

CS_2 и OCS можно ожидать дальнейшего увеличения α при введении инертного наполнителя и улучшении γ . Результаты этих расчетов приводят к выводу, что для процессов S+S применение тепловой накачки с последующим адиабатическим охлаждением в сверхзвуковом сопле позволяет достичь значительных коэффициентов усиления, порядка $10^{-2} \div 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Для иллюстрации величины запасенной в потоке энергии, которую в принципе можно перевести в излучение [°], приведем следующую верхнюю оценку. При параметрах торможения $P_0 = 30 \text{ атм}$, $T_0 = 5000^\circ \text{ К}$ для OCS , когда достижимо усиление 10^{-3} см^{-1} , поток через сопло длиной 20 см и высотой критического сечения 0.5 мм, т. е. площадью критического сечения 1 см^2 , запасает энергию 1.4 кдж/г при мощности 0.2 Мвт.

Авторы благодарят С. А. Лосева за многократные обсуждения, в результате которых появилась эта работа.

Поступила 23 XI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Пекар С. И. Химические лазеры высокого давления и стимулированные светом химические реакции. Докл. АН СССР, 1969, т. 187, № 3, стр. 555–557.
2. Кукибный Ю. А., Кочелав В. А., Пекар С. И. О некоторых хемилуминесцентных реакциях в газах и возможности их использования в химических лазерах на электронных фотопереходах. Квантовая электроника, 1974, т. 1, № 2.
3. Башкин А. С., Игошин В. И., Никитин А. И., Оравский А. Н. Химические лазеры. Итоги науки и техники, Сер. Радиотехника, т. 8, М., ВИНТИ, 1975.
4. Кочелав В. А., Кукибный Ю. А. О газодинамических фоторекомбинационных лазерах. Квантовая электроника, 1975, т. 2, № 7.
5. Башкин А. С., Оравский А. Н. К вопросу о создании рекомбинационных лазеров непрерывного действия. Квантовая электроника, 1976, т. 3, № 1.
6. Волков А. Ю., Демин А. И., Кудрявцев Е. М., Соболев Н. Н. Исследование возможности создания рекомбинационного газодинамического O_2 -лазера. ЖЭТФ, 1976, т. 70, № 2.
7. Измайлов И. А., Кочелав В. А., Кукибный Ю. А. О коэффициенте усиления света при фоторекомбинационных процессах. Укр. физ. ж., 1976, т. 21, № 3.
8. Фонтэн Б., Форестье Б. О возможности использования процессов рекомбинации трех тел для получения мощной непрерывной лазерной генерации в видимом диапазоне. Квантовая электроника, 1976, т. 3, № 4.
9. Кочелав В. А., Кукибный Ю. А. Тепловая накачка фоторекомбинационных лазеров. В кн. «Квантовая электроника», вып. 10, Киев, «Наукова думка», 1976.
10. Кларк Дж., Макчесни М. Динамика реальных газов. М., «Мир», 1967.
11. Термодинамические свойства индивидуальных веществ, т. 2, М., Изд-во АН СССР, 1962.

УДК 533.6.011.72

НОРМАЛЬНАЯ СИЛА ПЛОСКОГО ТРЕУГОЛЬНОГО КРЫЛА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

В. И. ЛАПЫГИН

(Москва)

На основании обработки результатов численных расчетов для режима обтекания с головной ударной волной, присоединенной к передним кромкам, получена зависимость коэффициента нормальной силы наветренной стороны плоского треугольного крыла от параметра $K = \sqrt{M^2 - 1} \sin \alpha$ в широком диапазоне изменения углов атаки, стреловидности и чисел Маха.

Обтекание плоской треугольной пластинки сверхзвуковым потоком газа рассматривалось многими авторами как аналитически [1–4], так и с использованием численных методов [5–6]. Отличительной чертой аналитических методов является их малая универсальность, т. е. они применимы только при достаточно жестких ограничениях на диапазон изменения определяющих параметров задачи, например числа Маха, величины угла атаки и пр. Численные методы более универсальны, но их применение связано с существенными затратами времени ЭВМ.

При проведении инженерных расчетов желательно иметь простые зависимости для определения характеристик крыла. По-видимому, наиболее удобным является представление этих характеристик в форме законов подобия.

При гиперзвуковом обтекании тонких тел условия подобия будут соблюдены, если значения двух параметров ($M\alpha$ и $\alpha/\text{ctg } \chi$) будут одинаковы [7]. Здесь M – число Маха, α – угол атаки, χ – угол стреловидности.

Для режима обтекания с образованием ударной волны, присоединенной к передним кромкам, известны два решения, где нормальная сила, возникающая на на-

ветренной стороне крыла, не зависит от угла стреловидности: 1) линейная теория ($\alpha \ll 1$) [1] и 2) теория ударного слоя ($M \sin \alpha \ll 1$, $\gamma \rightarrow 1$) [3], согласно которым соответственно имеем

$$(1) \quad \frac{C_n}{\alpha^2} = \frac{2}{\alpha \sqrt{M^2 - 1}}$$

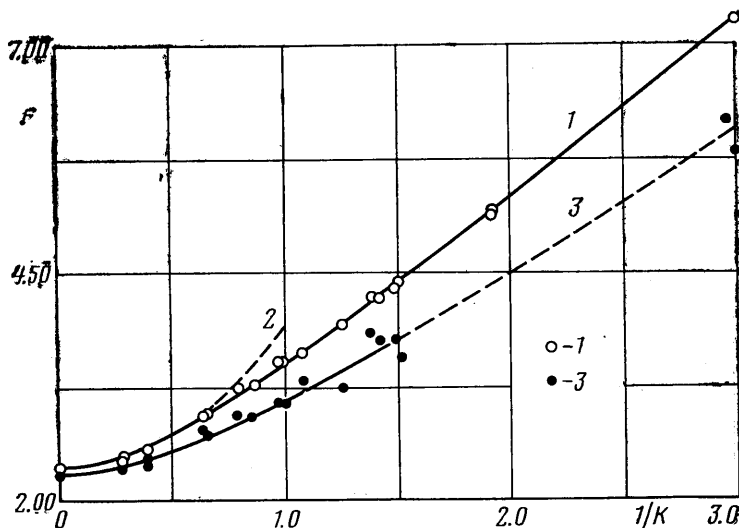
$$(2) \quad \frac{C_n}{\sin^2 \alpha} = 2 \left[\frac{2\gamma}{\gamma+1} + \frac{2\gamma - (\gamma-1)^2}{\gamma(\gamma+1)M^2 \sin^2 \alpha} \right]$$

Здесь C_n — коэффициент нормальной силы крыла, γ — отношение удельных теплоемкостей.

Обозначая $K = \sqrt{M^2 - 1} \sin \alpha$, заметим, что зависимости (1), (2) можно представить в виде

$$(3) \quad \frac{C_n}{\sin^2 \alpha} = F(K)$$

Формулы (1) и (2) асимптотические, и, несомненно, представляет интерес установление зависимости вида (3), если она существует, для тех значений M , α , γ , для которых формулы (1), (2) неприменимы. С этой целью было обработано большое



число расчетов, проведенных по методу [3] при $\gamma=1.4$, результаты которых приведены на фигуре (-1). На этом же графике нанесены значения $C_p^0/\sin^2 \alpha = F_0(K)$ (-3), где C_p^0 — коэффициент давления в центре крыла. Как видно из графика, значения $C_n/\sin^2 \alpha$ хорошо коррелируются одной кривой (кривая 1), корреляция значений $C_p^0/\sin^2 \alpha$ несколько хуже (кривая 3).

Отметим, что, хотя нормальная сила крыла зависит в основном только от K , параметры течения в ударном слое зависят не только от числа Маха и угла атаки, но и от угла стреловидности.

Кривой 2 на фигуре приведена зависимость, определяемая формулой (2). Из графика видно, что формула (2) справедлива при $K < 1.4$.

В заключение отметим, что кривая 1 (фигура) хорошо аппроксимируется формулой

$$(4) \quad \frac{C_n}{\sin^2 \alpha} = 2 \left(\frac{\gamma+1}{4} - \sqrt{\left(\frac{\gamma+1}{4}\right)^2 + \frac{1}{K^2}} \right)$$

которая с точностью до обозначения K совпадает с формулой для коэффициента давления на клине согласно закону плоских сечений [7]. Расчеты, проведенные при $\gamma \neq 1.4$, находятся в хорошем соответствии с зависимостью (4). Формула (1) получается из (4) предельным переходом при $K \rightarrow 0$. Различие значений C_n , получаемых по формулам (2) и (4) при $1/K=0$, составляет 2.8% при $\gamma=1.4$.

Поступила 20 VIII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика, т. 2. М., Физматгиз, 1963.
2. Гонор А. Л. Обтекание треугольного крыла гиперзвуковым потоком. ПММ, 1970, т. 34, вып. 3.
3. Гонор А. Л. Обтекание конических тел при движении газа с большой сверхзвуковой скоростью. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1959, № 1.
4. Булах Б. М. Нелинейные конические течения газа. М., «Наука», 1970.
5. Бабаев Д. А. Численное решение задачи обтекания нижней поверхности треугольного крыла сверхзвуковым потоком газа. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1962, т. 2, № 6.
6. Вазжин А. П. К расчету обтекания плоских треугольных крыльев при больших углах атаки. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 5.
7. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.
8. Лапыгин В. И. Расчет сверхзвукового обтекания V-образных крыльев методом установления. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 3.

УДК 533.6.011.72+534.222.2

СТРУКТУРА ЗОНЫ РЕАКЦИИ ДВУХФАЗНОЙ ДЕТОНАЦИИ

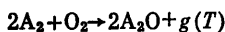
А. М. ГЛАДИЛИН

(Ленинград)

В [1] рассматривается структура зоны реакции в детонационной волне, распространяющейся по смеси газообразного взрывчатого вещества с химически активными мелкодисперсными частицами. Показывается, что за фронтом детонационной волны, распространяющейся по такой системе, возникают волны сжатия, которые, однако, не влияют на условие стационарного распространения детонационной волны, совпадающее с условием Чепмена — Жуге.

Изучение структуры зоны реакции двухфазной детонации, распространяющейся по смеси капельного горючего с газообразным окислителем, было проведено в [2]. Ниже предлагается иной, чем [1, 2], подход к рассматриваемой проблеме, позволяющий получить более широкую информацию о структуре зоны реакции двухфазной детонации. В частности, найдены условия существования самоподдерживающегося стационарного режима.

Задача решается в постановке [1], но с учетом только одной химической реакции



протекающей между испарившимся материалом частиц, состоящих из элемента А, и газообразным кислородом.

Для описания одномерного стационарного течения смеси газа с частицами за фронтом двухфазной детонации воспользуемся системой дифференциальных уравнений, записанной в системе координат, связанной с фронтом [1]

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx}(\rho u) &= \alpha_0 \alpha \\ \frac{d}{dx}(p + \rho u^2) &= -\rho \beta_0 \beta + v \alpha_0 \alpha \\ (1) \quad \frac{d}{dx} \left[\rho u \left(E + \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) \right] &= -\rho u \beta_0 \beta + \alpha_0 \alpha \left(E + \frac{v^2}{2} \right) \\ \frac{dr}{dx} &= -d_0 dv^{-1}, \quad \frac{dv}{dx} = e_0 e v^{-1}, \quad \frac{d}{dx}(nv) = 0 \\ \alpha &= rn \text{Nu}(T - \theta), \quad \beta = r^2 n C_D |u - v|(u - v), \quad e = \rho C_D |u - v|(u - v) \\ d &= \text{Nu} r^{-1}(T - \theta), \quad E = g(T) - L + E^*, \quad g(T) = g_0 - k(T - T_0) \end{aligned}$$

Здесь $u = D - u'$, $v = D - v'$ — скорости газа и частиц в системе координат, связанной с детонационным фронтом; ρ , u' , p , E , T — соответственно плотность, массовая скорость, давление, внутренняя энергия и температура газа; D — скорость детона-