Причем при $\delta^{\sim} < \delta < \delta^0$, $\theta_- > \theta^0_-$ ($\delta^{\sim} = 1/\Phi'(\theta^{\sim}) < \delta^0$, а $\theta^0_- > \theta^{\sim}$ из (3.8)), при $\delta > \delta^*$, $\theta_- < \theta^0_-$ (где $\theta^0_- < \theta^{\sim}$), а когда (3.3) не имеет корней, при $\delta > \delta^{\sim}$, $\theta_- < \theta^0_-$ (где $\theta_-^0 < (0, \theta^{\sim})$) возможен один или несколько (из качественных соображений до трех) указанных режимов. В остальных случаях они единственны.

Таким образом, наиболее часто используемый в химической технологии низкотемпературный режим, при котором максимальная температура θ_+, достигаемая на выходе из слоя, не превышает θ_1, существует в реакторах произвольной длины при $\delta \leqslant \delta^*$, $\theta_- \leqslant \theta_1$, причем $\theta_+ \in [\theta_-, \theta_1]$. Если $\delta^0 < \delta < \delta^*$ и $\theta_2 - ap^0 < \theta_1$, то при $\theta_- \in [\theta_2 - ap^0, \theta_1]$ в реакторах длины $l \geqslant l_0$ наряду с одним низкотемпературным режимом существуют еще и высокотемпературные (из качественных соображений не более двух) режимы с $\theta_+ \in [\theta_2, \theta_3]$. В остальных случаях низкотемпературный режим единствен, если не считать колеблющихся решений с $\theta_+ \in [\theta^*_2, \theta_3]$, возможных в реакторах достаточно большой длины при $a > a^*(\delta)$, $\delta_0 < \delta < \delta^*$, где $\delta_0 > \delta^0$ из (3.5). Если система (3.3) не имеет корней, то для любого δ при $\theta_- \leqslant \theta_1$ существует только режим с $\theta_+ \leqslant \theta_1$. С ростом δ величина θ_1 монотонно увеличивается.

С уменьшением a, а также при достаточно малых l или δ область неединственности решений сокращается. Так, распространяя результаты, полученные в [6], на рассматриваемую задачу, можно утверждать, что, если

$$\Phi'(\theta^{\sim}) < 1/\delta + 1/4 \cdot 1/a \text{ или } \Phi'(\theta^{\sim}) < 1/\delta + 1/l$$

то при любой исходной температуре θ_- подаваемой смеси в реакторе существует единственный стационарный режим.

Поступила 20 VII 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Иоффе И. И., Письмен Л. М. Инженерная химия гетерогенного катализа. М., «Химия», 1965.
2. Арис Р. Анализ процессов в химических реакторах. М., «Химия», 1967.
3. Бесков Е. С., Кузин В. А., Слинько М. Г. Моделирование химических процессов в неподвижном слое катализатора. Хим. пром., 1965, № 1.
4. Зеленяк Т. И. О стационарных решениях смешанных задач, возникающих при изучении некоторых химических процессов. Дифференциальные уравнения, 1966, т. 2, № 2.
5. Raymond L. R., Amundson N. R. Some observation on tubular reactor stability. Can J. Chem. Egng., 1964, vol. 42, No. 4.
6. Luss D., Amundson N. R. Uniqueness of the steady state solutions for chemical reaction occuring in a catalyst particle or in a tubular reactor with axial diffussion. Chem. Engng. Sci., 1967, vol. 22, No. 3.
7. Чернова Э. А. О стационарных режимах горения с учетом теплоотвода. ПМТФ, 1967, № 4.

О ПРИБЛИЖЕННОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОКАЗАТЕЛЯ УДАРНОЙ АДИАБАТЫ ПРИ ДВИЖЕНИИ В АТМОСФЕРЕ КРУПНЫХ МЕТЕОРНЫХ ТЕЛ

А. К. Станюкович

(Москва)

В данной работе описывается приближенный метод определения параметров ударной волны, образующейся при движении метеорного тела в атмосфере с большой сверхзвуковой скоростью, при помощи обычных формул газовой динамики с предварительным определением эффективного показателя адиабаты, учитывающего энергетические потери на диссоциацию и ионизацию воздуха.

Основное уравнение [1] для прямого скачка уплотнения, в предположении, что энергетические потери имеют только тепловой характер, в системе, где летящее тело покоится, имеет вид

$$E_1 - E_2 = {}^1/_2\,(p_2 + p_1)\,(V_1 - V_2) + Q \tag{1}$$

Здесь E_1, V_1, p_1 — соответственно внутренняя энергия, удельный объем и давление перед фронтом ударной волны; E_2, V_2, p_2 — то же за фронтом ударной волны; Q — энергетические потери на диссоциацию и ионизацию воздуха.

При больших сверхзвуковых скоростях движения можно пренебречь величинами E_1 и p_1. Учитывая, что $E_2 = C_v\, T_2 = P_2 V_2 / (k - 1)$, получим уравнение вида

$$\frac{p_2 V_2}{k-1} = \frac{p_2}{2}(V_1 - V_2) + Q \tag{2}$$

где $K = 1.41$ — показатель адиабаты для воздуха до ударной волны.

Введем безразмерную величину $q = -2Q / p_2V_2$. Подставляя q в уравнение (2) и разрешая его относительно $V_1 / V_2 = \rho^*_2 / \rho_1$, получим уравнение

$$\frac{\rho_2^*}{\rho_1} = \frac{k+1}{k-1} + q \tag{3}$$

Здесь ρ_2^* — плотность за ударной волной при наличии диссоциации и ионизации. Величина $(k+1) / (k-1)$ равна максимальному ударному сжатию при отсутствии процессов диссоциации и ионизации и числу Маха $M_1 \to \infty$, поэтому q обозначает увеличение ударного сжатия по сравнению с максимальным вследствие диссоциации и ионизации воздуха, т. е.

$$q = \frac{\rho_2^*}{\rho_1} - \frac{\rho_2^{\max}}{\rho_1} = \frac{\Delta\rho_2^*}{\rho_1}$$

Введем эффективный показатель адиабаты k^*. По аналогии с известной формулой аэродинамики примем

$$\frac{\rho_2^*}{\rho_1} = \frac{(k^*+1) M_1^2}{2 + (k^*-1) M_1^2} \tag{4}$$

Нетрудно заметить, что в этом случае показатель адиабаты не будет постоянной величиной, а будет зависеть от M_1. Заменяя ρ_2^* / ρ_1 в выражении (3) на (4) и разрешая его относительно k^*, получим

$$k^* = \frac{2k + q(k-1)(1 - 2/M_1^2)}{2 + q(k-1)} \tag{5}$$

Практически для определения эффективного показателя адиабаты можно воспользоваться кривыми И. Б. Рождественского [2], показывающими изменение ударного сжатия ρ_2^* / ρ_1 в зависимости от числа Маха при различных давлениях p_1 невозмущенного потока. Подставив значение ρ_2^* / ρ_1 в выражение (4) и разрешив его относительно k^*, получим

$$k^* = \frac{1}{\rho_2^*/\rho_1 - 1}\left[\frac{\rho_2^*}{\rho_1}\left(1 + \frac{2}{M_1^2}\right) + 1\right] \tag{6}$$

При больших сверхзвуковых скоростях (практически при $M_1 > 30$) можно пренебречь членом $2 / M_1^2$. Тогда k^*, найдется по формуле

$$k^* = \frac{\rho_2^*/\rho_1 + 1}{\rho_2^*/\rho_1 - 1} \tag{7}$$

Принято считать, что образование ударной волны перед метеорным телом начинается на высоте 80—100 *км* [3]. Этой высоте соответствует давление $p_1 \sim 10^{-4}$ *ата*. Приводим результаты расчета, произведенного для данного давления и четырех значений числа Маха по формуле (6) и кривым [2]

$M_1 =$	25	30	35	40
$\rho_2^*/\rho_1 =$	18.5	17.8	18.5	19.9
$k^* =$	1.130	1.120	1.116	1.111

В. А. Бронштэн [3,4] рекомендует для подобных случаев значения k^*, лежащие в диапазоне 1.11 —1.29. Заметим, что учет рекомбинации молекул воздуха может незначительно увеличить k^*

Поступила 1 XII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Баум Ф. А., Каплан С. А., Станюкович К. П. Введение в космическую газодинамику, М., Физматгиз, 1958.
2. Рождественский И. Б. Термодинамические и газодинамические свойства потока воздуха за прямым скачком уплотнения с учетом диссоциации и ионизации воздуха. Сб. Физическая газодинамика, М., Изд-во АН СССР, 1959.
3. Бронштэн В. А. Проблемы движения крупных метеоритов. Метеоритика, М., «Наука», 1964, вып. 24.
4. Бронштэн В. А. Теория и спектральные исследования метеоритообразующих болидов. Метеоритика, М., «Наука», 1966, вып. 27.