

О ГИПЕРЗВУКОВОМ ВЯЗКОМ ОБТЕКАНИИ УДЛИНЕННЫХ ТЕЛ

В. В. ВОЛЧКОВ, В. М. ЛЕОНОВ, Г. И. ХРОМУШИН

(Москва)

Характерной особенностью обтекания удлиненных тел является взаимодействие утолщенного пограничного слоя с внешним невязким потоком. Это явление становится наиболее существенным при малых числах Рейнольдса и больших числах Маха.

Трудность теоретического исследования эффектов взаимодействия обусловливается наличием характерной для гиперзвуковых скоростей ударной волны, расположение и кривизна которой зависят от состояния пограничного слоя, развивающегося в условиях сильной завихренности внешнего потока. При увеличении разреженности течения начинает проявляться эллиптический характер задачи, и это требует применения методов исследования более общего по сравнению с классической теорией пограничного слоя вида.

В данной статье рассматривается возможность использования численного решения нестационарных уравнений Навье — Стокса применительно к задачам вязкого обтекания удлиненных тел для больших значений параметра разреженности

$\chi = M_\infty^3 / \sqrt{\text{Re}_x}$ ($\text{Re}_x = \rho_\infty U_\infty x / \mu_\infty$ — число Рейнольдса, рассчитанное по расстоянию x и параметрам невозмущенного потока). Результаты расчетов сравниваются с экспериментом на аэродинамической установке с пластинкой длиной $L = 70$ мм при $M_\infty = 5 \div 7$ и числах Рейнольдса в диапазоне от 60 до 300 см^{-1} .

Диаметр изэнтропического ядра потока 80—90 мм, а ширина модели 60 мм. На поверхности пластинки имелись дренажные отверстия, позволяющие проводить измерение давления. Погрешность измерения не превышала 5%.

Как показали измерения поперечных распределений давления на поверхности, влияние краевых эффектов для течения по оси модели при $x \leq 50$ мм не наблюдалось.

При помощи метода электронного пучка [1] проводились измерения распределений плотности в различных сечениях потока. Траектория электронного пучка проходила через среднюю линию пластинки, нормально к ее поверхности. Энергия электронов в пучке составляла 12 кэВ при силе тока 0,1 мА.

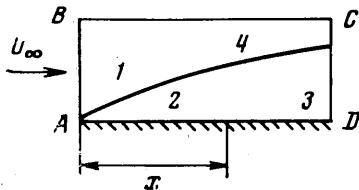
Вблизи поверхности пластинки при попадании на нее пучка происходило увеличение интенсивности свечения газа за счет вторичной эмиссии. Специально проведенные исследования позволили определить погрешность в измерениях плотности вблизи поверхности. В условиях настоящих экспериментов измерения были проведены лишь в той области течения, где погрешность не превышала 15%.

Для получения численных решений использовалась явная конечно-разностная схема установления для нестационарных уравнений Навье — Стокса. Система уравнений записывалась в форме законов сохранения и аппроксимировалась центральными разностями. Для устранения неустойчивости вычислений, особенно в области невязкого течения над пластинкой, использовался метод расщепления [2]. Предполагалось, что уравнения Навье — Стокса остаются справедливыми во всей области $ABCD$ над пластинкой (фиг. 1), включая окрестность передней кромки A .

На фиг. 1 цифры соответствуют областям течения, включенным в расчет: 1 — область смешения, 2 — область сильного взаимодействия, 3 — область слабого взаимодействия, 4 — ударная волна.

Для задания граничных условий вводились фиктивные ячейки, окружающие контур $ABCD$. На AB и BC задавались параметры набегающего потока. В процессе вычислений линия BC смещалась вверх от пластинки так, чтобы поток вблизи BC оставался невозмущенным. На границе с оттоком газа — CD — полагались равными нулю нормальные к границе производные газодинамических величин.

Свойства течения вблизи передней кромки не получены ни в эксперименте, ни в имеющихся приближенных аналитических исследованиях задачи обтекания пластинки. Для выяснения этих свойств передняя граница AB выносилась на m ячеек ($m = 3 \div 5$) вперед по потоку от острой кромки. В этих ячейках задавались условия симметрии течения, а далее вниз по потоку — условия прилипания или скольжения для скорости и задавалась температура или условие скачка температуры на поверхности AD .

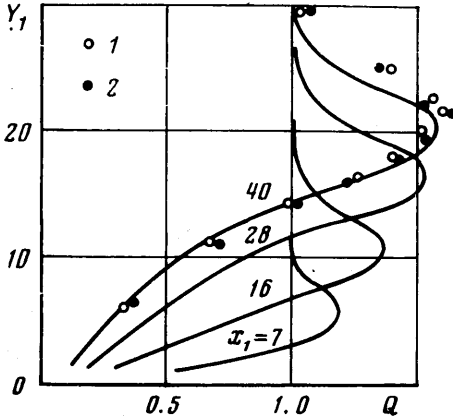


Фиг. 1

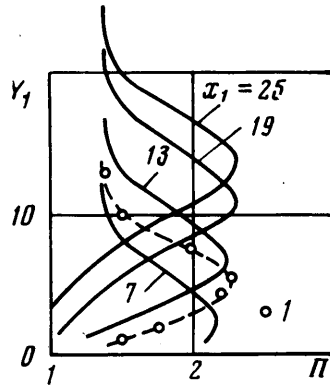
Расчеты показали, что зачастую используемое в схемах центральных разностей дополнительное условие равенства нулю нормального градиента давления на стенке (см., например, численный анализ влияния числа Рейнольдса [2]) оказывается несправедливым при уменьшении Re_∞ . Пересчет давления в дополнительных ячейках под поверхностью АД из уравнения для вертикального импульса приводил к появлению положительных градиентов давления на стенке. Отметим, что такой характер профиля давления наблюдался в работе [3].

Анализ передачи возмущений вверх по потоку от передней кромки показал, что в рамках уравнений Навье — Стокса такая передача отсутствует. В m ячейках перед кромкой поток оставался невозмущенным во время всего процесса установления.

Отмечаемое многими исследователями невязкого обтекания тел преимущество использования разностных аналогов законов сохранения оказывается справедливым



Фиг. 2



Фиг. 3

и в данной задаче вязкого взаимодействия. Об этом свидетельствует хорошее совпадение расчета с экспериментом для такой характеристики течения, как безразмерный массовый расход $Q = \rho U / \rho_\infty U_\infty$. На фиг. 2 показаны профили массового расхода в сечениях $X_1 = \text{const}$ в зависимости от координаты Y_1 поперек потока от поверхности пластинки. Масштаб для этих безразмерных координат составляет 1.07 длины свободного пробега в набегающем потоке.

Измеренные в [3] значения Q (обозначены 1 и 2) при $M_\infty = 5.1$, $Re_\infty = 118 \text{ см}^{-1}$ на расстоянии 50.8 мм от передней кромки следует сравнивать с расчетной кривой $X_1 = 40$.

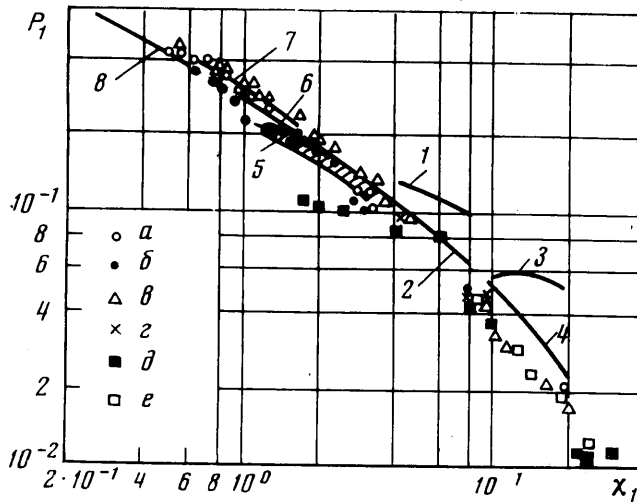
На фиг. 3 значками 1 отмечены измеренные электронным пучком значения параметра плотности $\Pi = \gamma \rho / \rho_\infty$ в сечении $x \approx 10 \text{ мм}$ при $M_\infty = 5$, $Re_\infty = 60 \text{ см}^{-1}$, что в безразмерных переменных соответствует значению $X_1 \approx 7$. С учетом сделанных выше замечаний об особенностях в измерениях плотности следует считать согласие расчетных кривых фиг. 3 и экспериментальных данных вполне удовлетворительным.

На фиг. 4 проведено сравнение расчета с экспериментом по распределению давления p_w на поверхности пластинки при различных значениях температурного фактора T_w/T_∞ , числа Маха и числа Рейнольдса. Было найдено, что влияние температуры стенки на получение единой корреляционной зависимости для давления можно ослабить, если использовать число Рейнольдса Re_w , вычисленное при $\mu_w \sim T_w^{0.5}$, $U = U_\infty$, $\rho = \rho_\infty$, $x \geq 0$. Кроме того, так как при прочих равных условиях индуцированное на поверхности пластинки давление оказывается пропорциональным числу Маха, был введен параметр $\chi_1 = \chi / M_\infty C^{0.5}$. Постоянная Чепмена — Рубезина C вводилась для ослабления влияния используемых законов зависимости вязкости от температуры.

Цифрами на фиг. 4 обозначены рассчитанные значения параметра $P_1 = p_w [p_\infty \chi (T_w/T_\infty)^{0.25}]^{-1}$ в зависимости от χ_1 при следующих условиях: 1 — $M_\infty = 25$, $Re_x \leq 5600$, $T_w/T_\infty = 0.15$, $U_w = 0$, $\mu \sim T^{0.5}$; 2 — то же, что и 1, но с учетом скольжения и скачка T_w ; 3 — то же, что и 1, но с использованием формулы Сатерленда; 4 — то же, что и 3, но с учетом скольжения и скачка температуры; 5 — $M = 5$, $Re_x \leq 420$, $T_w/T_\infty = 0.33$, формула Сатерленда, скольжение и скачок T_w ; 6 — то же, что 5, но $T_w/T_\infty = 0.83$; 7 — то же, что 6, но $Re_x \leq 1260$; 8 — то же, что 6, но $Re_x \leq 2940$. Экспериментальные результаты данной работы для теплоизолированной пластинки при $M_\infty = 5$, $Re_\infty = 60 \div 300 \text{ см}^{-1}$ обозначены штрихами. Обозначения экспериментальных результатов работ [3-5] при соответствующих значениях температурного фактора, чисел Маха и Рейнольдса, рассчитанных на сантиметр, следующие: а — 0.12, число

M_∞ точно не указано, 260; δ — 0.43, 6.5, 660; ϵ — 0.98, 6.0, 5000 и 0.1, 10, 155; ζ — 0.2, 9, 680; ϑ — 0.06, 20, 94; e — 0.19, 25, 360.

Сравнения показывают, что если не вводить в расчет скольжение, то результаты по давлению оказываются сильно завышенными для больших чисел Маха и больших разрежений. Совпадение с экспериментом ухудшается при малых x и для расчетных точек, близких к правой границе разностной сетки, где физические граничные условия не полностью определены. Однако в целом течение начинается каскадным про-



Фиг. 4

цессом от передней кромки, и на расстоянии $X_1 \approx 20$ ниже по потоку влияние кромки исчезает.

В заключение отметим, что если в качестве начального приближения использовать невозмущенный поток над пластинкой, то на расчет поля течения размером 50×50 ячеек затраты машинного времени составляют ~ 1 час на БЭСМ-6. Полученные установившиеся решения могут использоваться затем в качестве первого приближения, и время расчета нового варианта существенно сокращается.

Авторы благодарят В. Г. Фарафонову и В. Н. Архипова за руководство и помощь в работе.

Поступила 25 VII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Muntz E. P., Marsden D. J. Elektron excitation applied to the experimental investigation of rarefied gas flows. In: *Rarefied Gas Dynamics*, vol. 2, New York — London, Acad. Press., 1963.
2. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод «крупных частиц» для задач газовой динамики. В сб. «Численные методы механики сплошной среды», т. 1, № 3, Новосибирск, 1970.
3. Schmidt E. M., Cresci R. J. Hot-wire anemometri in low-density flows. *AIAA Journal*, 1971, vol. 9, No. 10.
4. Metcalf S. C., Killicrap D. C., Berry C. J. A study of the effect of surface temperature on the shock-layer development over sharpened-geged shapes in low-Reynolds-number high-speed flow. In: *Rarefied Gas Dynamics*, vol. 1, New York — London, Acad. Press., 1969.
5. Mc Croskey W. J., Bogdonoff S. M., Mc Dougall J. G. An experimental model for the sharp flat plate in rarefied hypersonic flow. *AIAA Journal*, 1966, vol. 4, No. 9.