

Р и с. 4

Проведено сравнение результатов расчетов характеристик обтекания комбинации фюзеляж — крыло — наплыв с экспериментальными данными [9]. При расчетах делалось то же предположение относительно схемы обтекания и использовалась сетка с теми же параметрами, что и в предыдущем примере. На рис. 4 приведены полученные расчетным и экспериментальным путем зависимости коэффициента нормальной силы C_n и продольного момента m_z от α при $M_\infty = 0,3$. Видно, что и в этом случае имеется хорошее совпадение результатов расчета с данными эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Захаров С. Б., Судаков Г. Г. Отрывное обтекание крыльев малого удлинения дозвуковым потоком сжимаемого газа // Учен. зап. ЦАГИ. — 1982. — Т. 13, № 5.
2. Захаров С. Б., Судаков Г. Г. Отрывное обтекание крыльев конечного удлинения с наплывом потоком сжимаемого газа // Учен. зап. ЦАГИ. — 1983. — Т. 14, № 3.
3. Белоцерковский С. М., Ништ М. И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. — М.: Наука, 1978.
4. Ферри А. Аэродинамика сверхзвуковых течений. — М.; Л.: Гостехиздат, 1962.
5. Никольский А. А. Законы подобия для трехмерного стационарного обтекания тел идеальной жидкостью и газом // Учен. зап. ЦАГИ. — 1970. — Т. 1, № 1.
6. Зубцов А. В., Судаков Г. Г. Об отрывном обтекании потоком идеальной жидкости крыла бесконечного удлинения с наплывом // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1982. — № 3.
7. Stahl W., Hartmann K., Schneider W. Experimental investigations of separated flows on wing-body combinations with very slender wings at Mach number $M = 0.5$ to 2.2 // ICAS Paper. — 1972. — N 72—25.
8. Wedemeyer E. H. Stable and unstable vortex separation // AGARD — CP — 247. — 1979.
9. Kruse R. L., Lovette G. H., Spencer B. Reynolds number effects on the aerodynamics characteristics of irregular planform wings at Mach number 0.3 // NASA TM — 73132. — 1977.

Поступила 26/V 1986 г.

УДК 532.527

К ТЕОРИИ УДЛИНЕННЫХ ОТРЫВНЫХ ЗОН

С. К. Бетяев

(Жуковский)

Поскольку предельная форма обтекания тела при $Re \rightarrow \infty$ в рамках модели Навье — Стокса неизвестна, обращение к более простой модели идеальной среды представляется единственной возможностью. Однако при таком переходе возникает другая, прямо противоположная трудность — бесконечный набор решений. Поэтому

вопросы математического субмоделирования, т. е. выбора реальной схемы течения и ее экспериментальной верификации, выступают на первый план.

В теории течений невязкой жидкости предполагается, что решение кусочно-аналитическое: в области его существования имеются поверхности скольжения, в качестве которых в аэродинамике выбираются вихревые ядра и (или) свободные границы. Применение асимптотических методов к решению задач о разрывных течениях жидкости и газа оказалось наиболее эффективным в рамках теории удлиненных отрывных зон, устанавливающей закон плоских сечений и нестационарную аналогию при обтекании тела малого удлинения τ дозвуковым, сверхзвуковым или гиперзвуковым потоком [1]. Типичный вид внутреннего, справедливого в τ -окрестности удлиненной зоны разложения для потенциала $\Phi(x_1, y_1, z_1; \tau)$, получится, если ввести время $t = z_1/w_\infty$, где w_∞ — невозмущенная скорость, направленная по оси z_1 , и растянуть поперечные координаты $x_1 = \tau x$, $y_1 = \tau y$:

$$(1) \quad \Phi = w_\infty^2 t + \tau^2 \Phi(x, y, t) + o(\tau^2).$$

Подставив компоненты скорости, соответствующие разложению (1), в уравнение Навье—Стокса, легко заключить, что существование невязкого режима течения в удлиненной зоне возможно, если справедлива оценка

$$(2) \quad Re_1 = \tau^2 Re \gg 1,$$

где $Re = w_\infty l_0/\nu$; ν — коэффициент кинематической вязкости; l_0 — характерная длина зоны. Для существования разложения (1) удлинение зоны τ должно быть большим по порядку величины, чем толщина пограничного слоя.

Известные результаты теории удлиненных отрывных и кавитационных зон получены в задачах обтекания [2—8]. В данной работе рассмотрены задачи истечения, когда имеется перетекание из одной области в другую через разделяющую их пронизываемую плоскость с узкими продольными щелями. Число Рейнольдса в этом случае характеризует безразмерный расход: $Re_1 = q/\nu$ (q — расход в некотором поперечном сечении зоны). Влияние вязкости сказывается только в окрестности сечения, где $q = 0$.

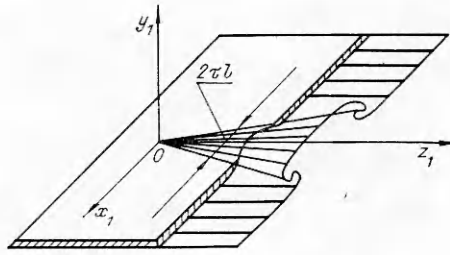
В задачах истечения фронт струи может представлять собой не только вихревую ядру, но и свободную границу, и контактный разрыв. Нетрудно убедиться в справедливости нестационарной аналогии и в этом случае: стационарное условие непротекания на тангенциальном разрыве преобразуется в нестационарное, если продольную координату заменить на время t , а условие для давления на разрыве тоже станет нестационарным, так как уравнение Бернулли перейдет в интеграл Коши — Лагранжа.

Если для применения закона плоских сечений к задачам обтекания достаточно ввести один малый параметр τ , характеризующий удлинение отрывной зоны, то в задачах истечения необходимо учитывать наличие еще одного параметра ε , характеризующего перепад давления в поперечном сечении зоны. В зависимости от соотношения между τ и ε (\gg , \approx , \ll) появляются разнообразные возможности применения метода сращивания асимптотических разложений. Течение при $\varepsilon = O(1)$ будем называть сильным взаимодействием газа с пронизываемыми границами, течение при $\varepsilon = o(1)$ — слабым взаимодействием.

Рассмотрены задачи об обтекании узкого выреза в экране и о выставлении граничных условий на пронизываемой стенке с продольными щелями, имеющими период $2\tau \ll 1$.

Задача об истечении газа из выреза малого удлинения τ в плоском экране имеет два приложения. При работе задней крыловой механизации уменьшение перепада давления в окрестности образующихся щелей приводит к снижению эффективности рулей, нарушая линейную зависимость их аэродинамических характеристик от угла отклонения. Влияние щелей на снижение несущих способностей крыла обычно учитывается введением эмпирического поправочного множителя в значения суммарных характеристик [9]. Безотрывному обтеканию прямоугольного выреза в крыле посвящена работа [10]. Второе приложение рассматриваемой задачи — обтекание газом пронизываемой границы с продольными щелями в случае малого коэффициента пронизываемости μ .

Рассмотрим стационарное обтекание симметричного относительно некоторой оси Oz_1 продольного выреза в плоском экране нулевой толщины потоком несжимаемой жидкости. На рис. 1 изображен треугольный вырез. Начало координат расположено в вершине выреза, ось Oy_1 направлена по нормали к экрану, ось Ox_1 — вдоль экрана. Форма кромок выреза имеет вид $x_1 = \pm \tau l(z_1)$. Величины, связанные с частицами жидкости, прошедшими над экраном и под ним, обозначим соответственно верхними индексами $+$ и $-$. Эти частицы разделены плоскостью экрана и поверхностью разрыва, опирающейся на кромки выреза.



Р и с. 1

Внешнее разложение описывает обтекание экрана (крыла) с мультипольными особенностями на отрезке $0 \leq z_1 \leq l_0$, $r_1^2 = x_1^2 + y_1^2 = 0$. Первый член внешнего разложения, т. е. решение задачи при отсутствии выреза ($\tau = 0$), будем считать известным:

$$(3) \quad \lim_{r_1 \rightarrow 0} \varphi^\pm(x_1, y_1, z_1; \tau) = \varphi_0^\pm(z_1).$$

Влияние выреза на течение в целом локализовано, если перепад давления на поверхности экрана мал:

$$(4) \quad p^+ - p^- = p_0^+ - p_0^- - \frac{1}{2} \rho \left[\left(\frac{d\varphi_0^+}{dz_1} \right)^2 - \left(\frac{d\varphi_0^-}{dz_1} \right)^2 \right] = \varepsilon \rho b_0(z_1).$$

Здесь ρ — плотность жидкости; p_0^\pm — давления торможения.

Физический смысл параметра $\varepsilon \ll 1$ определяется конкретными условиями задачи. Например, в рамках линейной теории крыла параметром ε будет угол атаки. Связь параметров ε и τ устанавливается в процессе сращивания внешнего разложения с внутренним.

Условие (4) допускает различные толкования, из которых рассмотрим случай, когда разность полных давлений мала ($p_0^+ - p_0^- = O(\varepsilon)$), а внутренний предел внешнего разложения (3)

$$(5) \quad \lim_{r_1 \rightarrow 0} \varphi^\pm(x_1, y_1, z_1; \tau) = w_\infty z_1 + \varepsilon \Phi^\pm(z_1) + o(\varepsilon).$$

Исследуем течение однофазной жидкости, когда тангенциальный разрыв представляет собой вихревую пелену, возникающую в соответствии с условием Чаплыгина — Жуковского о конечности скорости на острых кромках выреза и состоящую из частиц, прошедших через кромки. Предварительно ясно, что расход $q(t)$ зависит от перепада давления на экране, определяемого величиной $\Phi^- - \Phi^+$.

Внутреннее разложение отличается от (1) промежуточным членом

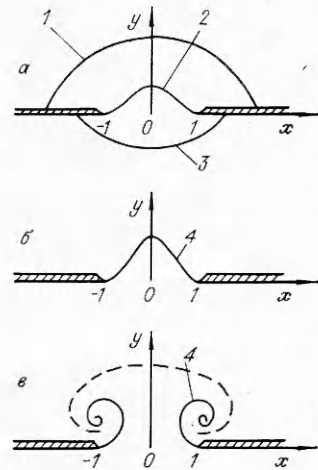
$$\varphi(x_1, y_1, z_1; \tau) = w_\infty^2 t + \varepsilon \Phi_0(t) + \tau^2 \Phi(x, y, t) + o(\tau^2).$$

Внешний предел

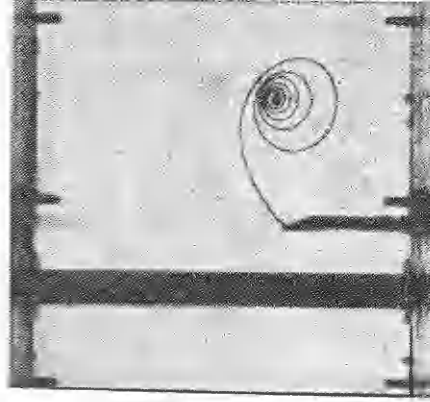
$$(6) \quad \lim_{y \rightarrow +\infty} \Phi(x, y, t) = \pm \frac{q}{\pi} \ln \frac{r}{l_0}$$

($r_1 = \tau r$, l_0 — длина выреза). Сравнивая пределы (5) и (6), находим $\varepsilon = k\tau^2 \ln \tau$, $2q = k\pi(\Phi^- - \Phi^+)$, $2k\Phi_0 = \Phi^+ - \Phi^-$.

Теория удлиненных и отрывных зон справедлива, если параметр подобия $k = O(1)$, при $k \ll 1$ справедлива линейная теория истечения [11], при $k \gg 1$ задача остается трехмерной. Такая постановка существенно отличается от изученной в [12], где содержатся внепорядковые члены.



Р и с. 2



Р и с. 4

Р и с. 3

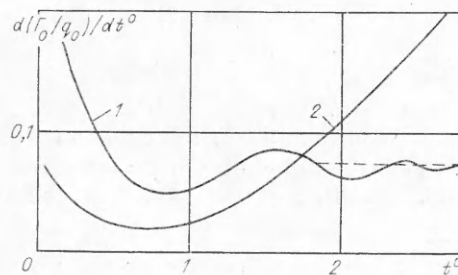
Следующий член внешнего разложения, определяемый пределом $\pm \tau^2(q/\pi) \ln(r_1/l_0)$, соответствует течению от расположенных на отрезке оси z_1 линейных источников ($y_1 > 0$) и стоков ($y_1 < 0$).

Внутреннее разложение в главном приближении описывает плоское нестационарное истечение жидкости из щели переменной ширины $2l(t)$. Метод решения этой задачи и некоторые решения приведены в [11], где обсуждаются реверс вихревой пелены и кумулятивный эффект автомодельной струи. Простейшие схемы течения, включая истечение сжимаемого газа (а), показаны на рис. 2 (1 — ударная волна, 2 — контактный разрыв, 3 — волна разрежения, 4 — вихревая пелена). Если вырез имеет острую вершину, т. е. $l(0) = 0$, то возможна схема течения, когда все частицы жидкости, образующие фронт струи, будут завихрены (б). Если вырез имеет переднюю кромку, т. е. $l(0) \neq 0$, то частицы, прошедшие через нее, в соответствии с теоремой Лагранжа останутся незавихренными (штриховая линия на рис. 2, в), фронт струи имеет грибовидную форму со свернутыми в две спирали свободными концами вихревой пелены.

Задачи истечения характеризуются большим разнообразием схем, которые существенно зависят от начальных данных и которые не всегда удается установить априори до проведения численных расчетов или опыта. На рис. 3 приведена фотография начального этапа установления стационарного истечения из щели постоянной ширины — экспериментальная верификация схемы, изображенной на рис. 2, в. Спиральная структура течения выявлена при подаче красителя на кромку щели в вертикальной гидротрубе (рис. 4). Второй кромки здесь нет — можно считать, что исследовалось течение в полущели. Картина истечения похожа на разгонный вихрь Прандтля.

Плоская нестационарная задача решалась численно при различных видах функции l и расхода жидкости через щель q . На рис. 5 показана зависимость скорости роста циркуляции одного спирального куска вихревой пелены Γ_0 от безразмерного времени $t^0 = tq_0 l^{-2}$ при симметричном истечении из щели постоянной ширины ($l = 2$) для различных значений функции $q(t^0)$: 1 — постоянный расход, $q = 2q_0$; 2 — линейно возрастающий расход, $q = 3q_0 t^0$.

В первом случае течение вблизи щели выходит на стационарный режим (штриховая линия на рис. 5), соответствующий схеме Гельмгольца. Численное решение несиммет-



Р и с. 5

ричной задачи при наличии сносящего потока получено в [13].

При стационарном взаимодействии двух жидкостей одна из них приводит в движение другую только с помощью касательных напряжений. На границе слабовязких сред образуется тонкий слой смешения, эжектирующий малое количество газа покоящейся фазы. Поэтому естественно принять, что поверхность контакта невязких сред — свободная граница, давление на которой постоянно. Такая схема течения находит важное применение при изучении взаимодействия потока газа с проницаемыми стенками рабочей части аэродинамических труб.

Для активного управления потоком в трубе и расчета ее индукции необходимо знать граничные условия, вытекающие из исходных уравнений (первых принципов физики) и учитывающие механизм взаимодействия газа с проницаемой стенкой. Обычно применяемое [14] эмпирическое условие $\varphi_{z_i} = \alpha \varphi_{y_i z_i}$ содержит внепорядковые члены (постоянная $\alpha \ll 1$) и не учитывает отрывного взаимодействия потока газа со стенкой. Выполненные большие серии расчетов обесцениваются из-за использования эмпирических граничных условий.

Если число щелей на единичной ширине проницаемого участка стенок конечно, то граничные условия на стенке получить нельзя, задача об обтекании профиля должна решаться совместно с задачей определения формы и интенсивности свободных поверхностей, опирающихся на острые кромки щелей. Постановка граничных условий возможна, если полупериод щелей τ мал. В этом случае периодическое в τ -окрестности проницаемой стенки течение выравнивается при выходе из этой окрестности в рабочую часть и его некоторые осредненные характеристики представляют собой недостающее граничное условие для внешней задачи об обтекании тела в аэродинамической трубе.

Рассмотрим проницаемые стенки с периодическими продольными щелями, имеющими ширину $2\tau \ll 1$. При отсутствии профиля в трубе перетекания через проницаемые стенки нет, т. е. давление в успокоительной камере равно статическому давлению в невозмущенном потоке*. Тогда в качестве параметра ε , характеризующего перепад давления в пристеночном слое, можно выбрать максимальную толщину профиля. При $\varepsilon = 0$ перепада давления нет. В окрестности проницаемых стенок реализуется невязкий режим истечения [15], так как имеет место оценка $\varepsilon \text{Re} \gg 1$, заменяющая условие (2).

При слабом взаимодействии во внешнем разложении справедливы обычные линейные разложения дозвуковой или сверхзвуковой теории профиля $\varphi = w_\infty z_1 + \varepsilon \varphi_0(y_1, z_1) + \varepsilon^2 \varphi_1(y_1, z_1) + o(\varepsilon^2)$ с условиями непротекания на теле, на проницаемых участках стенок труб и с условием однородности потока при $z_1 \rightarrow -\infty$. Искомое граничное условие на проницаемом участке $y_1 = h$ ($a_1 \leq z_1 \leq a_2$) стенок должно определяться из условия сращивания с внутренним разложением, справедливым в малой окрестности стенок, где внешнее разложение непригодно ввиду трехмерного характера течения. Формализм разложения отличается от рассмотренного выше тем, что течение в окрестности проницаемой границы периодическое в поперечном направлении (по оси x_1). На границах области течения — бесконечной полосы ($-1 \leq x \leq 1$, $-\infty < y < \infty$) с двумя разрезами ($|x| > \mu$, $y = 0$) — в силу симметрии выполняется условие непротекания. Вместо (1) имеем

$$(7) \quad \varphi(x_1, y_1, z_1; \tau) = w_\infty z_1 + \varepsilon^2 \Phi_0(z_1) + \varepsilon \tau \Phi(x, y, z_1) + o(\varepsilon \tau),$$

где $y_1 = h + \tau y$; $h = O(1)$.

Подставляя (7) в уравнения Эйлера, находим, что в соответствии с теорией удлиненных отрывных зон потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа $\Phi_{xx} + \Phi_{yy} = 0$, т. е. сжимаемость незначительна.

* Учет переменного давления в успокоительной камере, т. е. на свободной поверхности, не вносит принципиальных трудностей.

Поскольку возмущение продольной скорости во внешнем разложении по порядку величины больше, чем возмущение продольной скорости во внутреннем разложении, из их сращения получаем граничное условие А. А. Никольского [16] на проницаемой стенке

$$(8) \quad \frac{\partial \varphi_0(h, z_1)}{\partial z_1} = 0.$$

Внешняя задача с условием (8) становится линейной, ее решение получается в замкнутой форме [17] и определяет скорость $v_0(z_1) = \partial \varphi_0(h, z_1) / \partial y_1$, т. е. расход газа через щели, необходимый в качестве граничного условия при $y = -\infty$ для решения внутренней задачи. Однако в этом приближении не проявляется отличие течения в рабочей части аэродинамической трубы с продольными щелями от течения в свободной струе (в камере Эйфеля), на границе которой в силу постоянства давления тоже выполняется условие (8). Не проявляется также зависимость решения от геометрии щелей (коэффициента проницаемости μ и т. д.). Поэтому для определения индукции трубы необходимо построить следующее приближение, включающее решение внутренней задачи.

Если $\varepsilon \ll \tau$, то справедлива линейная теория эволюции свободной границы. Если $\varepsilon = O(\tau)$, то задача остается нелинейной; можно принять $\Phi_0 = 0$. В результате решения внутренней задачи определяется внешний предел

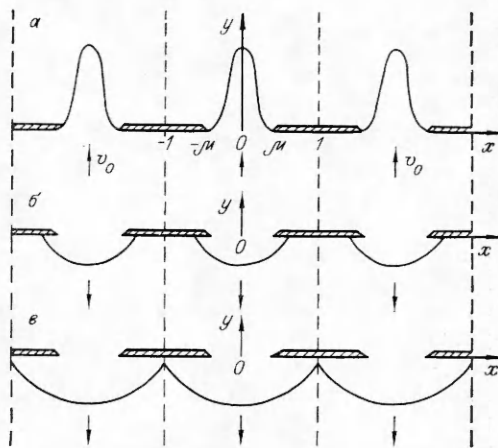
$$(9) \quad \lim_{y \rightarrow -\infty} \Phi(x, y, z_1) = yv_0(z_1) + b(z_1).$$

Внутреннее разложение (функция b) определяет перепад давления, необходимый для проникания заданного расхода жидкости через периодическую решетку щелей, продольная скорость внешнего течения подстраивается под определенное таким образом давление на стенке. Из сращения с пределом (9) имеем граничное условие для второго приближения линейной теории профиля

$$(10) \quad \frac{\partial \varphi_1(h, z_1)}{\partial z_1} = b'(z_1).$$

Таким образом, задача об обтекании профиля в канале с продольными щелями сведена к двум плоским: линейная стационарная задача обтекания профиля сжимаемым газом и нелинейная нестационарная задача обтекания несжимаемой жидкостью решетки щелей. Типичная схема нестационарного истечения показана на рис. 6, фронт струи представляет собой свободную границу.

Рассмотрим еще два случая, когда отрывная зона сплющена, нестационарная аналогия неприменима. Если $\tau \ll \varepsilon \ll 1$, то в отличие от схемы, изображенной на рис. 6, а, фронт струи в масштабе внутреннего разложения уходит на бесконечность, так как имеет длину $O(\varepsilon)$, превышающую характерную толщину пристеночного слоя $O(\tau)$. Течение стационарно, продольная координата играет роль параметра, а не времени. В первом приближении снова справедливо условие (8). Считая коэффициент сжатия струи жидкости σ заданной функцией μ и используя уравнение Бернулли для определения давления в струе при $y = \infty$, получим во втором приближении



Р и с. 6

$$(11) \quad w_\infty \frac{\partial \varphi_1(h, z_1)}{\partial z_1} = - \frac{v_0^2}{2\sigma^2 \mu^2} \left(\partial \varphi_1(h, z_1) / \partial z_1 = \Phi_0' \right).$$

Условие (11) линейное, так как при определении второго приближения (потенциала φ_1) правая часть его считается заданной функцией z_1 . Таким образом, теория малых возмущений в случае слабого взаимодействия естественным образом приводит к линейным граничным условиям, попытки вывести нелинейные граничные условия (см., например, [16], гл. V) следует признать несостоятельными. Условие (11) справедливо только на участке вытекания из рабочей части в успокоительную камеру, конец которого определяется из $\partial \varphi / \partial y_1 = 0$ при $y_1 = h$. На участке втекания схема течения существенно изменяется (рис. 6, б и в), в промежуточном слое $y_1 = h + O(\varepsilon)$ зависимость от x исчезает. Следовательно, течение можно считать плоским. Граничным условием для внешней задачи является постоянство давления и функции тока на неизвестной свободной границе, расположенной в рабочей части.

В случае сильного взаимодействия, представляющего для практики особый интерес в связи с наметившейся тенденцией к увеличению Re в аэродинамических трубах, единственным малым параметром остается τ . Внешняя задача нелинейна. Внутреннее разложение (7) перепишем в виде

$$(12) \quad \varphi(x_1, y_1, z_1; \tau) = \Phi_0(z_1) + \tau \Phi(x, y, z_1) + o(\tau).$$

Все компоненты скорости в (12) по порядку величины одинаковы. Продольный компонент скорости Φ_0' не зависит от поперечных координат. Подставляя (12) в трехмерные уравнения движения совершенного газа с показателем адиабаты γ , находим уравнение плоских сечений

$$(13) \quad (\Phi_x^2 - a^2) \Phi_{xx} + (\Phi_y^2 - a^2) \Phi_{yy} + 2\Phi_x \Phi_y \Phi_{xy} = 0, \\ a^2 = a_0^2 - \frac{\gamma - 1}{2} (\Phi_0'^2 + \Phi_x^2 + \Phi_y^2),$$

которое с соответствующими граничными условиями описывает струйное стационарное симметричное обтекание газом решетки щелей в плоскости $z_1 = \text{const}$. Скорость звука в точке торможения потока зависит от продольной координаты z_1 , которая здесь также играет роль параметра. Граничное условие нелинейное, получается в результате сращивания внутреннего разложения (12) с внешним решением, описывающим течение в плоскости y_1, z_1 . Для этого достаточно знать коэффициент сжатия струи σ и воспользоваться условием изоэнтропичности и уравнением Бернулли с целью определения давления p_1 в струе при $y \rightarrow \infty$, равного заданному давлению в успокоительной камере:

$$(14) \quad \left[\frac{\partial \varphi(h, z_1)}{\partial z_1} \right]^2 + \frac{1}{\sigma^2 \mu^2} \left[\frac{p(h, z_1)}{p_1} \right]^{1/\gamma} \left[\frac{\partial \varphi(h, z_1)}{\partial y} \right]^2 = \frac{2a_0^2}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right]$$

(p_0 — давление торможения). Условие (14) справедливо только на участке вытекания. В общем случае на участке втекания внешнее течение будет трехмерным — периодическим по оси x_1 .

Таким образом, в зависимости от соотношения между параметрами ε и τ применение асимптотических методов к задаче о течении газа в аэродинамической трубе с продольно-щелевыми стенками возможно в четырех случаях. При сильном взаимодействии во внутренней области необходимо учитывать сжимаемость, справедливо граничное условие (14), при слабом — сжимаемость газа несущественна, в первом приближении справедливо условие А. А. Никольского. Для получения необходимого второго приближения при $\tau \ll \varepsilon \ll 1$ нужно использовать условие (11), при $\varepsilon = o(\tau)$ — решать линейную задачу об эволюции свободной границы в

пристеночном слое, при $\varepsilon = O(\tau)$ — решать нелинейную задачу об эволюции свободной границы*.

В двух последних случаях свободная поверхность не выходит из удлиненной зоны, граничное условие (10) является, по существу, интегральным, учитывающим эффекты «памяти» о геометрии щелей и об отрывном характере их обтекания вплоть до рассматриваемого сечения $z_1 = \text{const}$ — следствие того, что для внутреннего разложения справедлива задача Коши [18]. В этом заключается принципиальное отличие механизма взаимодействия газа с продольно-щелевой границей от механизма взаимодействия газа с поперечно-щелевой границей или с перфорацией.

Каждое из четырех предложенных разложений и соответствующих им граничных условий имеет свои достоинства и недостатки. Какое из них окажется наиболее действенным, можно выяснить только в результате обширных экспериментальных и вычислительных разработок.

Автор признателен Г. Г. Судакову и Д. М. Романову за плодотворное обсуждение темы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Никольский А. А. Закон подобия для трехмерного стационарного обтекания тел жидкостью и газом // Учен. зап. ЦАГИ.— 1970.— Т. 1, № 1.
2. Smith J. H. B. Improved calculation of leading-edge separation from slender, thin, delta wings // Proc. Roy. Soc.— 1968.— V. A 306.
3. Захаров С. Б. Расчет невязкого отрывного обтекания тонкого кругового конуса на больших углах атаки // Учен. зап. ЦАГИ.— 1976.— Т. 7, № 6.
4. Никольский А. А. Нелинейный закон подобия для отрывного обтекания идеальным газом прямоугольного крыла со сверхзвуковой скоростью // Учен. зап. ЦАГИ.— 1972.— Т. 3, № 6.
5. Молчанов В. Ф. Метод выделения главной части нелинейных характеристик прямоугольного крыла, обтекаемого идеальной жидкостью // Учен. зап. ЦАГИ.— 1980.— Т. 11, № 1.
6. Бетяев С. К., Воеводин А. В., Судаков Г. Г. Отрывное обтекание тел с локальными вихревыми пеленами // ДАН СССР.— 1979.— Т. 249, № 3.
7. Захаров С. Б., Судаков Г. Г. Отрывное обтекание крыльев конечного удлинения с наплывом потоком сжимаемого газа // Учен. зап. ЦАГИ.— 1983.— Т. 14, № 3.
8. Логвинович Г. В. Вопросы теории тонких осесимметричных каверн // Тр. ЦАГИ.— 1976.— Вып. 1797.
9. Краснов Н. В., Копелев В. Н. Управление и стабилизация в аэродинамике.— М.: Высш. шк., 1978.
10. Wihite R. R., Landahl M. T. Effect of gaps on the loading distribution of planar lifting surface // AIAA J.— 1968.— V. 6, N 4.
11. Бетяев С. К. Формирование струи при нестационарном истечении идеальной жидкости из щели // ПММ.— 1981.— Т. 45, вып. 6.
12. Bliss D. B. Aerodynamic behavior of a slender slot in a wind tunnel wall // AIAA J.— 1982.— V. 20, N 9.
13. Романов Д. М. Отрывное истечение жидкости из щели в сносящий поток // Тр. VII конф. молодых ученых МФТИ.— М., 1982.— Деп. в ВИНТИ, № 3690.
14. Carbonaro M. Review of some problems related to the design and operation of low-speed wind tunnels for V/STOL testing // AGARD Report, 1973, NR-601.
15. Берндт С. Б. Невязкая теория интерференции со стенкой в щелевой рабочей части аэродинамической трубы // РТК.— 1977.— Т. 15, № 9.
16. Гродзовский Г. Л., Никольский А. А. и др. Сверхзвуковые течения газа в перфорированных границах.— М.: Машиностроение, 1967.
17. Маревцева Н. А. Обтекание тонкого профиля в канале с проницаемыми стенками // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1980.— № 2.
18. Санчес-Паленсия Э. Неоднородные среды и теория колебаний.— М.: Мир, 1984.

Поступила 4/VI 1986 г.

* Численное решение такой задачи совместно с задачей обтекания профиля представляет собой в настоящее время чрезвычайно трудную проблему.