

вают вверх, принимая в дальнейшем форму шляпки гриба. Эти фигуры позволяют также судить о перемещении максимума температур от оси симметрии к периферии.

На фиг. 5 точками изображена высота подъема облака в зависимости от времени. Высота подъема термика определялась как расстояние вихревого тора до поверхности Земли в соответствующий момент времени, центр вихря — это точка с минимальной вертикальной и горизонтальной составляющими скоростей (скорость в ней была практически равна нулю).

В работе [1] приводится система обыкновенных дифференциальных уравнений, приближенно моделирующих движение вихревого тора. Эти уравнения были численно решены при начальных условиях, соответствующих указанным вариантам.

На фиг. 5 представлены для сравнения высоты подъема тора, рассчитанные по методу А. Т. Онуфриева, для следующих значений определяющих параметров в обозначениях работы [1]: $\alpha=0.08$; $\beta=0.1, 0.15, 0.2$ (α — коэффициент вовлечения при турбулентном перемешивании, β — коэффициент, влияющий на циркуляцию). На фиг. 5 кривая 1 соответствует значению $\beta=0.1$, 2 — 0.15, 3 — 0.2. Совпадение для варианта а) при $\beta=0.15$ во всем интервале времени хорошее.

Контроль по балансам массы и энергии показал, что максимальные интегральные ошибки относятся к ранней стадии и возникают из-за сильной перестройки решения в начальный период. По абсолютной величине они не превышают 3.5% для сеточной сетки 21×41 .

Автор благодарит Л. А. Чудова за руководство работой.

Поступила 5 VII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Онуфриев А. Т. Теория движения вихревого кольца под действием силы тяжести. Подъем облака атомного взрыва. ПМТФ, 1967, № 2.
2. Луговцов А. А., Луговцов Б. А., Тарасов В. Ф. О движении турбулентного вихревого кольца. В сб. «Динамика сплошной среды», вып. 3. Новосибирск, 1969.
3. Овсянников Л. В. О всплывании пузыря. В сб. «Некоторые проблемы математики и механики», Л., «Наука», 1970.
4. Глаголева Ю. П., Жмайло В. А., Мальшаков В. Д., Нестеренко Л. В., Софронов И. Д., Стаценко В. П. Образование кольцевого вихря при всплывании легкого газа в тяжелом. В сб. «Числ. методы механики сплошной среды». Т. 5, № 1, Новосибирск, 1974.
5. Кондратьев К. Я. Метеорологические исследования с помощью ракет и спутников. Л., Гидрометеоздат, 1962.
6. Полежаев В. И. Численное решение системы одномерных нестационарных уравнений Навье — Стокса для сжимаемого газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 6.
7. Полежаев В. И. Численное исследование естественной конвекции жидкостей и газов. В сб. «Некоторые применения метода сеток в газовой динамике», вып. 4. М., Изд. МГУ, 1971.
8. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. М., «Наука», 1974.

УДК 533.6.011+536.24

ТЕПЛОБМЕН НА ПРОНИЦАЕМОЙ ПЛАСТИНЕ В МЕСТЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПАДАЮЩЕГО СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ С ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ

Ю. А. ВИНОГРАДОВ, И. К. ЕРМОЛАЕВ, А. И. ЛЕОНТЬЕВ, В. И. РОЖДЕСТВЕНСКИЙ

(Москва)

При взаимодействии скачка уплотнения с непроницаемой поверхностью наибольших значений тепловые потоки достигают в случае, когда происходит отрыв и последующее присоединение пограничного слоя, причем максимум теплового потока приходится на точку присоединения C (фиг. 1) [1-4].

Аналогичное явление отмечается и при взаимодействии скачка уплотнения с проницаемой поверхностью [5]. На фиг. 1 показаны экспериментальные значения чисел Стантона St , полученные в зоне взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем, для различных интенсивностей вдува, где $1-j=0.002$, $2-0.003$, $3-0.004$, $4-0.005$, $5-0.006$, $6-0.007$, $7-0.008$.

Ниже приводится анализ этих данных с использованием метода локального моделирования [6]. Сущность метода заключается в следующем. Экспериментально

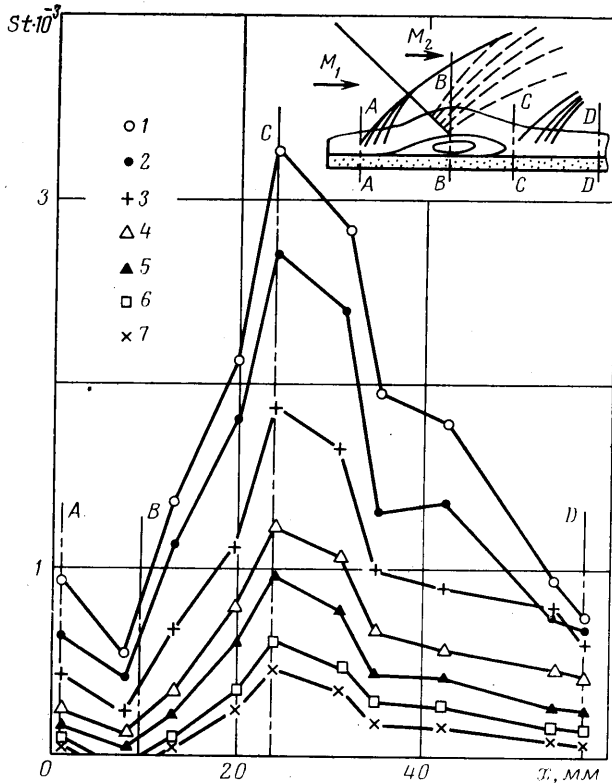
полученные локальные коэффициенты теплоотдачи с помощью любой теории, позволяющей учитывать возмущающие факторы, например неизоотермичность, сжимаемость, вдув, приводятся к «стандартным» условиям. Под стандартным условием подразумевается изотермическое несжимаемое безградиентное течение газа на непроницаемой пластине.

Если воспользоваться асимптотической теорией турбулентного пограничного слоя [7], то согласно методу локального моделирования опытные данные можно представить как

$$(1) \quad St_{0i} = \frac{St}{\Psi_i \Psi_M \Psi_b}, \quad \Psi_i = \left(\frac{2}{\sqrt{T_1/T_1^* + 1}} \right)^{1.6},$$

$$\Psi_M = \left(\frac{\arctg M \sqrt{\frac{k-1}{2}}}{M \sqrt{\frac{k-1}{2}}} \right)^{1.6}, \quad \Psi_b = \left(1 - \frac{b}{b_k} \right)^{1.6}$$

Здесь St — экспериментальное число Стантона; St_{0i} — экспериментальное число Стантона, приведенное к стандартным условиям, T_1 — температура проникающей по-



Фиг. 1

верхности, T_1^* — равновесная температура проникающей поверхности, b — параметр вдува, M — число Маха, r — коэффициент восстановления температуры. Факторы Ψ_i , Ψ_M , Ψ_b учитывают влияние неизоотермичности, сжимаемости, вдува соответственно.

В пределах точности, с которой данная теория учитывает факторы Ψ_i , Ψ_M , Ψ_b , можно считать, что $St_{0i} = St_0$, где $St_0 = 0.0238 Re_x^{-0.2} Pr^{-0.8}$ — закон теплообмена в стандартных условиях.

При наличии других возмущающих факторов, например скачка уплотнения, может оказаться, что $St_{0i} \neq St_0$. Следовательно, на закон теплообмена каким-то образом влияет скачок уплотнения, и тогда отношение $St_{0i}/St_0 = \psi_c$ будет характеризовать степень его влияния.

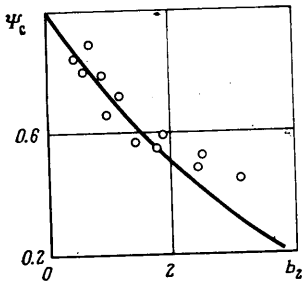
В соответствии с вышеизложенными результатами, приведенные на фиг. 1, можно представить как $St_{0i} = St_2 / (\Psi_{i2} \Psi_{M2} \Psi_{b2})$, где St_2 — максимальное число Стантона, по-

лученное на проникаемой пластине в зоне взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем (индекс 2 соответствует параметрам за падающим скачком уплотнения). Тогда

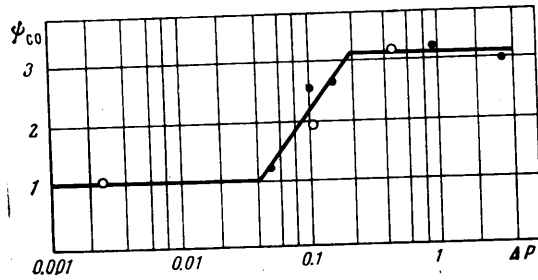
$$St_{02}/St_0 = \psi_c \quad (Re_x = idem)$$

Чтобы выяснит непосредственное влияние вдува на ψ_c , представим полученные результаты в виде (фиг. 2) $\Psi_c = \psi_c/\psi_{c0}$, где ψ_{c0} — фактор, учитывающий влияние скачка уплотнения на закон теплообмена на непроницаемой пластине.

Функция ψ_{c0} получена в [7] в результате аналогичного анализа имеющихся в литературе опытных данных по теплообмену в области взаимодействия скачка с турбулентным пограничным слоем [1, 2] в предположении наличия связи между потерями полного давления в скачке и функцией ψ_{c0} (фиг. 3), где $\Delta p = p_{01}/p_{02} - 1$.



Фиг. 2



Фиг. 3

Зависимость Ψ_c от параметра проникаемости b получена для скачка одной интенсивности. Как видно из фиг. 2, увеличение интенсивности вдува существенно снижает интенсифицирующее влияние скачка уплотнения на теплообмен ($\Psi_c \rightarrow 0$), и можно подобрать такие вдувы, когда влияние скачка на теплообмен будет несущественно.

На той же фигуре приведена аппроксимационная кривая

$$(2) \quad \Psi_c = \left(1 - \frac{b_2}{b_h}\right)^{1.6}$$

где b_h определена по данным [1].

На основании проведенного анализа можно предложить следующую формулу для расчета теплообмена на проникаемой пластине в области взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем для случая его отрыва и последующего присоединения

$$St_2 = St_0 \Psi_{M2} \Psi_{i2} \Psi_{b2} \Psi_c \psi_{c0}$$

Здесь факторы Ψ_{M2} , Ψ_{i2} , Ψ_{b2} определяются из уравнений (1) по параметрам за падающим скачком уплотнения, Ψ_c — по формуле (2), ψ_{c0} — по аппроксимационной зависимости (фиг. 3)

$$\psi_{c0} = 0.5 + 1.25(p_{01}/p_{02} - 1), \quad 0.04 < (p_{01}/p_{02} - 1) < 0.21$$

$$\psi_{c0} = 3.12, \quad (p_{01}/p_{02} - 1) > 0.21$$

Поступила 14 VII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Рождественский В. И., Барышев Ю. В. Экспериментальное исследование взаимодействия падающего извне скачка уплотнения с неизотермическим турбулентным пограничным слоем на плоской поверхности. Ин-т механ. МГУ, Отчет, 1974, № 1159.
2. Бэж Л., Каффел Р. Влияние на теплообмен взаимодействия турбулентного пограничного слоя со скачками уплотнения или волнами разрежения. Ракетная техника и космонавтика, 1970, т. 8, № 10.
3. Шастер, Томас. Применение охлаждения выпотеванием для теплозащиты орбитальных самолетов. Астронавтика и ракетодинамика. Экспресс-информация, 1973, № 21.

4. Ханг Ф., Скоттлоайн С. Исследование влияния выступов и зазоров на аэродинамический нагрев поверхности. Астронавтика и ракетодинамика. Экспресс-информация, 1975, № 41.
5. Барышев Ю. В., Виноградов Ю. А., Леонтьев А. И., Рождественский В. И. Теплообмен на пористой поверхности в сверхзвуковом потоке. В сб. «Теплообмен», 1974. Советские исследования. М., «Наука», 1975.
6. Иевлев В. М. Некоторые вопросы гидродинамической теории теплообмена при течении газа. Докл. АН СССР, 1952, т. 87, № 1.
7. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М., «Энергия», 1972.

УДК 533.6.011 : 629.7.0525

О ВЛИЯНИИ СКОЛЬЖЕНИЯ НА АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЫЛА ПРИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

В. Н. ГОЛУБКИН

(Москва)

Исследовано влияние скольжения на силовые и моментные характеристики узкого треугольного крыла, обтекаемого под конечным углом атаки гиперзвуковым потоком газа с присоединенным скачком уплотнения. Приведены результаты расчетов и асимптотические формулы для крыла с гиперзвуковыми передними кромками.

При аэродинамическом расчете гиперзвуковых летательных аппаратов распределение давления по обтекаемой поверхности обычно оценивается по формуле Ньютона (или Ньютона — Буземана) [1-3]. Дальнейшее уточнение результатов осуществляется по теории тонкого сжатого слоя [1, 2, 4], в которой определяются последующие приближения с использованием в качестве малого параметра отношения плотностей ϵ на скачке уплотнения.

При исследовании гиперзвукового обтекания под углом атаки крыльев большой стреловидности применяется теория [5], в которой предельный переход $\epsilon \rightarrow 0$ осуществляется при постоянном значении параметра подобия Ω , равном отношению угла полураствора крыла к углу Маха в сжатом слое. Обзор работ, использующих эту теорию, можно найти в [6-9].

Предложенный в монографии [2] метод решения задачи обтекания нижней поверхности плоского треугольного крыла с присоединенным скачком уплотнения получил дальнейшее развитие в работах [9, 10] с использованием идей, содержащихся в [11]. Сравнение с результатами прямых численных расчетов по схеме [12], проведенное в [9], показало надежность метода и возможность его применения в условиях реального гиперзвукового полета.

В данной работе на основе обобщения метода [2, 9, 10] на случай обтекания со скольжением исследуется зависимость аэродинамических характеристик крыла от угла скольжения. При ньютоновском обтекании скольжение не вызывает момента крена. Поэтому полученные результаты для таких важных при маневре самолета характеристик, как момент крена и его производная по углу скольжения [13], представляют собой главные члены разложений.

1. Пусть гиперзвуковой поток идеального газа ($M_\infty \gg 1$), набегающий на плоское треугольное крыло с углом полураствора φ , характеризуется углом атаки α и углом скольжения β . Вводя малый параметр теории ударного слоя

$$(1.1) \quad \epsilon = \frac{\chi - 1}{\chi + 1} + \frac{2}{(\chi + 1) M_\infty^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \beta}$$

осуществим предельный переход $\epsilon \rightarrow 0$ при следующих условиях:

$$\begin{aligned} \alpha &= O(1), & (\chi - 1) M_\infty^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \beta &= O(1) \\ \varphi / \epsilon^{1/2} \operatorname{tg} \alpha &= \Omega = \text{const}, & \beta / \epsilon^{1/2} \sin \alpha &= B = O(1) \end{aligned}$$

где χ — отношение теплоемкостей.

При этом в случае обтекания крыла с присоединенным скачком уплотнения для функций следующего приближения к ньютоновскому, зависящих от конических координат η , ξ [9-11], получается краевая задача в области, заключенной между поверхностью крыла и скачком [6]. Наличие скольжения проявляет себя лишь в запи-