

## О РАСЧЕТЕ СТАЦИОНАРНОГО НЕВЯЗКОГО ОБТЕКАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ТЕЛ

В. И. САХАРОВ, Ю. Д. ШЕВЕЛЕВ

(Москва)

В работе рассматриваются результаты расчета невязкого обтекания затупленной пространственной конфигурации сверхзвуковым потоком совершенного газа. Для численного интегрирования гиперболической системы уравнений, записанной в дивергентной форме, применяется явная конечно-разностная схема второго порядка точности [1]. Область интегрирования располагается между телом и внешней ударной волной. Внутренние поверхности разрыва не выделяются и рассчитываются «насквозь». Расчет точек на поверхности тела проводится с использованием соотношений на характеристиках, записанных в форме, позволяющей рассчитывать течения с сильными энтропийными слоями. Приводятся результаты расчета обтекания пространственной конфигурации под углом атаки.

1. Уровень развития вычислительной техники и современных методов вычислений делает доступным получение полной картины течения около классических элементов летательных аппаратов: эллиптических и круговых, острых и затупленных конусов, крыльев всевозможной формы, сегментальных тел. Наиболее полный обзор работ, посвященных численному решению задач сверхзвукового обтекания тел, дан в [2]. При расчетах обтекания тел, приближенных по форме к реальным летательным аппаратам, эффективность многих методов падает ввиду сложной топологической структуры потока, содержащего множество внутренних скачков уплотнения, волн разрежения и контактных поверхностей. Для такого класса задач удобными и экономичными являются методы «сквозного счета», основанные на записи исходной системы уравнений в форме законов сохранения. Здесь обычно внешняя ударная волна выделяется и рассматривается как одна из границ области решения, а внутренние волны «размазываются» и их местоположение идентифицируется с областями больших градиентов газодинамических параметров. В [3-5] на основе метода Макормака [4] проводится численное исследование сверхзвукового обтекания пространственных конфигураций потоком совершенного и равновесно реагирующего воздуха. Поле течения около таких тел может включать области, где скорость потока либо ее составляющая в направлении интегрирования становится дозвуковой, что делает невозможным проведение дальнейших вычислений. Одновременно при обтекании затупленных тел происходит образование высокоэнтропийного слоя у поверхности тела.

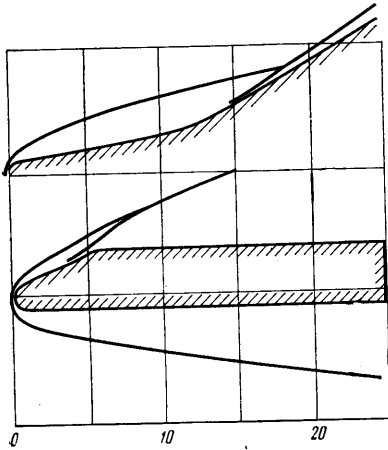
Газодинамические параметры, за исключением давления, имеют большие градиенты поперек энтропийного слоя, и, если толщина его становится меньше одного-двух интервалов сетки в этом направлении, решение имеет колебательный характер. Проблемы, связанные с развитием сильных энтропийных слоев, в [3, 4] устраняются заменой сферического носка острым; в [5] для получения решения в узком энтропийном слое производится сгущение расчетной сетки у поверхности тела. В работе [6] применение равномерных, хотя и мелких сеток приводит к потере точности решения на поверхности тела на достаточно большом удалении от затупления, однако сгущение расчетных точек у поверхности тела позволяет получать верное решение при развитии сильных энтропийных слоев. В [7] при расчетах обтекания затупленных конусов используется методика, основанная на выделении поверхности минимальной энтропии, при этом в области высокоэнтропийного слоя всегда удается разместить необходимое число расчетных ячеек.

Энтропийный слой представляет собой неоднородность типа контактного разрыва, где давление и нормальная составляющая скорости не терпят разрыва, и в [8] для расчета точек на поверхности тела используются соотношения вдоль характеристик в меридиональных плоскостях  $\varphi = \text{const}$ , причем производные поперек энтропийного слоя содержат только гладкие функции.

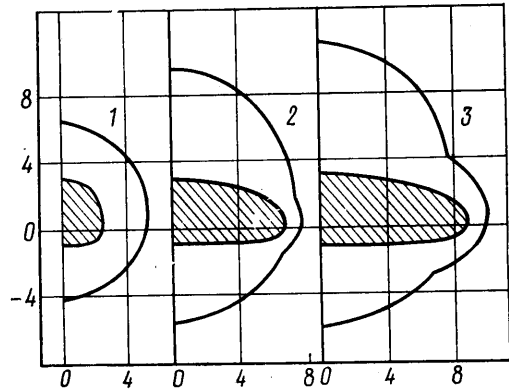
2. Математическая постановка задачи: уравнения и граничные условия, а также описание геометрии тела даны в работе [9]. Система уравнений, описывающая стационарное невязкое пространственное течение нетеплопроводного газа, записывается в форме законов сохранения в цилиндрической системе координат. Осуществляется переход к новым независимым переменным, обеспечивающим нормировку расчетной области в радиальном направлении и позволяющим сгущать расчетную сетку в областях предполагаемых больших градиентов решения. В этой же работе описана процедура численного интегрирования исходной системы уравнений, основанная на использовании явной конечно-разностной схемы второго порядка точности.

После применения схемы «предиктор — корректор» находят значения консервативных переменных на новом слое по переменной  $z$ . Затем определяются значения

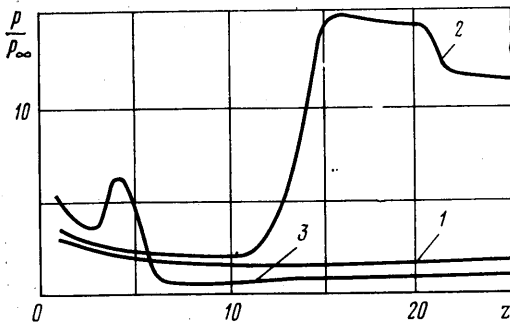
газодинамических параметров. На поверхности тела должно быть выполнено условие непротекания. Если вектор скорости не удовлетворяет условию непротекания, то он должен быть повернут от касательной плоскости на некоторый угол. Изменение давления в зависимости от поворота скорости на бесконечно малый угол известно, поэтому можно найти подправленное значение давления. В предположении сохранения энтропии вдоль поверхности тела находится новое значение плотности и величина вектора скорости из интеграла Бернулли. Направление скорости будет лежать



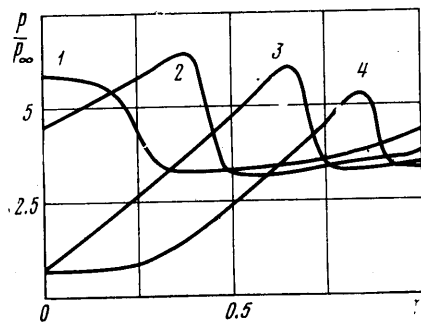
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

в плоскости, касательной к поверхности тела, поэтому известны проекции скорости на оси координат.

После нахождения давления на волне по схеме «предиктор» с помощью соотношений Ренкина — Гюгоню находят остальные параметры, связанные с расчетом скачка уплотнения. Затем величина давления вычисляется по схеме «корректор», и все газодинамические параметры приводятся в соответствие с этой величиной.

Положение ударной волны в каждой расчетной точке находится следующим образом. Нормальная составляющая вектора скорости выражается через производные от уравнения поверхности ударной волны. Полученное выражение разрешается относительно величины  $r_z$ . Затем находится положение ударной волны по схеме Эйлера с пересчетом.

Для расчета точек на поверхности тела используются также соотношения вдоль характеристик и линий тока в меридиональных плоскостях  $\varphi = \text{const}$ , а производные по направлению, связывающему соседние меридиональные плоскости, исключаются с помощью конечно-разностных аппроксимаций [8]. Два соотношения вдоль линий тока и соотношение вдоль одной из характеристик ( $\sigma_+$ ), влияющей на решение в граничных точках, имеют соответственно вид

$$(2.1) \quad u \frac{\partial s}{\partial z} = - \left( u f_5 + \frac{w}{r} f_4 \right) \frac{\partial s}{\partial \eta}$$

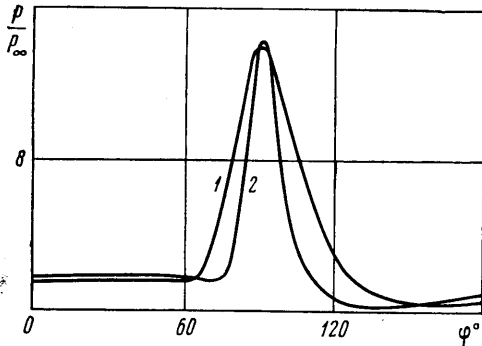
$$(2.2) \quad u \frac{\partial}{\partial z} \left( u \frac{r_{T\Phi}}{r_T} + w \right) = C_1$$

$$(2.3) \quad \beta \frac{\partial p}{\partial z} = -\sigma_+ \left( \beta \frac{\partial p}{\partial \xi} + \rho u \frac{\partial A}{\partial \xi} \right) + C_2$$

$$A = f_1 u + f_2 v + f_3 \frac{w}{r}$$

$$c^2 \beta^2 = (u^2 - c^2) (f_2^2 + f_3^2 / r^2) + (A - f_1 u)^2$$

Здесь  $r_T = r_T(z, \varphi)$  — функция, описывающая геометрию тела;  $z, \xi, \eta$  — независимые переменные;  $u, v, w$  — проекции скорости на оси цилиндрической системы координат в направлении  $z, r, \varphi$  соответственно; функции  $f_1, \dots, f_3$  связаны с преобразованием координат;  $C_1, C_2$  — функции, содержащие производные по угловой координате от газодинамических параметров, параметры потока и геометрии тела [9].



Фиг. 5

Уравнения (2.1)–(2.3) совместно с условиями непротекания на поверхности тела и интегралом энергии могут быть использованы для нахождения параметров потока на поверхности тела. Для численного интегрирования применяется та же схема расчета, что и для внутренних точек течения.

Как отмечено в [8], развитие сильных энтропийных слоев не препятствует проведению расчетов до тех пор, пока вблизи тела не возникают местные дозвуковые зоны. Чтобы исключить эту особенность, целесообразно искусственно уменьшить энтропию потока на теле путем линейной экстраполяции ее по внутренним точкам течения.

При этом из системы (2.1)–(2.3) необходимо исключить первое уравнение. Расчеты для затупленных конусов, проведенные в работах [8, 9], показывают, что изменение параметров течения происходит лишь на самой поверхности тела, а давление всюду определяется верно. Аналогичный подход для расчета обтекания тел с местными дозвуковыми зонами применен в [5].

3. Для оценки используемого численного подхода проводилось сравнение расчетов обтекания сферически затупленных конусов и цилиндров в широком диапазоне чисел Маха с результатами работы [6]. Различия в распределениях газодинамических параметров в ударном слое и в определении формы скачка во всех случаях не превышало десятых долей процента.

Работы [10, 11] посвящены определению параметров течения около затупленных тел с эллиптическими поперечными сечениями, а также расчету их аэродинамических характеристик. Аналогичные расчеты и анализ сравнения с результатами указанных работ приведены в [9]. Здесь отметим лишь только, что получено хорошее совпадение результатов для всех рассмотренных случаев.

На фиг. 1–5 представлены результаты расчетов обтекания пространственной конфигурации потоком совершенного газа ( $\gamma=1.4$ ) под углом атаки  $\alpha=5^\circ$  и при числе Маха в набегающем потоке  $M_\infty=6$ . Исходные данные на начальной плоскости задавались из таблиц работы [6].

Местоположение скачков уплотнения и пространственная конфигурация в плане и в поперечных сечениях изображены на фиг. 1, 2. На фиг. 1 хорошо видно пересечение головного скачка уплотнения со скачками от кабины и крыльев летательного аппарата.

На фиг. 2 показано поперечное сечение тела вместе с внешним скачком уплотнения для некоторых характерных значений продольной координаты  $z$  (1–3 соответствуют  $z=11, 20, 24$ ). При  $z \approx 19$  происходит пересечение внутреннего скачка уплотнения, обусловленного передними кромками крыльев с внешней ударной волной.

На фиг. 3 приведено распределение давления на поверхности тела в зависимости от продольной координаты в трех меридиональных плоскостях (кривые 1–3 соответствуют  $\varphi=0, 90, 180^\circ$ ).

Резкое возрастание и убывание давления в окрестности  $z=4$  в меридиональной плоскости  $\varphi=180^\circ$  обусловлено сжатием потока около кабины с последующим расширением вследствие изменения геометрии на подветренной стороне летательного ап-

парата. Аналогичное возрастание давления в плоскости  $\varphi=90^\circ$  вызвано сжатием потока вблизи крыла.

На фиг. 4 представлено распределение давления в радиальном направлении между внешней ударной волной и поверхностью тела с подветренной стороны в области кабины летательного аппарата ( $\varphi=180^\circ$ ) (кривые 1-4 соответствуют  $z=4, 5, 6, 7$ ). Основываясь на приведенных здесь графиках для распределения давления, отметим, что вначале образуется волна сжатия, которая, распространяясь в радиальном направлении, переходит в скачок уплотнения, а он, в свою очередь, впоследствии пересекает внешнюю ударную волну. Падение давления на поверхности тела обусловлено разворотом потока после кабины.

На фиг. 5 представлено распределение давления на поверхности тела в зависимости от угловой координаты при некоторых значениях продольной координаты  $z$ . Резкое возрастание давления в окрестности меридиональной плоскости  $\varphi=90^\circ$  связано со сжатием потока вблизи передних кромок крыльев. Из этой фигуры можно также видеть, что сгущение точек в области передних кромок крыльев необходимо для правильного определения параметров потока в этой зоне.

Расчет представленного варианта на сетке, содержащей 37 меридиональных плоскостей и 20 точек в радиальном направлении, длится на ЭВМ БЭСМ-6 примерно 40 мин.

Поступила 6 II 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. MacCormack R. W. The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering. AIAA Paper, 1969, No. 354.
2. Воскресенский Г. П., Чушкин П. И. Численные методы решения задач сверхзвукового обтекания тел. Итоги науки и техники. Сер.: Механика жидкости и газа, 1978, т. 11.
3. Kutler P., Reinhardt W. A., Warming R. F. Multishocked, three-dimensional supersonic flowfields with real gas effects. AIAA Journal, 1973, vol. 11, No. 5.
4. Kutler P. Computation of three-dimensional inviscid supersonic flows. Lect. Notes Phys., 1975, vol. 41.
5. Chaussee D. S., Holtz T., Kutler P. Inviscid supersonic flows. AIAA Paper, 1975, No. 7.
6. Любимов А. Н., Русанов В. В. Течения газа около тупых тел, т. 1, 2. М., «Наука», 1970.
7. Moret G., Pandolfi M. Entropy layers. Comput. and Fluids, 1973, vol. 1, No. 1.
8. Solomon J. M., Ciment M., Ferguson R. E., Bell J. B. Three-dimensional supersonic inviscid flowfield calculations on reentry vehicles with control surfaces. AIAA Paper, 1977, No. 84.
9. Сахаров В. И., Шевелев Ю. Д. Численное исследование сверхзвукового обтекания тел сложной формы. М., 1978 (Ин-т проблем мех. АН СССР. Препринт № 116).
10. Михайлов Ю. Я., Нерсесов Г. Г., Чельшева И. Ф. Численное исследование обтекания сверхзвуковым потоком затупленных тел одного семейства. Тр. ЦАГИ, 1974, вып. 1614.
11. Нерсесов Г. Г. Аэродинамические характеристики затупленных тел с эллиптическими поперечными сечениями. Уч. зап. ЦАГИ, 1974, т. 5, № 1.

УДК 553.6.011.55

### ТЕПЛООБМЕН НА ЛИНИИ РАСТЕКАНИЯ СТРЕЛОВИДНОГО ЦИЛИНДРА В НЕОДНОРОДНОМ ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Б. А. ЗЕМЛЯНСКИЙ, Г. А. ШМАНЕНКОВА

(Москва)

Предложен метод расчета теплообмена на линии растекания затупленных кромок умеренной стреловидности, учитывающий влияние поглощения невязкого завихренного потока пограничным слоем.

Передние стреловидные кромки аэродинамических органов управления гиперзвукового летательного аппарата обтекаются, как правило, сверхзвуковым потоком газа с существенной неоднородностью параметров, порождаемой энтропийными градиентами за искривленной головной ударной волной. Эти градиенты и растекание газа в тонком сжатом слое около кромки обуславливают значительную завихренность