

РАСЧЕТ ТЕЧЕНИЯ ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ ПЕРЕД ЗАТУПЛЕННЫМ ТЕЛОМ

С. М. ГИЛИНСКИЙ

(Москва)

В работе [1] решена задача о сверхзвуковом обтекании сферы горючей смесью газов, учитывающая одну из простейших моделей структуры зоны горения. Все течение за ударной волной в этой модели состоит из двух областей адиабатического течения — индукционной области и области равновесного течения продуктов сгорания, разделенных фронтом горения. Прохождение смеси через фронт сопровождается мгновенным ее сгоранием. Решение дано только для дозвуковой и трансзвуковой областей.

Ниже решается та же задача в предположении, что за фронтом горения реакции протекают неравновесно. Используется модель двухкомпонентной смеси исходных продуктов и продуктов сгорания с протеканием одной химической реакции первого порядка. При помощи такой модели иллюстрируется влияние неравновесности на картину течения и распределения функций в ударном слое. Полученное решение можно использовать в окрестности оси симметрии для случая обтекания горючей смесью затупленного тела произвольной формы.

1. Постановка задачи и метод ее решения. Пусть осесимметричное затупленное тело помещено в равномерный стационарный сверхзвуковой поток горючей смеси газов с параметрами M_1 , p_1 , T_1 . Уплотнение газа, прошедшего головную ударную волну, может оказаться настолько большим, что будет происходить самовоспламенение смеси.

Согласно модели, рассмотренной в работе [1], в ударном слое имеется две области — индукционная область 1 (фиг. 1), где влиянием химических реакций на газодинамическое течение можно пренебречь, и область 2 течения продуктов сгорания. Ширина индукционной области определяется функцией $\Phi(p, T)$, имеющей смысл концентрации некоторого фиктивного компонента. При достижении концентрации единицы происходит воспламенение. Линия $\Phi = 1$ образует передний фронт химических реакций.

В области 2 за линией $\Phi = 1$ рассмотрим следующую упрощенную модель механизма горения: исходная смесь, которую будем считать совершенным газом с показателем адиабаты γ_1 и молекулярным весом μ_1 (продукт А), в результате химических реакций переходит в окончательный продукт сгорания В, являющийся также совершенным газом с показателем адиабаты γ_2 и молекулярным весом μ_2 .

В любой момент времени газ состоит из смеси двух продуктов А и В. Пусть λ — массовая концентрация В, тогда $(1 - \lambda)$ будет массовой концентрацией продукта А. Таким образом, здесь пренебрегается всеми промежуточными реакциями цепочки горения и скоростью обратной реакции, так что суммарная реакция имеет следующий символический вид:



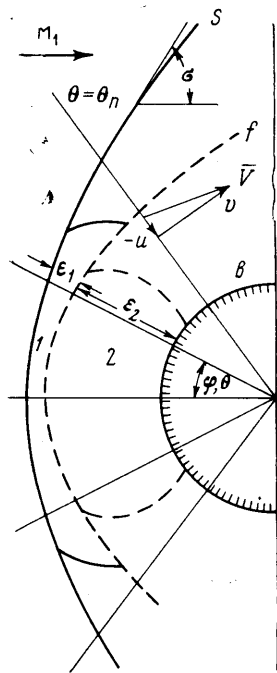
Полагаем, аналогично [2], что реакция (1.1) подчиняется закону Аррениуса

$$\frac{d\lambda}{dt} = k(1 - \lambda) \exp \frac{-E^\circ}{RT} = \omega_B(T, \lambda) = \omega_2 \quad (1.2)$$

Здесь E° — энергия активации, k — константа скорости реакции (1.1), численные значения которых для реальных смесей можно определить из эксперимента либо теоретически, соответствующим образом обработав результаты расчета одномерных задач, учитывающих более сложную химическую кинетику.

Задача нахождения течения состоит в решении двух связанных между собой краевых задач для областей 1 и 2.

В индукционной области параметры течения должны удовлетворять стационарной системе газодинамических уравнений



Фиг. 1

$$\nabla(\rho V) = 0, \quad \rho(V \cdot \nabla)V = 0, \quad (VV) \left(\frac{V^2}{2} + h \right) = 0, \quad h = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \quad (1.3)$$

Распределение концентрации Φ рассчитывается по заданному полю газодинамических параметров из уравнений

$$\nabla \nabla \Phi = \frac{C}{p} \exp \frac{B^0}{T}, \quad T = \frac{p \mu_1}{R_y \rho} \quad (1.4)$$

Здесь V — вектор скорости, p — давление, ρ — плотность, R_y — универсальная газовая постоянная, C, B — некоторые константы.

В области 2 за фронтом горения рассматривается стационарное течение идеальной газовой смеси. Для его описания нужно систему (1.3) решать совместно с балансными уравнениями для концентраций и уравнением состояния, которые в рассматриваемом случае имеют вид

$$V \cdot \nabla \lambda = \omega_2, \quad \omega_A = \omega_1 = 1 - \omega_2 \quad \left(p = \frac{\rho R_y}{\mu} T \right) \quad (1.5)$$

Энтальпия h и молекулярный вес смеси μ определяются формулами

$$h = (c_{p1} T + h_{01})(1 - \lambda) + (c_{p2} T + h_{02})\lambda, \quad \mu = \frac{\mu_1}{1 + (\mu_1/\mu_2 - 1)\lambda} \quad (1.6)$$

Индексы 1 и 2 соответствуют продуктам А и В, c_p — удельная теплоемкость смеси при постоянном давлении

$$c_p = c_{p1}(1 - \lambda) + c_{p2}\lambda, \quad c_{pi} = \frac{R_y \gamma_i}{(\gamma_i - 1)\mu_i} \quad (i = 1, 2) \quad (1.7)$$

Здесь h_{01} и h_{02} — нулевые энтальпии.

С помощью (1.5), (1.6) можно из (1.3) исключить энтальпию, в результате будем иметь

$$\nabla \ln p = \frac{1}{v} \nabla \ln p + \frac{1}{V} X^0 \quad (1.8)$$

$$X^0 = \sum_{i=1}^2 \left(\frac{h_i}{c_{pi} T} - \frac{\mu}{\mu_i} \right) \omega_i, \quad \gamma = \left[1 - \frac{1 + (\mu_1/\mu_2 - 1)\lambda}{\gamma_1(1 - \lambda)/(\gamma_1 - 1) + \gamma_2 \mu_1 \lambda / \mu_2 (\gamma_2 - 1)} \right]^{-1}$$

Граничными значениями служат величины газодинамических функций за адиабатической ударной волной, рассчитанные с помощью известных соотношений на косом скачке и параметров набегающего потока.

Для концентраций граничные условия таковы: $\Phi = 0$ на ударной волне, $\Phi = 1$, $\lambda = 0$ на фронте горения.

На фронте горения все функции непрерывны, а производные по нормали к фронту терпят разрыв.

На поверхности тела задается условие непротекания

$$A_b = u - \frac{r_b'}{r_b} v = 0 \quad (1.9)$$

Введем безразмерные переменные, отнеся скорости к максимальной скорости набегающего потока $V_{\max}$, плотность к ρ_1 , давление к $\rho_1 V_{\max}^2$, температуру к T_1 , линейные размеры к радиусу тела в критической точке. Будем решать задачу в сферических переменных. Пусть u, v — проекции вектора скорости V в меридиональной плоскости на направления r и φ (фиг. 1).

Преобразуем области 1 и 2 в полосы единичной ширины, введя новые независимые переменные ξ_1 и ξ_2 соотношениями

$$\xi_1 = (r - r_f) / \varepsilon_1, \quad \varepsilon_1 = r_s - r_f, \quad \theta = \varphi \\ \xi_2 = (r - r_b) / \varepsilon_2, \quad \varepsilon_2 = r_f - r_b \quad (1.10)$$

Здесь r_s, r_f, r_b — уравнения ударной волны, фронта горения и контура тела.

Перейдем в системе (1.3) — (1.5) к новым переменным и разрешим ее относительно производных по ξ . Применим численный метод работы [3].

Следуя общей схеме метода, можно во всех уравнениях производные по θ аппроксимировать интерполяционными полиномами и интегрировать систему обыкновенных уравнений по ξ от ударной волны к фронту горения и от фронта горения к телу, используя явные схемы, например как в [1], Рунге — Кутты или Эйлера.

Опыт расчетов неравновесных течений в соплах показывает, что при режимах, близких к равновесию, когда в уравнениях имеются произведения малых сомножи-

телей на большие, применение явных схем требует наличия автоматического выбора шага интегрирования, который в равновесных участках дробится до очень малых величин, а иногда становится машинным нулем.

Существует несколько способов преодоления этих вычислительных трудностей. Наиболее удобно для машинной обработки применение неявных схем. Кроме того, известно [4], что точность аппроксимирующей системы уравнений повышается, если уравнения химической кинетики интегрировать не вдоль координатных линий (лучей), а вдоль линий тока. При выборе алгоритма расчета неравновесного течения в области 2 были учтены указанные особенности. Для единообразия область 1 рассчитывалась с помощью того же алгоритма.

Выпишем аппроксимирующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений, разрешенных относительно производных по ξ .

Вдоль i -го координатного луча ($i = 0, 1, \dots, n$)

$$\begin{aligned} \frac{du}{d\xi} &= \frac{\varepsilon}{\Lambda} \left\{ F_2 + \frac{F_1}{Ar} \left[\frac{(c^2 - v^2)r'}{r} + uv \right] \right\} = Q_1 \\ \frac{dv}{d\xi} &= \frac{\varepsilon}{Ar} F_1 - \frac{du}{d\xi} \frac{r'}{r} = Q_2, \quad \frac{dp}{d\xi} = \rho \left\{ \frac{\varepsilon v^2}{r} - \frac{\varepsilon v}{r} u' - A \frac{du}{d\xi} \right\} = Q_3 \end{aligned}$$

Вдоль линии тока

$$\begin{aligned} \frac{d\theta_\lambda}{d\xi} &= \frac{\varepsilon v}{Ar} = P_1, \quad \frac{d \ln \rho}{d\xi} = \frac{1}{\gamma} \frac{d \ln p}{d\xi} + S \frac{\varepsilon}{A} \exp \frac{-E}{T} X = P_2 \\ \frac{d\lambda}{d\xi} &= S \frac{\varepsilon}{A} (1 - \lambda) \exp \frac{-E}{T} = P_3, \quad \frac{d\Phi}{d\xi} = K \frac{\varepsilon}{A} \exp \frac{-B}{T} = P_4 \end{aligned} \quad (1.12)$$

Здесь $\theta = \theta_\lambda$ — значение вдоль линий тока.

Вдоль оси симметрии ($i = 0$) дополнительно

$$\frac{dv_0^\circ}{d\xi} = - \frac{du}{d\xi} \frac{r_0''}{r_0} + \frac{\varepsilon_0}{A_0 r_0} \left[\frac{p_0''}{\rho_0} + v_0^\circ (v_0^\circ + u_0) \right] = Q_4 \quad (1.13)$$

Здесь

$$A = u - \frac{r'}{r} v, \quad c^2 = \frac{\gamma p}{\rho}, \quad v_0^\circ = \frac{\partial v}{\partial \theta} \Big|_{\theta=0}$$

$$r = r_k + \xi \varepsilon_k, \quad r' = r_k' + \xi \varepsilon_k', \quad (k = 1, 2) \quad (1.14)$$

$$\begin{aligned} F_1 &= -\{v[A + v' + r'u'/r] + p'/\rho\} \\ F_2 &= r^{-1}\{uvu' - (c^2 - v^2)v' - c^2(2u + v \operatorname{ctg} \theta) - rc^2 S \exp(-E/T)X\} \\ \Delta &= (c^2 - u^2) + 2uvr'/r + (c^2 - v^2)r'^2/r^2 \end{aligned} \quad (1.15)$$

$$\begin{aligned} X &= (1 - \lambda) \left\{ \frac{(c_{p2}/c_{p1} - 1)}{1 + (c_{p2}/c_{p1} - 1)\lambda} - \frac{(\mu_1/\mu_2 - 1)}{1 + (\mu_1/\mu_2 - 1)\lambda} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{q}{(1 - V_1^2)[1 + (c_{p2}/c_{p1} - 1)\lambda]T} \right\} \end{aligned}$$

r_k, ε_k — уравнение фронта горения и отход ударной волны от фронта для области 1, либо уравнение тела и отход фронта горения от тела для области 2. Штрих означает дифференцирование по θ функции заданной интерполяционным полиномом вида

$$f = \sum_{j=0}^n f_j^\circ \theta^{2j} \quad \text{или} \quad \varphi = \sum_{j=0}^n \varphi_j^\circ \theta^{2j+1} \quad (1.16)$$

Выше используются следующие безразмерные параметры:

$$\begin{aligned} K &= \frac{p_1 R}{V_{\max}} \frac{1}{C} \frac{\gamma_1 M_1^2}{V_1^2}, \quad E = \frac{E^\circ}{R_y T_1}, \quad S^{-1} = \frac{V_{\max} \Gamma}{R} \\ B &= \frac{B^\circ}{T_1}, \quad V_1^2 = \frac{(\gamma_1 - 1) M_1^2}{(\gamma_1 - 1) M_1^2 + 2}, \quad q = \frac{2(h_{01} - h_{02})}{V_{\max}^2} \end{aligned}$$

Пусть решение известно на слое $\xi = 1 + kh$ ($h < 0$) в узлах $\theta = \theta_i$ ($i = 0, 1, \dots, n$). Вычислим значения всех функций в узлах $\theta = \theta_i$ на следующем слое $\xi = 1 + (k+1)h$. Схема расчета напоминает схему обратного метода характеристик с аналитической аппроксимацией по слоям, использованную в работе [5] для расчета сверхзвуковых течений совершенного газа.

Уравнения для компонент вектора скорости u, v градиента скорости на оси v_0° и для давления p (1.12), (1.14), записанные вдоль координатного луча, интегрируются с помощью явной разностной схемы Эйлера

$$f_i^{k+1} = f_i^k + hQ_i^k \quad (1.17)$$

а уравнения для плотности ρ , концентрации λ и Φ и для координаты пересечения линии тока с предыдущим слоем θ_a по неявной разностной схеме Эйлера

$$\Phi_i^{k+1} = \Phi_i^k + h[sP_i^k + (s-1)P_i^{k+1}] \quad (0 < s < 1) \quad (1.18)$$

Таким образом, используется проведение линии тока назад, причем в правых частях схемы (1.12) в $(k+1)$ -й точке P_i^{k+1} значения функций u, v, p, v_0° вычисляются с помощью (1.17), а затем определение функций $\lambda_i^{k+1}, \Phi_i^{k+1}, \rho_i^{k+1}$ ведется итерациями разностных уравнений (1.18). Значения функций в точке θ_a^k рассчитываются по полиномам (1.16).

В процессе отработки алгоритма рассматривались различные варианты указанной схемы. Более оптимальной с точки зрения логической простоты и объема необходимого машинного времени оказалась схема, в которой значение θ_a^k вычисляется по явной формуле

$$\theta_a^k = \theta_a^{k+1} - h \left(\frac{ev}{rA} \right)^{k+1} (\theta_a^{k+1} = \theta_i) \quad (1.19)$$

Тогда разностные уравнения, определяющие величину концентраций λ и Φ в $(k+1)$ -й точке, становятся также явными

$$\lambda_i^{k+1} = \frac{(Ae^{E/T})_i^k \lambda_i^k + hS[s\epsilon_i^k(1 - \lambda_i^k) + (s-1)\epsilon_i^{k+1}]}{(Ae^{E/T})_i^k + hS(s-1)\epsilon_i^{k+1}} \quad (1.20)$$

$$\Phi_i^{k+1} = \Phi_i^k + hK(A^{-1}e^{-E/T})_i^k [s(\epsilon p)_i^k + (s-1)(\epsilon p)_i^{k+1}]$$

а уравнение, определяющее плотность

$$\ln \rho_i^{k+1} + L\rho_i^{k+1} + M = 0 \quad (1.21)$$

решается весьма просто методом Ньютона.

Заметим, что при учете более сложной химической кинетики с несколькими реакциями использование явной схемы (1.19) не устраняет необходимость итераций при вычислениях плотности и концентраций в $(k+1)$ -й точке. Недостатком аппроксимирующей системы (1.12), (1.13) является наличие особенности 0/0 в точках, где линии тока касаются линии $\xi = \text{const}$ ($A = 0$). На поверхности тела эта особенность имеет место всегда, так что приходится с некоторого расстояния от тела производить экстраполяцию искомым функциям.

В остальном алгоритм численного решения задачи совпадает с алгоритмом, описанным в работе [1].

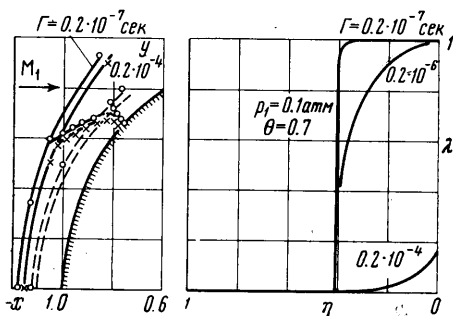
2. Результаты расчетов. По изложенной в п. 1 схеме был проведен ряд расчетов на ЭЦВМ. Расчеты велись применительно к водородо-воздушным смесям, поэтому характерные константы были выбраны следующие: при измерении p и T в атмосферах и $^\circ\text{K}$ в формуле (1.4) C и B^0 имели значения $C = 45 \cdot 10^{-10}$, $B^0 = 10^4$; $\mu = 21.01$ г/моль, $\mu_2 = 24$ г/моль, $\gamma_1 = 1.4$, $\gamma_2 = 1.2$.

При горении водородо-воздушных смесей тепловыделение происходит в результате реакции рекомбинации, для которой величина энергии активации E^0 невелика. Поэтому основные результаты получены для E^0 , равного нулю, однако исследовалось влияние и этого параметра.

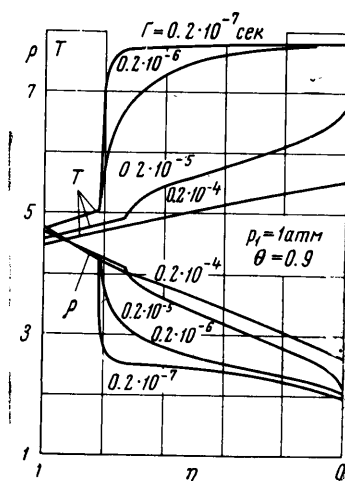
Интегрирование системы обыкновенных дифференциальных уравнений проводилось как с автоматическим выбором шага по ξ , так и с постоянным. Оказалось, что целесообразнее проводить интегрирование с постоянным шагом, различным для трех областей: с шагом h_1 для индукционной зоны, h_2 — для зоны релаксации, ширина которой определяется числом S ($\Gamma \sim k^{-1}$), и шагом h_3 для зоны равновесного течения продуктов сгорания.

Контроль точности расчетов осуществлялся стандартными методами. Шаги h_1 , h_2 , h_3 варьировались в диапазонах $0.01 < h_1 < 0.025$, $10^{-2} < h_2 < 10^{-3}$, $0.001 < h_3 < 0.05$.

Уменьшение шага вдвое в направлении θ проводилось лишь для вариантов, соответствующих течениям, близким к детонационным ($K \gg 1$, $S \ll 1$) и к адиабатическим ($S \gg 1$). Сравнение результатов, полученных с помощью трехлучевой и пятилучевой схем, показывает, что точность расчетов не ниже точности, которая достигается при серийных расчетах течений совершенного газа с $\gamma \sim 1.4$ методом работы [3]. Другим подтверждением удовлетворительной точности расчетов служит тот факт, что положение ударных



Фиг. 3



Фиг. 4

волн, фронтов горения, звуковых линий и распределения функций асимптотически при $S \rightarrow 0$ стремится к кривым, полученным в работе [4] в предположении мгновенного сгорания смеси во фронте, а при $S \rightarrow \infty$ — к кривым, соответствующим течению совершенного газа с $\gamma = 1.4$.

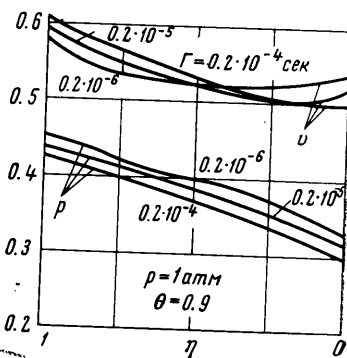
На фиг. 2—9 для примера представлены некоторые результаты расчетов обтекания сферы для фиксированных условий в набегающем потоке — числе $M_1 = 5.5$ и температуре $T_1 = 300^\circ \text{K}$ (влияние этих параметров в случае мгновенного тепловыделения во фронте горения исследовалось в работе [4]). Кроме того, на фиг. 2—7 фиксирована величина теплового эффекта реакции $q = 1.2$ и энергии активации $E = 0$.

Согласно (1.12), безразмерными параметрами подобия являются величины K и число S . В частности, течения с одинаковыми параметрами $p_1 R$ и Γ/R также будут подобны. Поэтому целесообразно зафиксировать размер сферы и, варьируя p_1 и Γ , изменять ширину индукционной зоны и зоны релаксации в некотором смысле независимо. Представленные результаты соответствуют также обтеканию сферы произвольного размера R^0 при значениях $p_1^0 = p_1 R / R^0$ и $\Gamma^0 = \Gamma R^0 / R$.

На фиг. 2 построено положение ударных волн и звуковых линий для различных значений Γ для случая $p_1 = 10 \text{ атм}$, когда толщина индукционной зоны мала по сравнению с толщиной ударного слоя. Рядом построено распределение концентраций продуктов сгорания λ вдоль крайнего луча $\theta = 0.9$ по переменной η , определяемой формулой

$$\eta = \frac{r - r_b}{r_s - r_b} \quad (2.1)$$

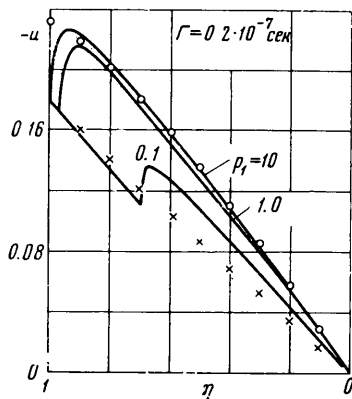
Видно, что по мере уменьшения Γ зона релаксации сокращается, суммарный теплоподвод к газу растет, ударная волна отходит от сферы и течение переходит от



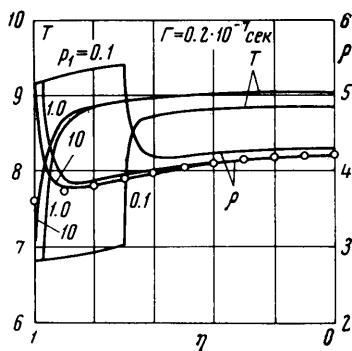
Фиг. 5

режима, близкого к адиабатическому, к режиму, близкому к детонационному. Разрывное решение здесь и ниже обозначено кружочками.

Аналогичные графики вдоль луча $\theta = 0.7$ показаны на фиг. 3 для $p_1 = 0.1$ атм, когда толщина индукционной зоны составляет приблизительно половину от толщины ударного слоя.

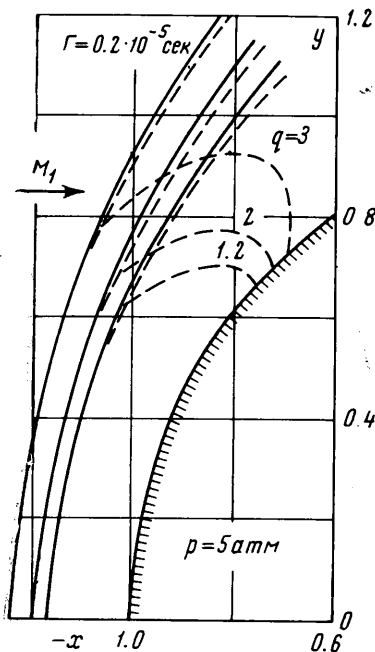


Фиг. 6



Фиг. 7

Фиг. 4, 5 иллюстрируют изменение газодинамических функций T, ρ, p, v вдоль луча $\theta = 0.9$ для промежуточного варианта $p_1 = 1$ атм. Для малых Γ характерно резкое изменение температуры и плотности за фронтом горения и слабое изменение давления и скорости. Это объясняется тем, что в трансзвуковой области направление фронта горения приближается к направлению линии тока, отделяющей горячий газ от холодного. При $\Gamma = 0$ линия тока будет контактным разрывом.



Фиг. 8

Распределение функций вдоль оси симметрии для различных давлений при $\Gamma = 0.2 \cdot 10^{-7}$ сек показано на фиг. 6, 7.

Здесь зона релаксации узкая и решение близко к разрывному.

Следует указать, что при режимах, близких к адиабатическим (замороженное течение), в окрестности сферы возникают большие градиенты концентраций, температуры и плотности. Это происходит потому, что, согласно модели, всегда на линии торможения происходит воспламенение смеси. В критической точке, а следовательно, и на всей поверхности сферы достигается равновесное значение концентрации $\lambda = 1$.

Как видно из графиков, из-за экстраполяции функций у поверхности сферы величины концентрации, температуры и плотности для замороженных течений вычисляются на сфере с ошибкой, большей чем во всем поле течения.

Однако эти ошибки мало влияют на точность решения задачи в целом, поскольку подбор формы ударной волны и фронта горения осуществляется таким образом, чтобы, в частности, удовлетворялось условие непротекания на сфере $u = 0$.

Распределение же скорости и давления в направлении, нормальном к сфере, больших градиентов не имеет.

В удовлетворительной точности расчета околозамороженных течений убеждаемся при сравнении с результатами расчета обтекания сферы потоком совершенного газа с $\gamma = 1.4$, полученного методом работы [3] (обозначены крестиками на фиг. 2).

Влияние параметра тепловыделения q для случая $p_1 = 5$ атм $\Gamma = 0.2 \cdot 10^{-5}$ сек показано на фиг. 8. Интересно, что при бесконечно тонкой детонационной волне увеличение q до предельного значения $q^* \sim 2$ детонационная волна уходит вверх по потоку в бесконечность. Здесь же за счет неполного сгорания теплопровод может

быть значительно больше предельного, а ударная волна располагается недалеко от тела.

Фиг. 9 иллюстрирует влияние величины энергии активации E на распределение концентрации λ вдоль луча $\theta = 0.9$ для условий $p_1 = 1 \text{ атм}$, $q = 1.2$, $\Gamma = 0.2 \cdot 10^{-7} \text{ сек}$. Количественно на всю картину течения влияние роста E эквивалентно увеличению Γ .

Отметим, что при скоростях набегающего потока, когда происходит воспламенение смеси, в адиабатических течениях имеет место приближенный закон подобия. Форма тела при больших сверхзвуковых скоростях мало влияет на течение в окрестности оси симметрии. Очевидно, аналогичным свойством будут обладать течения горючей смеси. Поэтому полученные численные результаты можно использовать в окрестности оси симметрии для случая обтекания горючей смесью затупленного тела произвольной формы. Нужно лишь выбрать эффективный размер сферы, эквивалентной заданному телу (см. [6]). Для несильно затупленных тел, таких как эллипсоиды с отношением вертикальной полуоси к горизонтальной $\delta \leq 2$, в качестве эффективного размера может быть взят радиус кривизны тела в критической точке.

В заключение автор благодарит Г. Г. Черного, под руководством которого выполнена настоящая работа.

НИИ механики МГУ

ЛИТЕРАТУРА

Поступило 4 XI 1967

1. Гилинский С. М., Черный Г. Г. Сверхзвуковое обтекание сферы горючей смесью газов с учетом времени задержки воспламенения. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 1.
2. Fichett W., Wood W. W. Flow calculation for pulsating one-dimensional detonations. Phys., Fluids, 1966, vol. 9, No. 5.
3. Гилинский 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.
4. Белоцерковский О. М., Душин В. К. Влияние неравновесной диссоциации на обтекание затупленных тел сверхзвуковым потоком. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1964, № 5.
5. Запryanов З. Д., Миносцев В. Б. Метод расчета пространственного обтекания тел сверхзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1964, № 5.
6. Гилинский С. М., Теленин Г. Ф. Сверхзвуковое обтекание тел различной формы с отошедшей ударной волной. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1964, № 5.

ОБ ОДНОМЕРНОМ НЕРАВНОВЕСНОМ ТЕЧЕНИИ ВОЗДУХА

В. П. СТУЛОВ, В. П. ШКАДОВА

(Москва)

Решена задача о стационарном квазиодномерном течении воздуха в трубке тока при наличии неравновесных химических реакций, реакций ионизации и неравновесного возбуждения колебательных степеней свободы молекулярных компонент. Рассматривается обратная задача: по заданному распределению давления находятся распределения всех других газотермодинамических величин и сечения трубки тока. Применение неявной схемы аппроксимации уравнений позволило провести расчеты во всем диапазоне изменения степени неравновесности — от замороженного состояния до равновесного. Обсуждается характер изменения температуры, колебательных энергий и концентраций компонент вдоль трубки тока. Проведен численный анализ перехода к равновесному течению.

1. Исходные уравнения и метод решения. При идеальном неравновесном обтекании затупленных тел сверхзвуковым потоком состояние газа в критической точке и на поверхности тела в некоторых условиях может сильно отличаться от состояния