях. Поскольку структура сверхзвуковой кольцевой струи достаточно изучена [1, 2], ниже основное внимание обращено на структуру звуковых кольцевых струй. Представляет интерес установление связи между структурой течения в струе, донным давлением p_{b0} и степенью нерасчетности (см. фиг. 1). При докритических давлениях p_{aj} в форкамере модели ($n \leq 1$) на срезе сопла реализуется дозвуковая кольцевая струя, наружный диаметр которой умень-



Фиг. 4

шается к области соединения кольцевой струи в сплошную на расстоянии $(1-1,5)D$ от среза сопла, а затем снова увеличивается (фиг. 4, схемы построены по шлирен-фотографиям течения, 1 — ударные волны, 2 — границы струи). Минимальный относительный диаметр H/D сомкнувшейся дозвуковой струи возрастает с уменьшением d/D . Для $d/D = 0,9$ — $H/D \approx 0,5$, для $d/D = 0,75$ — $H/D \approx 0,7 - 0,8$, для $d/D = 0,5$ — $H/D = 0,91 - 1$ (измерения H соответствуют нерасчетности $n' = n \approx \approx 0,8$). При увеличении нерасчетности давление p_{b0} на режиме течения с дозвуковой скоростью монотонно уменьшается. В точке B (см. фиг. 1) вид кривой давления несколько изменяется с наличием незначительного излома, и при $n > n_B = 1$ в струе зарождается система скачков уплотнения. На формирование структуры волн существенно влияют относительные размеры сопел, т. е. d/D . Для тонких кольцевых струй ($d/D = 0,9$) в пределах малых нерасчетностей форма ударных волн близка к форме ударных волн плоских струй с соответствующими нерасчетностями. Но с уменьшением d/D на форму ударных волн наряду с влиянием пониженного давления в донной области начинает влиять осевая симметрия, в результате чего ударные волны отклоняются в сторону оси.

Экспериментально наблюдалось, что как для сверхзвуковой, так и для звуковой струи относительно устойчивыми являются первые две — четыре ячейки, образованные ударными волнами струи. Последующие ячейки испытывают заметные колебания, сопровождающиеся нерегулярными перестройками маховских и регулярных взаимодействий волн в узлах. В области соединения струи в сплошную ударно-волновая структура струи на шлирен-фотографиях становится плохо различимой.

При подходе к точке C (см. фиг. 1) в струе реализуется наибольшее количество ячеек, четко видимых на фотографиях, причем, чем тоньше кольцевая струя ($d/D \rightarrow 1$), тем больше количество этих ячеек. В точке C на кривой давления $p_1 = f(n)$ образуется незначительный излом, а при $n \geq n_c$ снова изменяется монотонность кривой давления. В этом случае ячейки, за исключением первой и второй, начинают разрушаться, и к мо-

менту нерасчетности n_D (см. фиг. 1) в струе заметно выделяются только две первые (фиг. 4, *в*).

Увеличение нерасчетности $n > n_D$ сопровождается интенсивной перестройкой волновой структуры струи и сильным понижением давления p_1 (см. фиг. 1, участок *DE*). На участке *DE* происходит перестройка течения в донной области от открытой к закрытой донной области. Переход к нерасчетности n_E приводит к закрытию донной области кольцевой струи звуковым и сверхзвуковым течением на оси. На участке *DE* висячая волна *NK* (фиг. 4, *в*) второй ячейки по мере увеличения нерасчетности становится неустойчивой и размывается на фотографиях у точки *N*, приближается к оси, а к моменту нерасчетности n_E волна *NK* становится почти плоской, как бы образуя диск Маха.

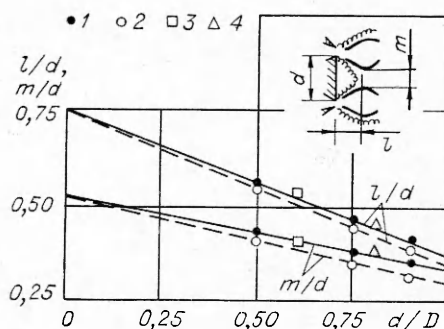
При $n > n_E$ плоская волна *NK* переходит в близкую к конической, которая регулярно отражается от оси волной *KO* (фиг. 4, *з*). Подобное поведение волны *NK* ($n > n_E$) независимо от уровня нерасчетности наблюдалось только для струи $d/D = 0,9$. В струях $d/D = 0,75; 0,5$ почти конической волны не существовало. В этих струях с ростом нерасчетности $n > n_E$ плоская волна *NK* перестраивается в мостообразную *NRK* (фиг. 4, *д*).

Увеличение нерасчетности ($n > n_E$) сопровождается уменьшением волны *NQ*, пока точки *N* и *Q* не совместятся (фиг. 4, *д*), образуя регулярное отражение волн в точке *R* (фиг. 4, *е*), а мостообразная волна *RN* при этом значительно удаляется от среза сопла. Зарождающаяся в точке *R* волна *RC* отражается от волны *QC* и снова образует оживальную и мостообразную *DE* волны сжатия. Далее вниз по потоку волновая структура струи повторяется и постепенно размывается, испытывая некоторые колебания.

Независимость величины p_2 от уровня нерасчетности и возникновение ударных волн, пересекающихся с осью течения за донной областью (фиг. 4, *з — е*), свидетельствуют о перестройке течения от открытой к закрытой донной области. В закрытой струе внутренняя висячая волна первой бочки в точке *F* (фиг. 4, *з, д*) в зависимости от степени нерасчетности может существенно искривляться.

Однако расположение точки *F* зависит главным образом от отношения d/D (фиг. 5, $m/d = f(d/D)$), точки *1* соответствуют звуковым струям на режиме в точке *E* фиг. 1). Повышение нерасчетности $n > n_E$, сопровождающееся уменьшением давления от оси торца (см. фиг. 3), приводит к уменьшению величин l и m . Уменьшение l и m происходит до тех нерасчетностей, пока давление на торце не начнет несколько выравниваться. Минимальные значения l и m показаны на фиг. 5 (точки *2*). Однако с дальнейшим возрастанием нерасчетности значения l и m снова увеличиваются до первоначальных (фиг. 5, точки *1*) и больше не зависят от степени нерасчетности.

Поскольку l и m косвенно отражают размеры горла ближнего следа, определенного по вязкой границе струи, и его расположение относительно плоскости среза сопла и с учетом того, что в неограниченном потоке с возрастанием числа Маха невозмущенного потока горло ближнего следа уменьшается и приближается к дну [2], следовало бы ожидать, что для



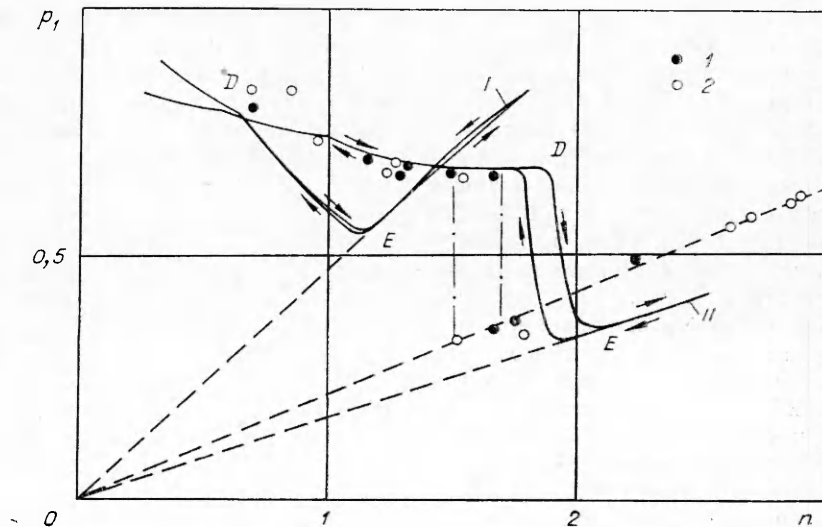
Ф и г. 5

сверхзвуковых струй при одном и том же отношении диаметров l и m должны иметь меньшие значения, чем для звуковых струй. Однако для сверхзвуковых струй ($M_a = 2,63$, $\mu = 15^\circ$, $\beta = 24^\circ$; $M_a = 2,78$, $\mu = 10^\circ$, $\beta = 10^\circ$) значения l и m (фиг. 5, точки 3 и 4 соответственно) практически совпадают со значениями l и m для звуковых струй. Как видно, увеличение угла μ способствует не только повышению давления p_{b0} , но и увеличению относительных размеров l и m .

Перемещение точки F на внутренней висячей волне первой ячейки (фиг. 4, z , ϑ), показанное на фиг. 5 зависимостями l/d и m/d от d/D , качественно отражает изменение размеров горла ближнего следа и его расположения относительно среза сопла. Следовательно, отношения диаметра горла следа и его удаления от среза сопла к диаметру внутренней обечайки сопла возрастают с уменьшением d/D . Увеличение угла μ также приводит к росту указанных параметров горла ближнего следа.

3. О гистерезисе в кольцевых соплах. Известно, что в кольцевых струях переходные режимы течения от открытой доной области к закрытой и наоборот сопровождаются гистерезисными явлениями [2, 4]. Для звуковых струй в исследованном диапазоне d/D гистерезис не был обнаружен. На фиг. 1 отмечены значения p_1 для звуковых струй (точки 1, 3, 5 соответствуют $d/D = 0,9$; $0,75$; $0,5$), полученные при увеличении степени нерасчетности n и (точки 2, 4, 6) при уменьшении n .

Следовательно, гистерезисные явления имеют место только для сверхзвуковых струй. Однако и в сверхзвуковых струях гистерезисные явления проявляются не всегда. Например, для сверхзвуковой струи $M_a = 2,63$, $d/D = 0,6$, $\mu = 15^\circ$, $\beta = 24^\circ$, судя по осциллограмме (фиг. 6, кривая I), гистерезис практически отсутствует. Но для струи $M_a = 2,78$, $d/D = 0,91$, $\mu = 10^\circ$, $\beta = 10^\circ$ (фиг. 6, кривая II) гистерезис занимает заметный диапазон нерасчетностей. Если составить отношение $\delta = (n_E - n_D)/n_E$, то для звуковых струй $\delta = 0,22-0,25$ (δ несколько возрастает с увеличением d/D), для струи $M_a = 2,63$ $\delta = 0,36$, а для $M_a = 2,78$ $\delta = 0,1$. Сопоставляя величину δ для указанных струй, видим, что гистерезис наблюдается при малых значениях δ . Поскольку изменение d/D мало влияет на δ (например, для звуковых струй $d/D = 0,5-$



Фиг. 6

0,9 $\delta = 0,22-0,25$), сопоставление течения в струях с близкими числами Маха $M_a = 2,63$ и $2,78$ с разной геометрией сопл показывает, что при увеличении угла μ (см. фиг. 1), т. е. при увеличении δ , гистерезисные явления уменьшаются и исчезают. Напротив, уменьшение угла μ способствует развитию гистерезиса. Например, для струи $M_a = 2,54$, $d/D = 0,753$, $\mu = 0$, $\beta = 8^\circ$ [4] (фиг. 6, точки 1 соответствуют увеличению n , 2 — уменьшению n) зона гистерезиса имеет максимальный диапазон нерасчетностей. Таким образом, гистерезисные явления в сверхзвуковых струях существенно зависят от числа Маха и профилирования сопл.

Поступила 26 V 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Степанов Г. Ю., Гогин Л. В. Квазидвумерная газодинамика сопл ракетных двигателей. М., «Машиностроение», 1973.
2. Швец А. И., Швец И. Т. Газодинамика ближнего следа. Киев, «Наукова думка», 1976.
3. Швец А. И. Сверхзвуковая кольцевая струя. — ПМТФ, 1975, № 2.
4. Гогин Л. В., Покровский О. С. Расчет гистерезиса и расходных колебаний в сверхзвуковых кольцевых струях. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 1.

УДК 532.5 : 621.22

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ЛОПАСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОЛЬЦЕВОЙ РЕШЕТКИ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ОБТЕКАНИИ

В. П. Рябченко
(Новосибирск)

Излагается реализованное на ЭВМ решение пространственной задачи нестационарного обтекания лопаточного венца осевой турбомшины безвихревым потоком идеальной несжимаемой жидкости, базирующееся на вихревой теории винта [1] и крыла конечного размаха [2].

Для решения этой задачи в работах [3, 4] геометрия лопаточного венца приближенно моделировалась прямой пространственной решеткой пластин, заключенной между двумя плоскостями, а в [5, 6] — кольцевой решеткой лопастей, представляющих собой части винтовых поверхностей. В данной работе принята вторая модель, которая, по-видимому, лучше описывает геометрию реальной турбомшины.

Ввиду сложности алгоритмов, предложенных в [4—6], имеются лишь отдельные примеры расчета нестационарных аэродинамических характеристик. Ниже на основе простого алгоритма, являющегося обобщением метода работы [7] для установившегося течения, проведен анализ влияния трехмерности течения на нестационарные аэродинамические силы, действующие на лопасти кольцевой решетки, в широком диапазоне изменения параметров решетки.

1. Рассмотрим однородный поток идеальной несжимаемой жидкости с осевой скоростью v через один ряд лопастей, которые вращаются с постоянной угловой скоростью ω в коаксиальном цилиндрическом канале, бесконечном в осевом направлении. Предположим, что лопасти могут совершать синхронные установившиеся гармонические колебания малой амплитуды с частотой ω_1 и постоянным сдвигом фазы μ ($\mu = 2\sigma/N$, где $\sigma = 0, +1, \pm 2, \dots$; N — число лопастей в решетке).