

О ВИДОИЗМЕНЕНИИ ВЗРЫВНОЙ АНАЛОГИИ ПРИ ОБТЕКАНИИ ТОНКИХ ПРИТУПЛЕННЫХ ТЕЛ

В. В. ЛУНЕВ, В. Г. ПАВЛОВ
(Москва)

В работах [1,2] и других установлена аналогия гиперзвукового обтекания тонких притупленных плоских ($\nu = 0$) и осесимметричных ($\nu = 1$) тел с нестационарным движением при взрыве. Эта аналогия сыграла большую роль в исследовании гиперзвуковых обтеканий тонких притупленных тел, однако непосредственное использование решения задачи о сильном взрыве [3] приводит к большим погрешностям ([4,5] и др.) Это следует, например, из фигуры, где для совершенного газа с показателем адиабаты $\gamma = 1.4$ при числе Маха набегающего потока $M_\infty = \infty$ в координатах подобия $x_1 = (x/r_0)(2/c_x)^{1/(1+\nu)}$; $R_1 = (R/r_0)(2/c_x)^{1/(1+\nu)}$ показаны форма ударной волны $R_1(x_1)$ и распределение давления $\rho_\infty U^2 p(x_1)$ по поверхности притупленного цилиндра со сферическим носком. Сплошными линиями нанесены точные результаты, пунктиром — полученные по взрывной аналогии при $x_{10} = 0$

$$p = \kappa_\nu(\gamma)(x_1 + x_{10})^{-\frac{2(1+\nu)}{3+\nu}}, \quad R = \chi_\nu(\gamma)(x_1 + x_{10})^{\frac{2}{3+\nu}} \quad (1)$$

Здесь x — расстояние вдоль оси симметрии от точки соединения носка и боковой поверхности; ρ_∞, U — плотность и скорость набегающего потока; r_0, c_x — радиус миделя и коэффициент волнового сопротивления.

Такое расхождение, по нашему мнению, объясняется тем, что в гиперзвуковых теориях в величине импульса, сообщаемого газу телом в радиальном направлении ($\rho_\infty U^2 p'$ — давление во внутренней точке),

$$J = \int_0^x p R^\nu \left(\frac{1}{R} \int_{r_0}^R \frac{p'}{p} dr \right)^\nu dx + I' \quad (2)$$

$$I' = r_0^{1+\nu} I$$

пренебрегают вкладом носка I' . Величина $J \gg I'$ при $x/r_0 \rightarrow \infty$, однако для условий фигуры отношение $\lambda = (J - I')/J = 0.8, 0.7, 0.6, 0.5$ соответственно при $x/r_0 = 30, 20, 10, 5$, и для практически интересного диапазона $x/r_0 < 10$ величиной I' пренебрегать нельзя.

В связи с этим будем ставить в соответствие обтеканию притупленных цилиндра и пластины такое течение при сильном взрыве, которое обладает энергией $E = 1/2 c_x r_0^{1+\nu} \rho_\infty U^2$ и в каждый момент времени $t = x/V$ — импульсом J . Для этого центр взрыва нужно поместить впереди начала координат на расстоянии x_0 , определяемом из условия $J(x_0) = I'$, отсюда получим

$$x_{10} = \omega_\nu(\gamma) I_0^{\frac{\nu+3}{\nu+1}} \left(I_0 = \frac{2I}{c_x} \right)$$

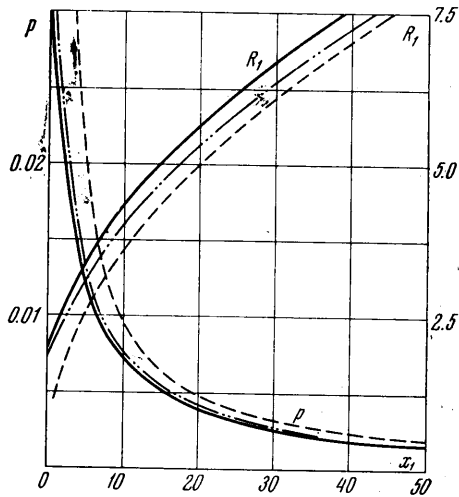
Функции $\omega_\nu(\gamma)$, вычисленные по решению для сильного взрыва [6], аппроксимируются формулами

$$\omega_0(\gamma) = 0.337(2.37\gamma - 0.32) \left(\frac{2\gamma - 1}{\gamma^2 - 1} \right)^2$$

$$\omega_1(\gamma) = 1.42(1.5 - 0.383\gamma)(\gamma + 1)^{1/2} \left(\frac{2\gamma - 1}{\gamma^2 - 1} \right)^{3/2}$$

Для сферы при $\gamma = 1.4$ и $M_\infty = \infty$ имеем $I = 0.36, c_x = 0.88, x_{10} = 3.66, x_0 = 2.4 r_0$, что близко к эмпирически найденной в работе [4] величине $x_0 \approx 2r_0$.

Расчеты по формулам (1) с этим значением x_{10} показаны на фигуре пунктиром с двумя точками. Как видно, принятое видоизменение взрывной аналогии существенно улучшает ее точность.



Заметим, что величины I_0 сравнительно слабо зависят от формы притупления [7], поэтому сдвиг координаты x_1 не нарушает известного закона подобия обтекания цилиндра и пластины.

Поступило 6 VII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Cheng H.K., Pallone A. Inviscid leading edge effect in hypersonic flow. J. Aeronaut. Sci., 1956, No. 7.
2. Черный Г. Г. Влияние малого затупления передней кромки профиля на его обтекание при большой сверхзвуковой скорости. Докл. АН СССР, 1957, 114, No. 7.
3. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. Гостехиздат, 1957.
4. Лукашевич Дж. Теоретическое рассмотрение и применение аналогии между гиперзвуковым течением и взрывом. Ракетн. техника, 1962, № 9. Журнал америк. ракет. общ.
5. Коробейников В. П., Чушкин П. И. Расчет начальной стадии точечного взрыва в различных газах. Журнал прикл. механ. и техн. физ. ПМТФ, 1963, № 4.
6. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шароватова К. В. Таблицы газодинамических функций начальной стадии точечного взрыва. ВЦ АН СССР, М., 1963.
7. Лунев В. В. О форме головной ударной волны при гиперзвуковом обтекании тупых тел. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1964, № 6.

ГИПЕРЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ СКОШЕННОЙ ПРИТУПЛЕННОЙ КРОМКИ НЕРАВНОМЕРНЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

Б. А. ЗЕМЛЯНСКИЙ (Москва)

Поле течения за искривленной головной ударной волной носит существенно неравномерный характер. Ниже в приближенной постановке рассмотрено течение в сжатом слое между передней притупленной кромкой крыла и внутренним скачком уплотнения, образующимся непосредственно перед кромкой при ее обтекании неравномерным потоком. Рассмотрение проведено для плоскости растекания. Кромка для простоты считается цилиндрической. Метод решения основан на построении линий тока и не связан предположениями о характере течения в сжатом слое. Для скошенной кромки решение получено в простом аналитическом виде и позволяет определить форму внутреннего скачка и профили всех параметров поперек слоя.

Для сверхзвукового течения в сжатом слое предлагается простой приближенный метод характеристик для расчета течения в плоскости растекания.

1. Трудность рассмотрения течения в плоскости растекания состоит в том, что задача при этом фактически оказывается незамкнутой. Здесь положение такое же, как и при локальном рассмотрении окрестности критической точки при обтекании затупленного тела с отошедшей ударной волной. В приближенных решениях этого типа [1-3] по существу остаются неопределенными два параметра: радиус кривизны скачка на оси и параметр, характеризующий распределение давления на теле (например, вторая производная от давления в критической точке). Для нахождения этих величин необходимо привлекать условия вниз по потоку (в трансзвуковой области) или некоторые дополнительные гипотезы. Несмотря на этот недостаток, из таких решений, помимо качественных выводов, полезных для понимания задачи, обычно можно получить и количественные результаты с приемлемой точностью.

В случае кромки в качестве возможных дополнительных предположений, замыкающих задачу, могут быть приняты, в частности, такие: 1) местный радиус кривизны внутреннего скачка уплотнения в сечении, ортогональном к кромке, равен радиусу кривизны ударной волны около бесконечного цилиндра для данных локальных условий обтекания¹; 2) распределение давления по кромке описывается модифицированной формулой Ньютона.

2. Получим приближенное решение задачи для случая гиперзвукового обтекания кромки неравномерным потоком, когда

$$\min(M_1 \sin \alpha) \gg 1 \quad (2.1)$$

Здесь M_1 — число Маха в потоке непосредственно перед кромкой, α — угол встречи линии тока с кромкой.

При достаточно большом скосе крыла (угол α всюду мал) все течение за скачком будет сверхзвуковым, и для его приближенного расчета можно привлечь метод характеристик (п. 3). При умеренном скосе тормозящее действие значительного поло-

¹ Соответствующие данные могут быть получены, например, из работ [4, 5].