

РАСЧЕТ ГОРЕНИЯ ВОДОРОДА В ВОЗДУХЕ ЗА ОТОШЕДШЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ДВИЖЕНИИ СФЕРЫ

С. М. ГИЛИНСКИЙ

(Москва)

Большая часть опубликованных расчетно-теоретических работ посвящена изучению квазиодномерных течений при наличии горения в сопле, в следе, в трубке тока и за прямой ударной волной [1-6].

В последнее время возник значительный интерес к изучению двумерных задач. Этот интерес, в частности, обусловлен решением проблемы об эффективном сжигании топлива в сверхзвуковом потоке воздуха.

В связи с развитием экспериментального изучения движения тел в горючих смесях газов с помощью баллистических установок [7-9] появилась потребность в проведении расчетов на электронных вычислительных машинах двумерного обтекания тел сверхзвуковым потоком газа при наличии горения.

В предыдущих работах автора [10-12] решалась стационарная задача в простейших предположениях о структуре зоны горения в детонационной волне.

В данной работе получено численное решение задачи о сверхзвуковом обтекании сферы водородо-воздушной смесью, учитывающее неравновесное протекание восьми химических реакций. Расчеты охватывают лишь дозвуковую и трансзвуковую области течения.

1. Система реакций, метод расчета. Рассматривается обтекание сферы стационарным сверхзвуковым потоком водородо-воздушной смеси. Предполагается, что смесь предварительно перемешана и будет однородной, так что можно ввести параметры набегающего потока — скорость V_1 , давление p_1 и температуру T_1 . Условия в набегающем потоке таковы, что смесь может воспламениться лишь после прохождения головной ударной волны.

Если также предположить, что эффекты, связанные с вязкостью, теплопроводностью, диффузией, ионизацией, излучением и каталитическим влиянием поверхности (сферы), отсутствуют, то течение газа за ударной волной будет описываться дифференциальными уравнениями химически реагирующей среды, которые выражают законы сохранения массы, количества движения, энергии, компонент и элементов

$$\begin{aligned} \nabla(\rho W) &= 0, & \rho(W\nabla)W + \nabla p &= 0 \\ (W\nabla)(\frac{1}{2}w^2 + h) &= 0, & h &= \alpha_1 h_1 + \dots + \alpha_N h_N \\ \rho(W\nabla)\alpha_i &= \dot{\omega}_i & (i &= 1, \dots, N-L) \\ (W\nabla)\alpha_k &= 0 & (k &= N-L+1, \dots, N), & \alpha_k &= \sum_{i=1}^N \frac{\Gamma_{ik}\mu_k\alpha_i}{\mu_i} \end{aligned} \quad (1.1)$$

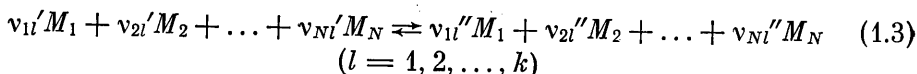
Здесь W — вектор скорости, p — давление, ρ — плотность, α_i — массовая концентрация i -го компонента, μ_i — его молекулярный вес, α_k — концентрация k -го элемента, μ_k — его атомный вес, Γ_{ik} — число атомов k -го элемента в i -м компоненте, N — общее число компонент.

Массовая скорость образования i -го компонента равна

$$\dot{\omega}_i = \sum_{l=1}^k (v_{il}'' - v_{il}') K_{dl} \rho^{n_l} \prod_{i=1}^N \left(\frac{\alpha_i}{\mu_i} \right)^{v_{il}'} G_l \quad (1.2)$$

$$G_l = 1 - \rho^{m_l} K_{pl}^{-1} \prod_{i=1}^N \left(\frac{\alpha_i}{\mu_i} \right)^{v_{il}'' - v_{il}'}, \quad n_l = \sum_{i=1}^N v_{il}', \quad m_l = \sum_{i=1}^N (v_{il}'' - v_{il}')$$

Предполагается, что в релаксирующей среде протекают с конечной скоростью k химических реакций вида



Здесь v_{il}' , v_{il}'' — стехиометрические коэффициенты протекания реакции (1.3) в прямом и обратном направлениях, K_{dl} — константа скорости l -й реакции в прямом направлении, K_{pl} — константа равновесия l -й реакции.

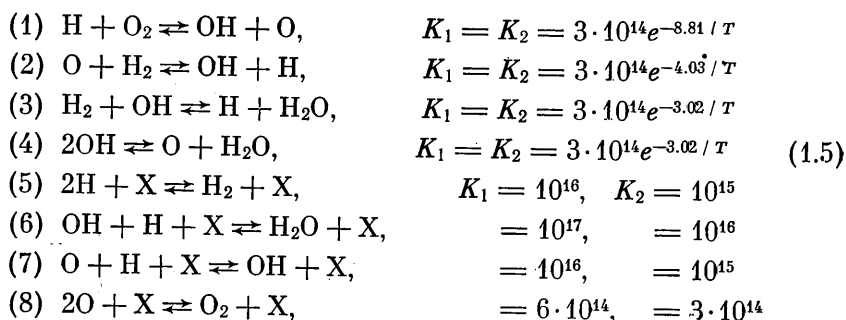
Систему уравнений (1.4) следует дополнить уравнением состояния, которое для смеси совершенных газов имеет вид

$$p = \frac{\rho R_y T}{\mu}, \quad \frac{1}{\mu} = \frac{\alpha_1}{\mu_1} + \dots + \frac{\alpha_N}{\mu_N} \quad (1.4)$$

где R_y — универсальная газовая постоянная.

Механизм горения водорода в воздухе изучен достаточно подробно лишь при низких давлениях и температуре. При наземных испытаниях на баллистической установке, когда скорость полета пули $\sim 2-3$ км/сек и давление смеси в приемной камере 0.1—1 атм, в окрестности носика пули за головной ударной волной давление достигает значительной величины $\sim 5-15$ атм, а температура 2000—3000° К, если исходная температура комнатная. Поэтому необходимо учитывать схему элементарных химических реакций, протекающих в условиях высоких давлений и температур.

Хотя кинетика химических реакций для этого диапазона изучена недостаточно, однако большинство исследователей на основе экспериментальных и теоретических работ рекомендуют следующую систему реакций ($K_1 = \max K_d$, $K_2 = \min K_d$):



Здесь T — температура в °К, деленная на 10^3 , скорости бимолекулярных реакций (1) — (4) имеют размерность см³/мол сек тримолекулярных (5) — (8) — см⁶/мол сек. Символ X означает любую молекулу или атом, рассматриваемые в качестве третьего тела.

Для констант скоростей тримолекулярных реакций (5) — (8) имеется большой разброс опытных данных, так что их величины, рекомендуемые различными авторами, отличаются друг от друга на порядок. В данной работе исследуются значения констант, близкие к верхней границе этого разброса, которые обозначены K_1 и к нижней границе — K_2 .

В работе [14] проводились расчеты горения водорода в воздухе в канале с постоянной площадью поперечного сечения. Кроме реакций (1) — (8) рассматривалось несколько реакций с участием азота и кислорода с образованием окиси азота NO. Было обнаружено, что эти реакции при температуре ниже 2200° K практически не влияли на профили газодинамических функций и при температуре ниже 2500—3000° K их влияние было слабое.

К аналогичному выводу приходит автор работы [5], рассмотревший задачу о расширении диссоциированных продуктов сгорания водорода в воздухе.

В этой работе проанализирована возможность протекания 23 химических реакций с образованием также неустойчивых радикалов H_2O , H_2O_2 , HNO и радикалов N , NO , NO_2 , но существенными оказались лишь четыре реакции, содержащиеся в системе реакций (1) — (8).

Будем считать воздух смесью инертного недиссоциированного азота и кислорода. Последний может диссоциировать и реагировать с водородом. Предположим, что существенны лишь восемь реакций (1.5), так что в потоке за ударной волной образуется шесть компонент H , O , H_2O , OH , O_2 , H_2 и присутствует инертный разбавитель N_2 , т. е. всего семь компонент.

Для удобства пронумеруем их соответственно (1) — (7).

Константы равновесия могут быть вычислены с помощью интерполяционных формул, например, работы [15], однако для простоты были использованы приближенно вычисленные константы скоростей обратных реакций (1) — (8) в работе [6].

Удобно ввести молярную концентрацию y_i ($[y_i] = \text{мол/см}^3$) и концентрацию c_i , которые связаны с массовой концентрацией α_i соотношением

$$y_i = \rho \frac{\alpha_i}{\mu_i} = \rho c_i$$

Тогда скорость образования i -го компонента во всех химических реакциях запишется в виде

$$\omega_i = \mu_i \sum_{j=1}^8 y_{ij} = \mu_i \sum_{j=1}^8 \left(K_{dj} \prod_m y_m^{v_m'} - K_{rj} \prod_m y_m^{v_m''} \right) \quad (m = 1, \dots, 8, i = 1, \dots, 6) \quad (1.6)$$

Концентрация третьего тела X приближенно полагалась равной сумме концентраций всех компонент, включая N_2

$$Y = y_1 + \dots + y_7 \quad (1.7)$$

Для зависимости удельных энтальпий от температуры использовалась аппроксимация вида

$$\begin{aligned} h_i &= A_i + B_i T, & T &\leq T_{0i} \\ h_i &= A_i + B_i T + C_i (T - T_{0i})^2, & T_{0i} &\leq T \leq T_{1i} \\ h_i &= D_i + E_i T, & T_{1i} &\leq T < 6, & T &= 10^{-3} T^\circ K \end{aligned} \quad (1.8)$$

справедливая в интервале $300^\circ K \leq T^\circ K \leq 6000^\circ K$. Коэффициенты A_i , B_i , ... заимствованы из работы [6]. Дифференциальные уравнения сохранения элементов можно заменить конечными алгебраическими

уравнениями, которые получаются с помощью линейной комбинации уравнений (1.6)

$$\begin{aligned} 2c_6 + c_1 + c_4 + 2c_3 &= \text{const} \\ 2c_5 + c_2 + c_4 + c_3 &= \text{const} \\ c_7 &= \text{const} \end{aligned} \quad (1.9)$$

Итак, в двумерном случае необходимо решить систему (1.1) из восьми дифференциальных уравнений и четырех конечных соотношений для определения 12 функций — двух компонент вектора скорости W , p , ρ , T , α_i ($i = 1, \dots, 7$). Эту систему нужно решить при граничных условиях на поверхности сферы

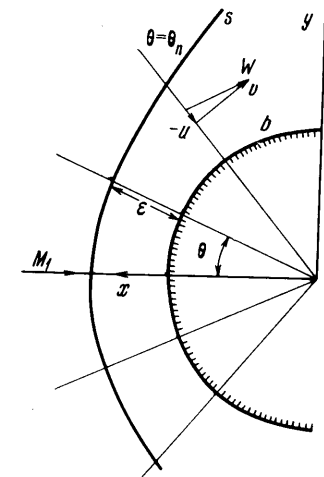
$$V_n = 0 \quad (1.10)$$

и на ударной волне

$$\begin{aligned} \rho_1 V_{1n} &= \rho V_n, & V_{1\tau} &= V_\tau \\ p_1 + \rho_1 V_{1n}^2 &= p + \rho V_n^2 \\ h_1 + \frac{1}{2} V_{1n}^2 &= h + \frac{1}{2} V_n^2 \end{aligned} \quad (1.11)$$

где индексы n и τ приписаны нормальной и касательной составляющим вектора скорости, индекс 1 относится к параметрам перед скачком.

Введем сферические координаты и обозначим проекции вектора скорости W на направления r и θ в меридиональной плоскости u , v (фиг. 1). Введем безразмерные переменные, отнеся скорости к максимальной скорости набегающего потока V_{\max} , плотность — к ρ_1 , давления — к $\rho_1 V_{\max}^2$, температуру — к T_1 , линейные размеры — к радиусу сферы R .



Фиг. 1

Преобразуем область между ударной волной и телом в полосу $[0, 1]$, введя новые независимые переменные ξ , θ соотношением

$$\xi = \frac{r - r_b(\theta)}{\varepsilon(\theta)}, \quad \varepsilon(\theta) = r_s(\theta) - r_b(\theta), \quad \theta = \theta \quad (1.12)$$

Здесь $r_s = r_s(\theta)$, $r_b = r_b(\theta)$ — уравнения контуров скачка и тела в меридиональной плоскости. Преобразуем систему газодинамических уравнений относительно новых переменных и разрешим ее относительно производных по ξ . Применим численный метод работы [16].

Этот метод в общепринятой форме, примененный к двумерным задачам, учитывающим сложную кинетику реакций, протекающих с большими скоростями, оказался неустойчивым. В работе [12] была предложена модификация метода, которая позволила провести исследование задачи обтекания сферы горючей смесью с учетом простой модельной кинетики в широком диапазоне изменения условий в набегающем потоке — от околоравновесных до околосамороженных.

Суть этой модификации состоит в том, что часть уравнений для компонент скорости и давления интегрируется с помощью явной разностной схемы вдоль координатного луча $\theta = \text{const}$, а часть для резко меняющихся функций плотности и концентраций вдоль линии тока. Расчеты показали высокую эффективность такой схемы¹.

В данной работе эта модифицированная схема применена к расчету течения, учитывающему протекание реакций (1) — (8).

¹ Аналогичная модификация независимо была предложена в работе [17].

Аппроксимирующая система уравнений, выписанная в работе [12] (1.12—1.15), справедлива применительно к рассматриваемой задаче с той лишь разницей, что функцию $Se^{-E/T}X$ нужно заменить более сложным выражением

$$\frac{R}{V_{\max}} X = \frac{R}{V_{\max}} \sum_{i=1}^6 \left(\frac{\mu}{\mu_i} - \frac{h_i}{c_p T} \right) \frac{\dot{\omega}_i}{\rho}, \quad c_p = \sum_{i=1}^7 c_{pi} \alpha_i, \quad c_{pi} = \frac{\partial h_i}{\partial T} \tag{1.13}$$

а уравнения, интегрируемые вдоль линии тока, заменяются системой уравнений

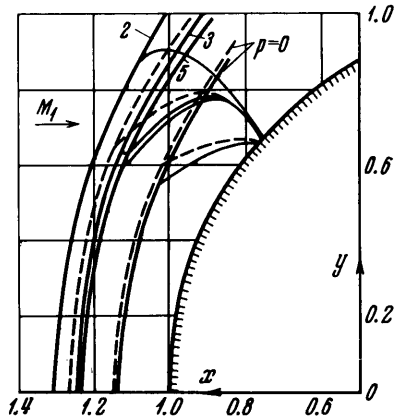
$$\frac{d \ln \rho}{d \xi} = \frac{1}{\gamma} \frac{d \ln p}{d \xi} - \chi X, \quad \frac{dy_i}{d \xi} = \chi \frac{\omega_i}{\mu_i} + \frac{d \ln \rho}{d \xi} y_i \quad (i = 1, 2, 3, 4)$$

$$\chi = \frac{R \epsilon r}{V_{\max} (ru - r'v)}, \quad \gamma = \left(\sum_{i=1}^7 \alpha_i c_{pi} \right) \left(\sum_{i=1}^7 \alpha_i c_{vi} \right)^{-1}, \quad c_{vi} = \frac{\partial h_i}{\partial T} - \frac{R_v}{\mu_i} \tag{1.14}$$

Уравнения (1.14) интегрируются с помощью неявной схемы Эйлера, так что разностная запись их следующая:

$$\ln \frac{\rho^{n+1}}{\rho^n} = \frac{1}{\delta \gamma^n + (\delta - 1) \gamma^{n+1}} \ln \frac{p^{n+1}}{p^n} - \Delta \xi \chi^n [\delta X^n + (\delta - 1) X^{n+1}] = F \tag{1.15}$$

$$y_i^{n+1} - y_i^n = F y_i^n + \Delta \xi \frac{\chi^n}{\mu_i} [\delta \dot{\omega}_i^n + (\delta - 1) \dot{\omega}_i^{n+1}] \tag{0 < \delta < 1} \quad (i = 1, 2, 3, 4)$$



Фиг. 2

Система пяти трансцендентных алгебраических уравнений решается методом Ньютона — Рафсона.

В остальном схема расчета совпадает с изложенной в работе [12].

2. Анализ точности расчетов, результаты и обсуждение. По изложенной схеме была составлена программа на ЭВМ и проведена серия расчетов сверхзвукового обтекания сферы водородо-воздушной смесью.

Условия в набегающем потоке варьировались в диапазоне, совпадающем с тем, который был в известных экспериментах [7—9].

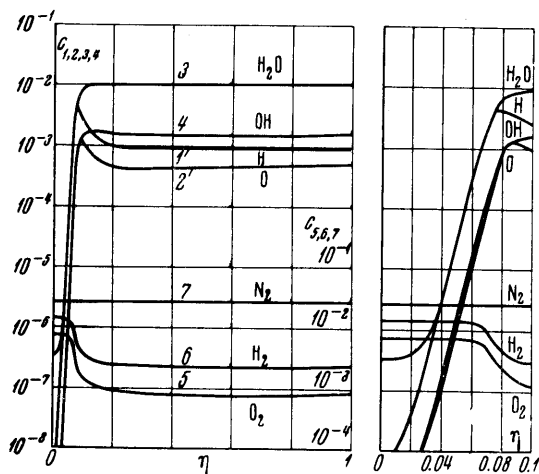
Большая часть расчетов проведена для сферы диаметром 15 мм. Число M_1 набегающего потока было взято 5 и 5.5, температура $T_1 = 300^\circ \text{K}$, давление варьировалось в диапазоне $0 \leq p_1 \leq 0.5 \text{ атм}$, коэффициент избытка воздуха $0.5 \leq \alpha \leq 2$.

В качестве иллюстрации, характеризующей точность определения положения ударной волны и звуковой линии, на фиг. 2 построена геометрическая картина обтекания для типичного случая $M_1 = 5.5$, $p_1 = 0.25 \text{ атм}$, $T_1 = 300^\circ \text{K}$ при использовании метода во втором (два луча в верхней полуплоскости), третьем и пятом приближениях. Расхождение второго и третьего приближений в окрестности линии торможения составляет 20%, а третьего и пятого уже не превышает 5%, причем с ростом номера приближения толщина ударного слоя уменьшается.

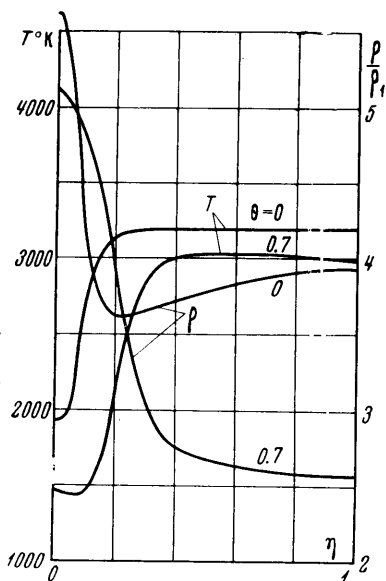
Отличие в распределении газодинамических параметров может быть несколько выше указанных значений особенно в трансзвуковой части течения. Это относится к вариантам, когда течение за ударной волной близко к адиабатическому, когда ширина области тепловыделения составляет меньше половины ширины ударного слоя.

Суммируя сведения о различных интегральных проверках и влиянии изменения величины шага в направлении ξ и θ , можно сделать общий вывод: точность численного метода применительно к данной задаче ниже, чем при использовании его в аналогичных адиабатических задачах, однако относительная погрешность в определении положения и формы ударной волны в дозвуковой части течения при использовании третьего приближения не превышает 5%¹.

Чтобы грубо оценить влияние релаксации инертных степеней свободы, были проведены расчеты с условиями на скачке, в которых не учитывалось возбуждение инертных степеней свободы, и параметры за таким «замороженным» скачком вычислялись по явным формулам для совершенного газа с $\gamma = \text{const}$.



Фиг. 3



Фиг. 4

На фиг. 2 пунктиром проведены ударные волны и звуковые линии для давлений $p_1 = 0.25 \text{ атм}$ и $p_1 = 0$ (т. е. для адиабатического течения), рассчитанные в предположении, что скачок заморожен относительно инертных степеней свободы. Толщина ударного слоя в этом случае оказывается больше, причем с ростом давления относительное увеличение толщины по сравнению со случаем «равновесного» скачка возрастает. При наличии релаксации инертных степеней свободы (при $M_1 \sim 5$ существенна лишь колебательная релаксация) увеличение толщины слоя будет, по-видимому, меньше, чем в данном случае.

Следовательно, эффекты колебательной релаксации и погрешности численного метода при использовании третьего приближения по сравнению с пятым в какой-то мере компенсируют друг друга, поскольку они одного порядка, но разного знака. Этот факт был установлен на нескольких примерах при варьировании условий в набегающем потоке.

В связи с этим, а также с целью экономии машинного времени, все основные расчеты проведены с использованием третьего приближения.

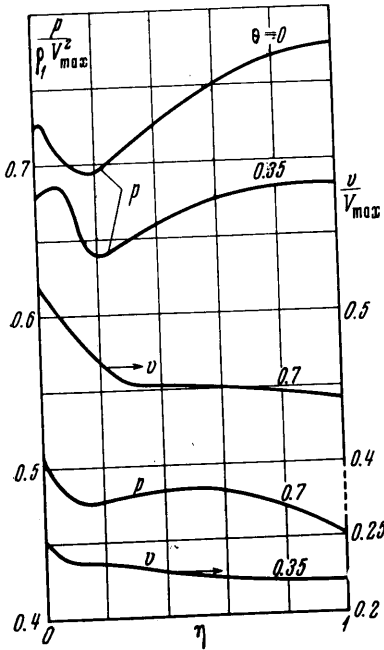
На фиг. 3—5 приводятся для примера распределения концентраций реагирующих компонент от скачка к телу по переменной $\eta = 1 - \xi$ вдоль линии торможения ($\theta = 0$) и вдоль луча $\theta = 0.7$, расположенного в окрестности звуковой линии. Кривые соответствуют обтеканию сферы диаметром D , равным 15 мм, стехиометрической смесью водорода с воздухом (α — коэффициент избытка воздуха) с числом $M_1 = 5.5$, $p_1 = 0.25 \text{ атм}$, $T_1 = 300^\circ \text{ К}$.

Распределение концентраций вдоль линии торможения качественно согласуется с соответствующими кривыми, полученными при решении одномерных задач [1-4, 6]. В расчетах полагалось наличие в исходной смеси небольшого процента воды $k_{\text{H}_2\text{O}} = 10^{-5}$, поэтому кривая распределения концентрации воды начинается не от нуля.

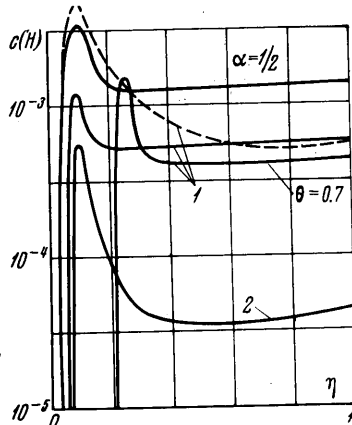
¹ Точность расчетов можно повысить, если ввести для зоны индукции и зоны тепловыделения различные нормировки по ξ , как это сделано при решении задачи с простой кинетикой в работах [10, 12]. Однако при этом вдвое увеличивается число свободных параметров.

Фиг. 6—10 иллюстрируют влияние давления набегающего потока p_1 в атм., коэффициента избытка воздуха α и размера сферы D в мм при фиксированном числе $M_1 = 5$ в температуре $T_1 = 300^\circ \text{K}$.

На фиг. 6 все кривые (кроме одной для $\theta = 0.7$) показывают распределение концентраций вдоль линии торможения для $D = 15$, $p_1 = 0.5$. Штрих-пунктир здесь и ниже соответствует результатам, полученным при использовании констант скоростей химических реакций K_2 , а пунктир — адиабатическому течению ($p_1 = 0$).



Фиг. 5

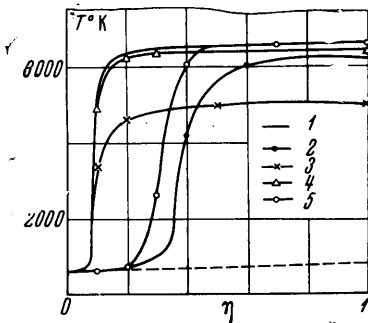


Фиг. 6

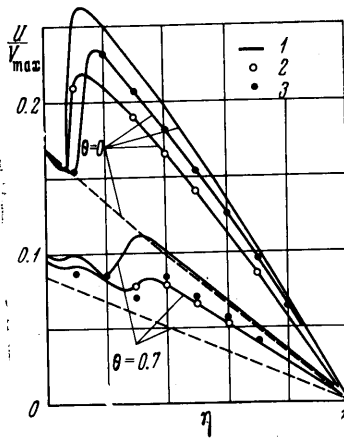
Распределения температуры вдоль линии торможения на фиг. 7 построены в случае $D = 15$, $\alpha = 1$ — точки 1 ($p_1 = 0.5$) и точки 2 (0.15), точки 3 ($\alpha = 2$, $p_1 = 0.5$), точки 4 ($\alpha = 0.5$, $p_1 = 0.5$) и точки 5 ($D = 5$, $\alpha = 1$, $p_1 = 0.45$).

Распределение плотности на фиг. 9 построено сплошными линиями для $D = 15$, $\alpha = 1$ и различных давлений p_1 , точки 1 ($D = 5$, $p_1 = 0.45$), точки 2 ($D = 22.5$, $p_1 = 0.333$), точки 3 ($D = 15$, $p_1 = 0.5$, $\alpha = 2$). На фиг. 10 сплошные линии для $D = 15$, $\alpha = 1$ и различных давлений — точки 1 ($p_1 = 0.5$, $\alpha = 0.5$), точки 2 ($p_1 = 0.5$, $\alpha = 2$), точки 3 ($D = 22.5$, $p_1 = 0.333$, $\alpha = 1$).

Следует отметить, что с увеличением коэффициента избытка воздуха содержание атомарного водорода в фиксированной точке, например, в точке максимума, монотонно падает, в то время как содержание воды, и как следствие этого теплопровод, изменяется немонотонно.



Фиг. 7

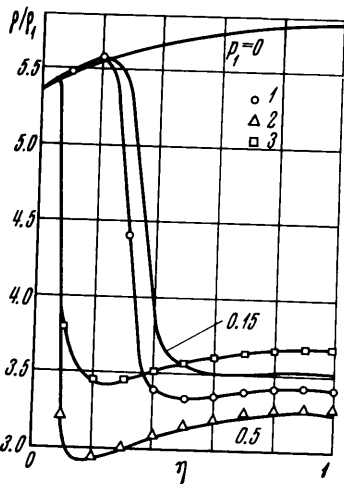


Фиг. 8

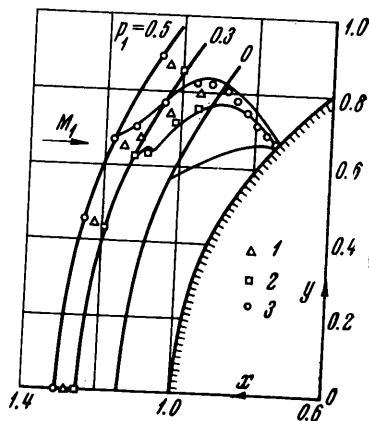
Максимум достигается для стехиометрического соотношения в смеси ($\alpha = 1$). Характерно, что увеличение и уменьшение коэффициента избытка воздуха в два раза дает неодинаковый эффект. Увеличение α в два раза значительно сильнее

уменьшает равновесную температуру. Толщина ударного слоя для стехиометрической смеси также максимальна (фиг. 10).

С уменьшением давления ширина индукционной зоны и зоны тепловыделения растет. При этом влияние давления в рассмотренных условиях несколько больше в зоне тепловыделения, чем в зоне индукции. Этот результат согласуется с выводом работы [3], в которой производился расчет течения с горением в сопле при по-



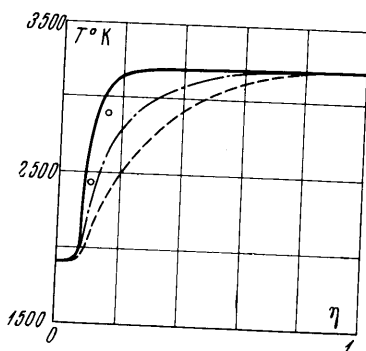
Фиг. 9



Фиг. 10

стоянном давлении. Расчеты при очень низких начальных давлениях не производились, ввиду того, что при низких давлениях схема реакций (1) — (8) становится неточной и следует учитывать реакции с участием малоактивного радикала NO_2 . Для сравнения на фигурах приведены кривые, соответствующие $p_1 = 0$.

Известно, если в потоке протекают процессы, сопровождающиеся только бимолекулярными химическими реакциями, то имеет место бинарный закон подобия: два течения, в которых произведение $p_1 R$ постоянно — подобны. Это будет следствие того, что давление и линейный размер в этом случае входят в уравнения и граничные условия только в виде произведения. Поэтому, когда существенную роль играют лишь реакции (1) — (4), должен приближенно выполняться бинарный закон подобия. В противном случае закон будет нарушаться. Из рассмотрения профилей температуры и плотности на фиг. 7 и 9 следует, что в зоне индукции бинарное подобие имеет место, а в зоне тепловыделения, где ведущая роль принадлежит тримолекулярным реакциям, подобие нарушается.



Фиг. 11

Однако на геометрическую картину течения, особенно на положение ударной волны, это оказывает слабое влияние, ударные волны, построенные для двух случаев, когда давление и размер сферы изменились 1.5 и 3 раза, дали близкие результаты. Причем это имеет место как для условий, при которых за ударной волной реализуется течение, близкое к равновесному ($D = 22.5$ мм, $p_1 = 0.333$ атм), так и для случая, когда течение близко к замороженному ($D = 5$ мм, $p_1 = 0.45$ атм). Выше отмечалось, что результаты расчетов могут сильно зависеть от выбора системы элементарных химических реакций, а также значений констант скоростей этих реакций, используемых в расчете. Имеется ряд работ [14, 5], в которых производилось исследование точности системы реакций и влияния вариации констант скоростей реакций на окончательные результаты.

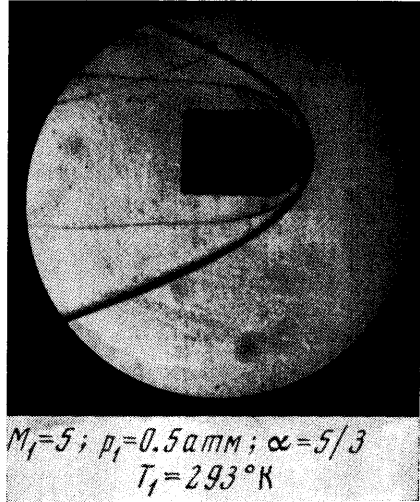
Существование той или иной реакции определяется путем поочередного исключения ее из системы (1) — (8), что в данном случае эквивалентно поочередному десятикратному уменьшению констант скоростей каждой реакции.

Результат такого анализа представлен на фиг. 11, где построено распределение температуры вдоль линии торможения для случая $M_1 = 5$, $T_1 = 300^\circ \text{K}$, $p_1 = 0.5 \text{ атм}$, $\alpha = 1$, $D = 15 \text{ мм}$.

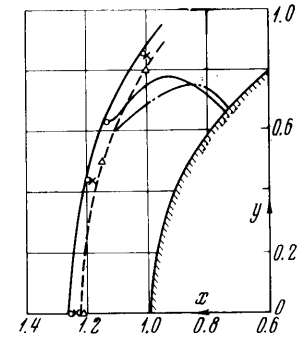
Оказывается, в этих условиях десятикратное уменьшение констант бимолекулярных реакций (1) — (4) практически не влияет на распределение газодинамических параметров и содержание компонент смеси. Объясняется это тем, что в рассмотренном случае ширина зоны индукции мала по сравнению с зоной тепловыделения и равновесного течения. На фигуре сплошная линия соответствует расчету с использованием значений констант K_1 . Черные кружочки соответствуют расчету, когда константа реакции (5) уменьшена в 10 раз, штрих-пунктир — константа (6), треугольнички — (7) в 10 раз, крестики — (8) в 2 раза. При изменении константы одной реакции остальные константы были K_1 . Видно, что существенной реакцией является реакция (6), и знание численного значения константы этой реакции наиболее важно. Пунктирной линией на фиг. 11 проведена кривая, соответствующая константам K_2 , когда константы (5) — (7) реакций в 10 раз, а (8) — в 2 раза меньше чем K_1 .

При этих значениях констант зона равновесного течения становится малой.

Следовательно, суммарный теплоподвод и, как следствие этого, толщина ударного слоя существенно зависят от значений констант, заложенных в расчет. Путем сопоставления расчетных данных с результатами экспериментального исследования можно сделать вывод о том, с какой скоростью протекают химические реакции. Пример такого сравнения представлен на фиг. 12, 13. Фотография на фиг. 12 заимствована из работы [7]. Результаты расчета с теми же условиями набегающего потока, что и на фиг. 12, а именно, $M_1 = 5$, $p_1 = 0.5 \text{ атм}$, $T_1 = 300^\circ \text{K}$, $\alpha = 5/3$ для сферы диаметра 15 мм, представлены на фиг. 13. Сплошная линия — расчет с K_1 , близкими к тем, которые рекомендуются



Фиг. 12



Фиг. 13

в работе [3] как наиболее вероятные, кружочками — при уменьшении всех констант вдвое (эти значения рассматриваются в работе [18] как возможные), и пунктир соответствует K_2 , которые рекомендуются в работе [18] как наиболее вероятные. Результаты расчета с использованием K_2 с точностью 0.5% совпадают с экспериментом. Отсюда можно заключить, что более предпочтительными будут значения констант, близкие к нижнему пределу разброса экспериментальных данных.

В заключение следует заметить, что более точные количественные оценки значений констант можно сделать, если производить расчет и эксперименты по горению водорода в кислороде, где реакции протекают более бурно, и в частности, толщина ударного слоя ~ в два раза больше, чем при тех же условиях в набегающем потоке водородо-воздушной смеси.

В этом случае относительные погрешности в определении геометрических параметров как в эксперименте, так и в расчете меньше.

Автор благодарит Г. Г. Черного за ценные замечания при обсуждении статьи.

Поступило 30 XII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Brainerd J. J., Levinsky E. S. Viscous and nonviscous nonequilibrium nozzle flows. *AJAA Journal*, 1963, vol. 1, No. 11.
2. Zeiberg S. L., Bleich G. D. Finite-difference calculation of hypersonic wakes. *AJAA Journal*, 1964, vol. 2, No. 8.
3. Ferri A., Libby P. A., Zakkay V. Theoretical and experimental investigation of supersonic combustion. *JCAS congress*, Stockholm, Sweden, 1962.

4. Duff R. E. Calculation of reaction profiles behind steady state shock waves. 1. Application to detonation waves. *J. Chem. Phys.*, 1958, vol. 28, No. 6.
5. Хайлов В. М. Учет химической кинетики при расчете течения в сопле продуктов сгорания водорода в воздухе. *Теплофизика высоких температур*, 1968, т. 6, вып. 5.
6. Moretti G. A new technique for the numerical analysis of nonequilibrium flows. *AJAA Journal*, 1965, vol. 3, No. 2.
7. Черный Г. Г. Сверхзвуковое обтекание тел с образованием фронтов детонации и медленного горения. *Astronautica acta*, 1968, vol. 13.
8. A technique for studying supersonic combustion in the vicinity of a hypersonic missile. *Nat. Bur. Stand. techn. news bull.*, 1960, vol. 44, No. 11.
9. Behrens H., Struth W., Wecken F. Studies of hypervelocity firings into mixtures of hydrogen with air or with oxygen. I Sympos. (Internat.) combust., Cambridge, 1964. Pittsburgh, Pa. Combust. Inst., 1965, pp. 245—252.
10. Гишинский С. М., Запрянов З. Д., Черный Г. Г. Сверхзвуковое обтекание сферы горючей смесью газов. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1966, № 5.
11. Гишинский С. М., Черный Г. Г. Сверхзвуковое обтекание сферы горючей смеси газов с учетом времени задержки воспламенения. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1968, № 1.
12. Гишинский С. М. Расчет течения горючей смеси перед затупленным телом. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1968, № 2.
13. Кондратьев В. Н. Кинетика химических газовых реакций. М., Изд-во АН СССР, 1958.
14. Momtchiloff J. N., Taback E. D., Buswell R. F. Kinetics of hydrogen — air flow systems I Calculation of ignition delays for hypersonic ramjets. 9th Sympos. (Internat.) combust. Ithaca, 1962, New York — London, Acad. Press, 1963.
15. Гурвич Л. В., Ртищева Н. П. Аналитическое представление табулированных значений термодинамических свойств газов. I. Аппроксимация термодинамических свойств выражения типа $AI_nT + \sum_{n=a}^{n=6} A_nT^n$. *Теплофизика высоких температур*, 1965, т. 3, № 1.
16. Гишинский С. М., Теленин Г. Ф., Тиняков Г. П. «Метод расчета сверхзвукового обтекания затупленных тел с отошедшей ударной волной». *Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение*, 1964, № 4.
17. Стулов В. П., Турчак Л. И. О сверхзвуковом обтекании затупленных тел при наличии быстрых неравновесных процессов. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1967, № 5.
18. Schott G. L. Kinetic studies of hydroxyl radicals in shock waves 3. The OH concentration maximum in the hydrogen — oxygen reaction. *J. Chem. Phys.*, 1960, vol. 32, No. 2.