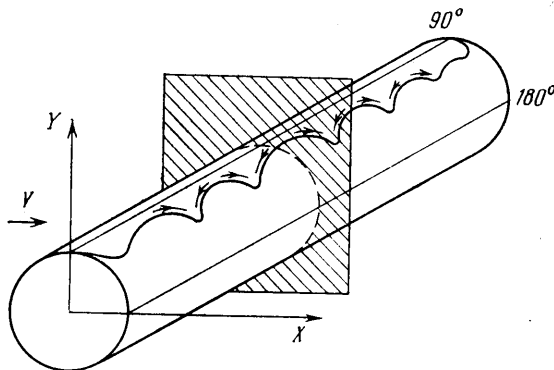


щего потока направление скоса следа изменилось на противоположное. Из приведенной на фиг. 3 зависимости $C_{y\delta} = f(Re)$, полученной по методу импульса, следует, что реализуемые при несимметричном аperiodическом обтекании значения коэффициента подъемной силы достигают значительных величин $C_{y\delta} \sim 0.5$. Указанные значения были подтверждены также по результатам весовых измерений суммарной подъемной силы цилиндра с помощью тензовесов.

Наблюдение картины обтекания в приборе Тепла при скоростях набегающего потока, превышающих 50 м/сек, осложняется тем, что вследствие роста градиентов плотности с увеличением скорости V на экране регистрируется уже вся интеграль-



Фиг. 5

ная картина течения вдоль цилиндра, а эта картина становится все более неоднородной вдоль образующей (фиг. 4). Подтверждение неоднородного характера обтекания в различных сечениях вдоль образующей цилиндра дают качественные картины растекания масляно-сажевого покрытия с летучим компонентом по поверхности модели. Так, из схемы, приведенной на фиг. 5, и соответствующей скорости потока $V=104$ м/сек следует, что граница турбулентного отрыва потока (жирная линия) представляет собой волнообразную линию вдоль размаха с азимутальным смещением отрывных зон относительно одна другой. Стрелками показаны линии тока по поверхности, плоскость измерения $C_{y\delta}$ заштрихована.

При числах $Re > 4.5 \cdot 10^5$ обтекание цилиндров стабилизируется и соответствует известному закритическому обтеканию.

ЛИТЕРАТУРА

Поступила 4 XII 1978.

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., Изд-во иностр. лит., 1956.
2. Чжен П. К. Отрывные течения. М., «Мир», 1972.
3. Ильичев К. П., Постоловский С. Н. Расчет нестационарного отрывного обтекания тел плоским потоком вязкой жидкости. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 2.
4. Morkovin M. V. Flow around circular cylinder a kaleidoscope of challenging fluid phenomena. Symp. on Fully separated flows, Philadelphia, Pa., 1964. N. Y., ASME, 1964.
5. Божков В. М., Захарченко В. М., Мозольков А. С., Хонькин А. Д. Метод визуализации дозвуковых течений и его применение к исследованию обтекания профилей. Уч. зап. ЦАГИ, 1972, т. 3, № 5.
6. Гаврицев В. С., Гадецкий В. М., Мозольков А. С. Определение подъемной силы профиля по измерению давления на стенках рабочей части дозвуковой аэродинамической трубы. Уч. зап. ЦАГИ, 1976, т. 7, № 6.

УДК 533.6.011.5

ГЕОМЕТРИЯ ЖИДКОГО КРЫЛА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

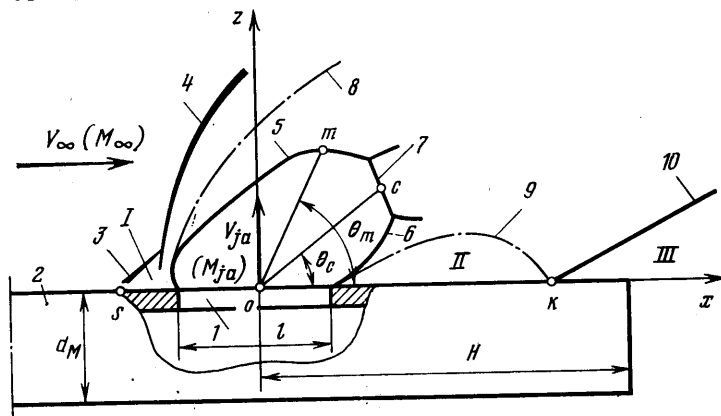
В. Ф. ЗАХАРЧЕНКО, Ю. Х. КАРДАНОВ

(Москва)

В результате анализа взаимодействия плоской боковой струи газа — жидкого крыла — со сверхзвуковым потоком выведена система безразмерных определяющих параметров. Проведено экспериментальное исследование влияния этих параметров на глубину проникновения струи в рассматриваемом случае вдува через продол-

ную щель на цилиндрической поверхности. Предложены простые корреляционные зависимости координат характерных точек геометрии струи от определяющих параметров, позволяющие обобщить полученные экспериментальные данные.

Вдвуд газа через узкие продольные щели на боковой поверхности цилиндра, расположенные симметрично относительно плоскости углов атаки тела (жидкое крыло), имеет много общего с хорошо изученным вдвудом на плоской пластине через отверстия различной формы и ориентации [1-4]. Однако имеется ряд особенностей, связанных с характерной ориентировкой щелей, соизмеримостью их продольных размеров с диаметром миделя цилиндра, наличием трехмерных эффектов и т. п. Влияние этих особенностей на обтекание жидкого крыла исследовано недостаточно и в литературе практически не освещено.



Фиг. 1

В частности, отсутствует информация о геометрических параметрах волновой структуры струи (например, о глубине ее проникновения во внешний поток), которая необходима при разработке расчетных методов определения аэродинамических характеристик цилиндра или величины возникающего при вдвуде нормального усилия.

Целью настоящей работы является установление системы определяющих параметров и экспериментальное изучение влияния некоторых из них на глубину проникновения струи в указанный случай вдвуда при нулевом угле атаки цилиндра сверхзвуковым потоком при вдвуде газа по нормали к его поверхности через узкую продольную щель. Схематическая картина течения в плоскости симметрии щели представлена на фиг. 1, где 1 — щель; 2 — цилиндрическая поверхность; 3, 4 — скачки уплотнения отрыва и взаимодействия; 5, 6, 7 — висячие и замыкающий скачки уплотнения струи; 8, 9 — передняя и задняя границы струйного течения; 10 — скачок присоединения; I, II — отрывные области течения перед и за струей; III — область течения за скачком присоединения; s — точка отрыва пограничного слоя; k — точка присоединения струи к поверхности.

В зависимости от интенсивности вдвуда и расположения щели относительно донного среза цилиндра возможны случаи, когда область II за струей не замыкается на поверхность цилиндра и остается открытой. При этом область течения III и скачок присоединения 10 не образуются, а газодинамические параметры в донной области цилиндра могут, вообще говоря, оказывать влияние на их значения непосредственно за струей и, следовательно, на взаимодействие струи с внешним потоком.

Давление в областях I, II и по бокам недорасширенной струи определяет величину так называемого эффективного противодействия, от которого зависит геометрия изэнтропического ядра струи, ограниченного скачками уплотнения 5, 6 и 7. Форма образующих этих скачков уплотнения есть по сути дела форма жидкого крыла в плане, которую в основном можно охарактеризовать координатами двух точек — точки *m* ядра струи, максимально удаленной от поверхности цилиндра, и центральной точки *c* замыкающего скачка уплотнения. По положению точек *m* и *c* принято оценивать проникновение струи во внешний поток, от которого зависит ряд важных характеристик взаимодействия (протяженность области отрыва потока I, значения газодинамических параметров в ней, распределение давления по поверхности цилиндра и т. д.).

Предположим, что внешняя среда и струя представляют собой вязкие нетеплопроводные совершенные газы. Для простоты теплопередачу через поверхность ци-

цилиндра, массовые силы, смещение газов струи и внешнего потока, а также диссоциацию, ионизацию и эффект излучения обеих сред не учитываем. Допущение об отсутствии смещения основано на опытных данных различных авторов, согласно которым главное влияние вязкости на картину течения проявляется в области I отрыва потока, а смещение незначительно влияет на глубину проникновения и вообще становится существенным лишь на таком удалении вниз по потоку от щели вдува, при котором векторы скорости обоих течений становятся параллельными поверхности.

При таких допущениях поле скоростей движения газовых потоков, а также распределение давлений и внутренних вязких напряжений определяются как функции следующих параметров:

$$(1) \quad c_{p\infty}, c_{v\infty}, p_{\infty}, \rho_{\infty}, V_{\infty}, \mu_{\infty}, L_{\infty}, c_{pj}, c_{vj}, p_{ja}, \\ \rho_{ja}, V_{ja}, \mu_{ja}, L_j, x, y, z$$

Здесь V — скорость частиц газа; p — давление; ρ — плотность; c_p, c_v — удельные теплоемкости при постоянных давлении и объеме; μ — динамический коэффициент вязкости; L — характерный линейный размер; x, y, z — ортогональная система координат, связанная с отверстием вдува; индексы ∞, j, a соответствуют невозмущенному внешнему потоку, вдуваемому газу и выходному сечению щели вдува.

Особенности рассматриваемого случая вдува обуславливают ряд изменений в системе (1). Под величиной z в ней будем иметь в виду искомые координаты z_m или z_c . Поскольку изучается картина течения в продольной плоскости симметрии щели и справедливы равенства $y_m=0$ и $y_c=0$, параметр y из системы (1) можно исключить. Искомой является также координата x , которую удобно заменить полярным углом θ . Учитывая форму обтекаемого тела, примем $L_{\infty}=d_M$ (d_M — диаметр миделя цилиндра), а для удобства сравнения результатов настоящего исследования с данными для вдува через круглые отверстия введем понятие эквивалентного (по площади) диаметра щели $d_F=(d_b l/\pi)^{1/2}$ и примем $L_j=d_F$. Кроме того, предполагая заранее, что при фиксированном давлении торможения струи проникновение ее во внешний поток будет зависеть не только от площади щели вдува, но и от значений ее ширины b и длины l , включим их в число определяющих. В дальнейшем это предположение будет проверено. Согласно изложенным выше соображениям в систему (1) необходимо также включить величину осевого расстояния H от центра щели до донного среза тела.

На основании π -теоремы теории размерностей [5] составим теперь функциональную зависимость для безразмерной искомой координаты

$$(2) \quad \frac{z_c}{d_F} = f \left(k_{\infty}, k_j, M_{\infty}, M_{ja}, Re_{\infty}, Re_{ja}, n, \frac{d_F^2}{d_M^2}, \frac{b}{d_M}, \frac{l}{d_M}, \frac{H}{d_M}, \dots \right) \\ k_{\infty} = \frac{c_{p\infty}}{c_{v\infty}}, \quad k_j = \frac{c_{pj}}{c_{vj}}, \quad n = \frac{p_{ja}}{p_{\infty}}, \quad M_{\infty} = V_{\infty} \left(k_{\infty} \frac{p_{\infty}}{\rho_{\infty}} \right)^{-1/2}, \\ Re_{\infty} = \frac{V_{\infty} \rho_{\infty} d_M}{\mu_{\infty}}, \quad M_{ja} = V_{ja} \left(k_j \frac{p_{ja}}{\rho_{ja}} \right)^{-1/2}, \quad Re_{ja} = \frac{V_{ja} \rho_{ja} d_F}{\mu_{ja}}$$

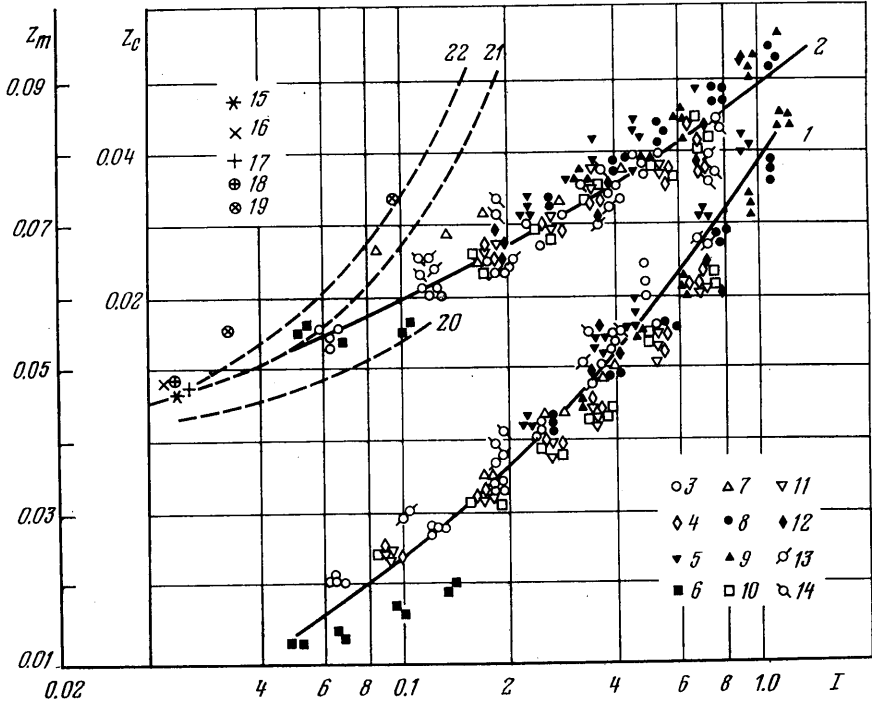
Аналогичные соотношения можно составить для координат z_m, θ_c, θ_m .

Нерасчетность истечения n является одним из параметров, которые характеризуют интенсивность вдува струи. При достаточно больших значениях n размеры возмущенной области течения намного превышают размеры щели вдува (ее эквивалентный диаметр), поэтому щель можно рассматривать как источник [2], интенсивность которого, как известно, характеризуется двумя интегральными параметрами — расходом и импульсом, который определяет силовое взаимодействие двух потоков. Данные [6] и других работ показывают, что глубина проникновения вдуваемой через поверхность плоской пластины газовой струи в большей степени зависит от количества движения, чем от расхода. Поэтому в системе (2) параметр n заменим на коэффициент импульса $I=(k_j p_{ja} M_{ja}^2 d_F^2)/(k_{\infty} p_{\infty} M_{\infty}^2 d_M^2)$, представляющий собой отношение количества движения струи к количеству движения столба газа во внешнем потоке с площадью поперечного сечения, равной площади миделя цилиндра. Такая замена возможна и обеспечивает моделирование явления, если выполняются условия $(k_j M_{ja}^2)/(k_{\infty} M_{\infty}^2) = idem$ и $d_F^2/d_M^2 = idem$.

Экспериментальная проверка влияния k_{∞}, k_j, Re_{ja} на искомые значения относительных координат точек m и c сопряжена с определенными техническими трудностями, и в настоящей работе эти параметры не рассматриваются. Для изучения зависимости глубины проникновения струи от других величин, входящих в правую

часть уравнения (2), проведены экспериментальные исследования при $M_{j_0}=1$. Исследования выполнены в сверхзвуковой аэродинамической трубе с воздушным потоком изменяемой плотности ($k_\infty=1.4$, $T_{0\infty}=288^\circ\text{K}$). При нулевом угле атаки цилиндра осуществлялся вдув во внешний поток «холодных» воздушных струй ($k_j=1.4$, $T_{0j}=288^\circ\text{K}$) и фотографировалась теневая картина взаимодействия струй с потоком. Здесь индексом 0 обозначены параметры торможения газа.

Полученные данные подтвердили предсказанную зависимость глубины проникновения струй от ширины и длины щели вдува. В то же время в исследованных диапазонах изменения H/d_M , M_∞ , Re_∞ зависимость относительных величин z_m/d_F и z_c/d_F от этих параметров лежит в пределах разброса экспериментальных точек,



Фиг. 2

обусловленного погрешностью измерения элементов волновой структуры струй на теневых фотографиях и колебаниями режима аэродинамической трубы и условий вдува при повторных экспериментах.

Характер и степень зависимости величин z_m/d_F и z_c/d_F от b/d_M и l/d_M показали возможность простой корреляции экспериментальных данных. При значениях коэффициента $0.05 \leq I \leq 1.13$ все результаты определения глубины проникновения струй, представленные на фиг. 2 в виде зависимостей $Z_m=f(I)$ и $Z_c=f(I)$, удовлетворительно обобщаются соответствующими кривыми 1 и 2 с погрешностью, не превышающей $\pm 15\%$. Здесь принято $Z=(z/d_F)(bl/d_M^2)$.

Экспериментальные исследования для чисел $M_\infty=2.06$, $Re_\infty=1.27 \cdot 10^6$ проведены при следующих значениях геометрических параметров: $l/d_M=0.49$ (3), 0.7 (4, 6-11), 0.91 (5); $b/d_M=0.004$ (6), 0.01 (7), 0.02 (3-5, 10, 11), 0.03 (8), 0.036 (9); $H/d_M=0.7$ (11), 1.36 (3-9), 2.1 (10). Кроме того, при фиксированных значениях $l/d_M=0.7$, $b/d_M=0.02$, $H/d_M=1.36$ получены данные для $M_\infty=2.06$, $Re_\infty=0.635 \cdot 10^6$ (12); $M_\infty=3.02$, $Re_\infty=0.83 \cdot 10^6$ (13); $M_\infty=4.04$, $Re_\infty=1.17 \cdot 10^6$ (14).

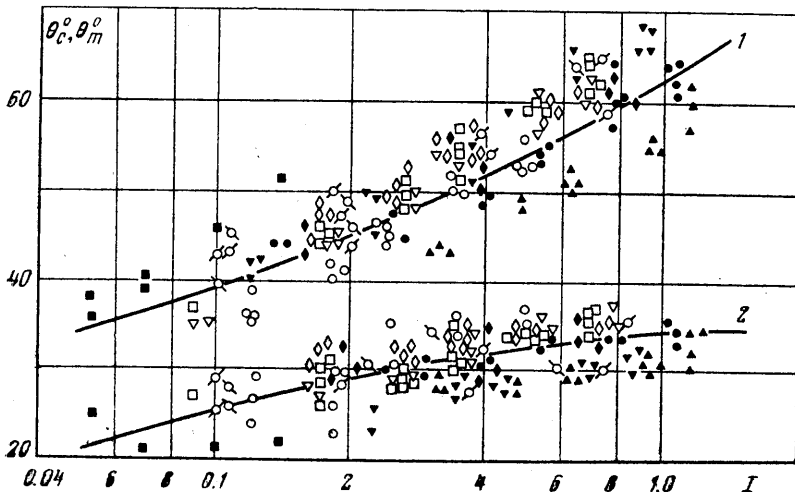
На фиг. 2 сравниваются полученные результаты для величины Z_c с известными данными для плоской пластины и различных отверстий вдува. При этом обозначения 15, 16, 17 соответствуют продольной и поперечной щелям с отношением сторон 4:1 или круглому отверстию равной площади ($M_\infty=2.1$) [1], а обозначения 18 и 19 относятся к круглому отверстию диаметром 2 и 4 мм ($M_\infty=2.9$) [2]. Данные по глубине проникновения струй, вдуваемых через круглые отверстия, представлены в виде комплекса Z_c с учетом того, что $d_F=d_{j_0}$ и $bl=\pi d_{j_0}^2/4$. Значения d_M , которые, вообще говоря, для плоской пластины не имеют смысла, принимались равными соответствующим величинам для исследованного в настоящей работе цилиндра. Пунк-

тром на фиг. 2 показаны результаты расчета по приближенным соотношениям [3]

$$\frac{z_c}{b} = 0.7k_j M_{ja}^2 \frac{p_{ja}}{p_2}, \quad \frac{p_2 - p_\infty}{p_1 - p_\infty} = 1.3$$

где p_1 и p_2 — значения первого и второго пиков давления на поверхности пластины в области отрыва потока перед струей. Кривые 20, 21, 22 соответствуют поперечной щели с отношением сторон 1200:1, 300:1, 200:1 ($M_\infty=4$). Для определения величины p_1 использована справедливая при турбулентном пограничном слое эмпирическая зависимость [4] $p_1/p_\infty = 1 + 1/2 M_\infty$.

При значениях $I \leq 0.08$ глубины проникновения струй, вдуваемых во внешний поток через плоскую или цилиндрическую поверхности, практически совпадают при



Фиг. 3

одних и тех же условиях вдува. По мере увеличения коэффициента импульса струй влияние трехмерных эффектов в случае вдува через поверхность цилиндра возрастает, что приводит к заметному уменьшению глубины проникновения по сравнению с плоским случаем.

В пределах значений коэффициента импульса струи $0.05 \leq I \leq 1.13$ корреляционные зависимости величин z_m и z_c от интенсивности вдува и других определяющих параметров могут быть с достаточной для инженерной практики точностью аппроксимированы соотношениями

$$Z_m = 0.012 + 0.047(1.3 + \log I), \quad Z_c = 0.01 + 0.029(1.3 + \log I).$$

Полярные углы точек m и s волновой структуры вдуваемых струй, как показали результаты экспериментальных исследований, зависят лишь от интенсивности вдува и изменяются в пределах $35^\circ \leq \theta_m \leq 70^\circ$ и $20^\circ \leq \theta_c \leq 35^\circ$ при исследованных значениях I (фиг. 3). Разброс экспериментальных точек не превышает $\pm 8^\circ$ по углу θ_m (кривая 1) и $\pm 5^\circ$ по углу θ_c (кривая 2). Обозначения данных, полученных в настоящей работе, те же, что и на фиг. 2.

Таким образом, параметрические экспериментальные исследования в аэродинамической трубе с изменяемой плотностью потока показали, что глубина проникновения газовой струи, вдуваемой через узкую продольную щель на цилиндрической поверхности, зависит в основном от интенсивности вдува, ширины и длины щели. Влияние положения щели относительно донного среза цилиндра, а также чисел M_∞ и Re_∞ внешнего потока (в исследованных диапазонах их изменения) оказалось несущественным. Простые корреляционные зависимости для координат характерных точек геометрии жидкого крыла позволяют обобщить полученные экспериментальные данные.

В заключение следует отметить, что при очень больших скоростях внешнего потока и вдуве реальных газовых струй, когда становятся существенными сложные физические процессы, которые не учитывались в настоящей работе, необходимо рассматривать влияние на геометрию жидкого крыла таких параметров, как число Прандтля, изменение удельных теплоемкостей и молекулярных весов газа и др.

Поступила 4 XII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Schetz J. A. Форма скачка уплотнения при взаимодействии с поперечной струей в сверхзвуковом потоке. Авиационное, Экспресс-информ., 1970, № 45.
2. Авдучаский В. С., Медведев К. И., Полянский М. Н. Взаимодействие сверхзвукового потока с поперечной струей, вдуваемой через круглое отверстие в пластине. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 5.
3. Werle M. J., Driftmyer R. T., Shaffer D. C. Отрыв потока, вызванный реактивной струей. Авиационное, Экспресс-информ., 1972, № 27.
4. Снейд, Зукоски. Исследования взаимодействия газовой струи, вытекающей из поперечной щели, со сверхзвуковым потоком. Ракетная техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 2.
5. Седов Л. И. Механика сплошной среды, т. 1. М., «Наука», 1973, стр. 438—445.
6. Франс, Коллинз. Влияние температуры торможения и молекулярного веса на взаимодействие струй с набегающим потоком. Ракетная техника и космонавтика, 1970, т. 8, № 2.

УДК 533.6.011.55

АЭРОДИНАМИКА АСИММЕТРИЧНО ДЕФОРМИРУЕМОГО ТЕЛА ПРИ ЕГО НЕСТАЦИОНАРНОМ ДВИЖЕНИИ СО СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТЬЮ

Г. Г. СКИБА

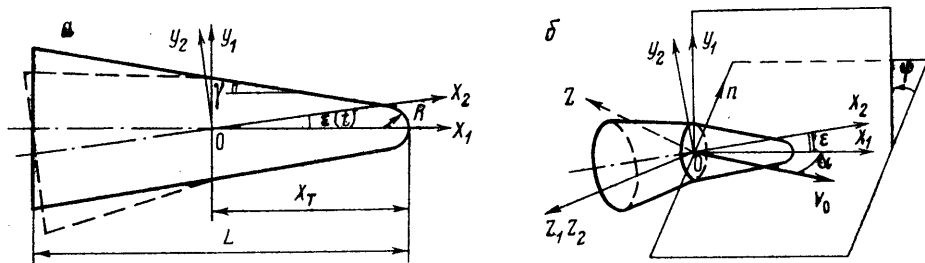
(Москва)

Рассматривается метод численных расчетов стационарных и нестационарных аэродинамических характеристик тел изменяемой формы. Приводятся результаты расчетов аэродинамических коэффициентов [1]. Результаты численных расчетов сравниваются с результатами теории Ньютона.

1. Постановка задачи. Рассматривается пространственное движение асимметричного тела в вязком неэлектропроводном газе. Введены декартовы правые системы координат (X_1, Y_1, Z_1) , (X_2, Y_2, Z_2) и (X_1, n, Z) , показанные на фиг. 1, с общим началом в точке O (начала координат в общем случае могут не совпадать).

Система (X_1, Y_1, Z_1) связана с недеформируемой частью тела. Этой системе соответствует цилиндрическая система координат (X_1, r, φ) , используемая при численном интегрировании газодинамической системы уравнений.

Система (X_2, Y_2, Z_2) связана с деформируемой частью тела. Предполагается наличие плоскости симметрии, в которой лежат оси координат Y_1 и Y_2 . Предполагается



Фиг. 1

также, что зависимость асимметрии от времени t характеризуется функцией $\varepsilon(t)$ (малый параметр). Положение плоскости пространственного угла атаки $\alpha(t)$ (малый параметр) характеризуется углом φ . Функции $\varepsilon(t)$ и $\alpha(t)$ предполагаются гармоническими, а соответствующие числа Струхала — малыми.

При указанных предположениях в соответствии с работой [2] исследование обтекания асимметрично деформируемого тела сводится к рассмотрению обтекания осесимметричного тела, определенным образом соответствующего исходному, на характеристики которого накладываются возмущения, обусловленные деформацией. С другой стороны, исследование нестационарного движения осесимметричного тела при определенных условиях [1, 3] сводится к рассмотрению стационарного обтекания, на характеристики которого накладываются возмущения, обусловленные пространственностью и нестационарностью движения.