Реальное значение импульса тяги I_1 определяется из зависимости [2]

$$I_1 = K_п \cdot K_з \cdot \alpha \cdot I_1^t,$$

где $K_п$ – коэффициент качества продувки камеры; $K_з$ – коэффициент качества заполнения камеры; α – коэффициент избытка окислителя.

Коэффициенты $K_п$, $K_з$, α определены экспериментально [2].

Расчёты проводились для компонентов топлива и детонационной камеры, на которых проводился натурный эксперимент, включающий 106 детонационных циклов.

Исходные данные для расчета:

компоненты топлива – C_2H_2+ воздух; $l = 0{,}283$ м; $S = 0{,}0512$ м^2; $\gamma_1 = 1{,}4$; $\gamma_2 = 1{,}28$; $\rho_1 = 1{,}35$ кг/м^3; $p_1 = 1{,}0132 \cdot 10^5$ Па; $h^2 = 60$.

Результаты расчетов:

$M_1 = 5{,}3087$; $p_S = 17{,}9774 \cdot 10^5$ Па; $\rho_S = 2{,}3452$ кг/м^3; $v_S = 747{,}93$ м/с; $a_S = 1014{,}54$ м/с; $U = 1762{,}47$ м/с; t_k=0,00138 с;

I_1^t= 17,97 Н·с; $I_1 = 4{,}2265$ Н·с (для $K_n = 0{,}42$; $K_з = 0{,}56$; $\alpha = 1{,}0$).

Экспериментальное значение единичного импульса $I_1^э = 3{,}8475$ Н·с.

Время движения детонационной волны вдоль камеры 0,00016 с. В области 3 у закрытого конца камеры давление $p_3 = 6{,}6402 \cdot 10^5$ Па, плотность ρ_3=1,0771 кг/м^3. Эти значения параметров у закрытого конца камеры сохраняются в течение 0,00043 с до прихода фронта волны разрежения от открытого конца камеры.

5. Вывод. Развитая модель достаточно хорошо описывает газодинамические процессы в камере детонационного двигателя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Станюкович К. П.* Неустановившиеся движения сплошной среды. 2-е изд. М.: Наука, 1971.

2. *Поршнев В. А., Федорец О. Н.* Теоретико-экспериментальная методика расчёта основных параметров детонационных реактивных двигателей // Аэродинамика: Ударно-волновые процессы: Межвуз. сб. науч. тр. Вып. 15(18). Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2000. С. 82 – 88.

УДК 533.6.011:532.529

Г. Д. Севостьянов

РЕГУЛЯРНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ОКОЛОЗВУКОВОГО СКАЧКА ОТ СТЕНКИ

Рассмотрим регулярное отражение косого околозвукового скачка *AO* от плоской стенки (оси *x*) в виде криволинейного скачка *OB* (причина его искривления – излом стенки ниже по потоку и вдали от точки *O* отражения). Требуется найти течение газа вблизи точки отражения за скачком OB. Задача рассматривалась еще Крокко [1], который ввел при этом "ежевидную" ударную поляру. Гудерлей [2] на плоскости годографа скорости для уравнения Трикоми получил первое приближение решения, заменив ударную поляру её касательной. В теории "коротких" волн на ударной волне оба условия не удовлетворены для аналогичной задачи.

Направим ось y перпендикулярно стенке в сторону потока. Течение газа описывается уравнениями Фальковича-Кармана [3] ($u = M^2 - 1$, M – число Маха)

$$uu_x = v_y, \quad v_x = u_y, \tag{1}$$

на скачке $x = h(y)$ имеем два условия

$$h' = -\frac{[v]}{[u]}, \quad (h')^2 = \langle u \rangle, \tag{2}$$

$[f]$, $\langle f \rangle$ – разность и полусумма значений f_+ и f_- разрывной функции f на скачке.

До скачка AO имеем однородный слабосверхзвуковой поток: $u = u_\infty = M_\infty^2 - 1 > 0$, $v = v_\infty = 0$; на AO: $x = -\gamma y$, $\gamma = \mathrm{tg}\alpha \approx \alpha$; $\omega = \frac{\pi}{2} - \alpha$ – угол падания скачка AO; уравнение $x = h(y)$ скачка OB неизвестно.

Между скачками AO и OB имеется однородный поток: $u = u_1 > 0$, $v = v_1 < 0$, его параметры найдем, если в точке O имеем точку Крокко [2]:

$$\begin{gathered} u_1 = z u_\infty, \quad u_c = -u_1/7, \quad v_c = 0, \quad z \approx 0{,}6060, \quad v_1 = -0{,}3529 u_\infty^{3/2}, \\ \alpha \approx \gamma = 0{,}8961\sqrt{u_\infty}, \quad \beta \approx \delta = \mathrm{tg}\beta = 0{,}5096\sqrt{u_\infty}. \end{gathered} \tag{3}$$

Здесь β – угол наклона касательной к скачку OB к оси y в точке O (тогда $\omega' = \frac{\pi}{2} - \beta$ – угол отражения).

Из условий (2) на OB имеем

$$\begin{aligned} &u = u_+ = u_c + 4\delta G(y) + 2G^2(y), \\ &v = v_+ = 4u_c G(y) - 6\delta G^2(y) - 2G^3(y), \\ &h'(y) = g(y) = \delta + G(y), \quad G(0) = 0. \end{aligned} \tag{4}$$

Функции h, g, G подлежат определению.

Ищем G и h в виде ряда по y с неизвестными постоянными коэффициентами

$$\begin{aligned} &G(y) = c_0 y + c_1 y^2 + c_2 y^3 + \ldots \\ &x = h(y) = \delta y + c_0 y^2/2 + c_1 y^3/3 + \ldots \end{aligned} \tag{5}$$

За скачком OB поле течения определяем через решение системы (1) для плоской стенки

$$u = a_0(x) + a_1(x)y^2 + a_2(x)y^4 + \ldots$$
$$v = b_0(x)y + b_1(x)y^3 + b_2(x)y^5 + \ldots, \tag{6}$$

где все коэффициенты выражаются через одну пока произвольную функцию $a_0(x)$: $b_0 = a_0 a_0'$, $a_1 = b_0'/2$, ...

Ищем её в виде ряда

$$a_0(x) = u_c + g_c x + d_1 x^2 + d_2 x^3 + \ldots \tag{7}$$

Здесь $g_c = [u_x(x,0)]_c$ – параметр, пропорциональный кривизне скачка OB в точке O. Записав (6) на скачке OB ($x = h(y)$) и учитывая (4), (5), найдем коэффициенты в (5) и (7)

$$c_0 = \frac{g_c}{4}, \quad c_1 = -\frac{15}{64}\frac{\delta g_c^2}{u_c} > 0, \ldots$$
$$d_0 = g_c, \quad d_1 = -\frac{37}{32}\frac{g_c^2}{u_c} > 0, \ldots \tag{8}$$

Уравнение отраженного скачка OB

$$x = h(y) = \delta y + g_c \frac{y^2}{8} - \frac{5}{64}\frac{\delta g_c^2 y^3}{u_c} + \ldots \tag{9}$$

для ускоренного потока за OB $g_c > 0$, для замедленного $g_c < 0$, для косого скачка OB $g_c = 0$.

Из (6) с помощью (7) и (8) определим поле скорости потока за OB:

$$u = u_c + g_c x - \left(37\frac{x^2}{u_c} + 21y^2\right)\frac{g_c^2}{32} + \ldots,$$
$$v = g_c y\left[u_c - \frac{21}{16} g_c x + \ldots\right]. \tag{10}$$

Тогда величина V скорости и угол θ её наклона к стенке x определяются из формул

$$V^2 = V_\infty^2 + \left[1 + 2\frac{u - u_\infty}{(\kappa+1)M_\infty^2}\right]; \quad \theta = \frac{\nu}{(\kappa+1)M_\infty^2}, \tag{11}$$

$\kappa > 1$ – отношение теплоёмкостей.

Коэффициент давления c_p выражается через функцию u:

$$c_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2} = -2\frac{u - u_\infty}{(\kappa+1)M_\infty^2}, \tag{12}$$

p – давление, ρ – плотность, при этом на стенке (y=0)

$$\Delta c_p = c_p - c_{pc} = -\frac{2}{(\kappa+1)M_\infty^2}\left[g_c x - \frac{37}{32u_c}(g_c x)^2 + \ldots\right]. \quad (13)$$

Полученное околозвуковое решение за OB можно записать в виде околозвукового закона подобия Кармана-Фальковича (1947)

$$X = \frac{|g_c|}{|u_c|}x, \quad Y = \frac{|g_c|}{\sqrt{|u_c|}}y, \quad |u_c| = \varepsilon^2 << 1,$$

$$\frac{u}{|u_c|} = U(X,Y) = -1 + X sign\, g_c + \frac{37}{32}X^2 - \frac{21}{32}Y^2 + \ldots,$$

$$\frac{v}{|u_c|^{3/2}} = V(X,Y) = Y\left(-sign\, g_c - \frac{21}{16}X + \ldots\right), \quad (14)$$

$$\Delta C_p\big|_{Y=0} = \frac{\Delta c_p(\kappa+1)M_\infty^2}{2|u_c|} = -X\left(sign\, g_c + \frac{37}{32}X + \ldots\right),$$

$$X = H(Y) = \sqrt{3}\,Y + \frac{1}{8}Y^2 sign\, g_c + \frac{5\sqrt{3}}{64}Y^3 + \ldots$$

Решение содержит параметры $M_\infty = \sqrt{1+u_\infty} > 1$ и g_c и отражает первое и второе приближение, остальные также получаются.

В системе (1) можно ввести интегропотенциал $I(x,y)$ равенствами

$$u = I_{xx}, \quad v = I_{xy},$$

который определяется из уравнения

$$(I_{xx})^2 = 2I_{yy},$$

допускающего введение геометрии в пространстве $x\,y\,I$. Интегропотенциал непрерывен с первой производной при переходе через скачок уплотнения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Crocco L.* Singolarità della corrente gassosa iperacustica nell'intorno di una prora a diedro // Aerotechnica. 1937. № 17. P. 519.

2. *Guderley K. G.* Theorie schallnaher strömungen. Berlin, Göttingen, Heidelbegr: Springer-Verlag. 1957 / Пер. с нем. *К. Г. Гудерлей.* Теория околозвуковых течений. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1960.

3. *Севостьянов Г. Д.* Основы теории околозвуковых течений газа. Ч. 1. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1987.