

материала перед фронтом пламени и для анализа процессов теплообмена излучением и конвекцией внутри фронта горения.

Поступила в редакцию  
14/X 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. H. W. Emmons. Tenth Symposium (International) on Combustion, the Combustion Inst., Pittsburgh, 1965.
2. C. E. Van Wagner. Calculations of forest fire spread by flame radiation, Canada, Dep. of Forestry and Rural Devel., Publ. № 1185, 1967.
3. C. E. Van Wagner. Fire behaviour mechanisms in a red pine plantation: field and laboratory evidence, Canada, Dep. of Forestry and Rural Devel., Dep. publ. № 1229, 1968.
4. J. B. Fang, F. R. Steward. Combustion and Flame, 1969, 13, 4.
5. Г. П. Гелицын. Горение и пожары в лесу. Красноярск, Ин-т леса и древесины СО АН СССР, 1973, с. 164.
6. Э. В. Конов. Вопросы лесной пирологии. Красноярск, Ин-т леса и древесины СО АН СССР, 1970, с. 220.

УДК 536.46 : 533.6

### ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ ЗА ОСЕСИММЕТРИЧНЫМ ТЕЛОМ, ОБТЕКАЕМЫМ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ, ПРИ ВДУВЕ ИНЕРТНЫХ И РЕАГИРУЮЩИХ ГАЗОВ

*В. К. Баев, А. Ф. Гаранин, П. К. Третьяков*  
(Новосибирск)

Проблеме течения за телами с донным срезом посвящено большое количество работ экспериментального и теоретического характера. Методы расчета течений со вдувом инертного или реагирующего газа требуют экспериментальной информации (размер горла следа, параметр присоединения) [1, 2]. Эта информация берется из эксперимента при отсутствии вдува, либо необходимые константы находятся из условия наилучшего совпадения с экспериментом.

Цель данной работы — экспериментальное исследование структуры течения в ближнем следе за осесимметричным телом, обтекаемым сверхзвуковым потоком воздуха, при различных способах вдува инертных и реагирующих газов через отверстия в донном срезе. Исследование проводилось в сверхзвуковой аэродинамической трубе с размерами рабочей части  $200 \times 200$  мм. Скорость потока воздуха в рабочей части трубы менялась с помощью сопловых вставок и соответствовала числам Маха  $M_\infty = 2,05$  и  $3,05$ . Давление торможения (давление в форкамере) варьировалось от 2 до 10 ат, а температура торможения колебалась в пределах  $0 \div 50^\circ\text{C}$ . Число Рейнольдса, отнесенное к линейному размеру 1 м, изменялось в пределах  $1,8 \cdot 10^7 \div 4 \cdot 10^7$ . На боковых стенках рабочей части трубы имелись окна для оптических наблюдений, в которых использовался теневой прибор ИАБ-451 с непрерывным и искровым источником подсветки. Длительность искрового разряда не превышала 5 мкс. Модель представляла собой соединение острого конуса с цилиндрической хвостовой частью (конус — цилиндр). Полуугол при вершине конуса  $\theta = 12^\circ$ , а диаметр цилиндрической части  $d = 35$  мм.

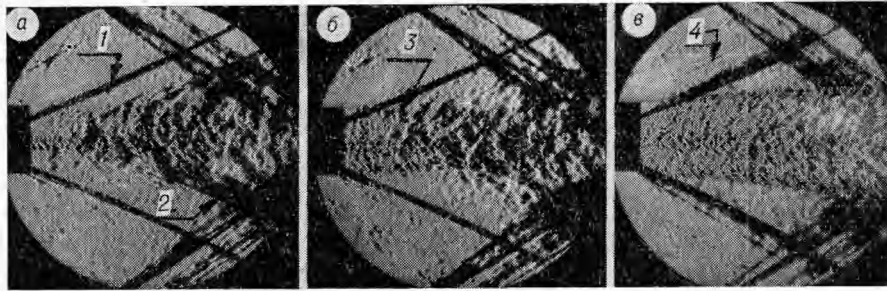


Рис. 1. Теплеровские фотографии обтекания модели.

1 — скачок уплотнения от задней кромки державки; 2 — хвостовой скачок; 3 — вязкий слой смещения; 4 — скачок, образующийся при горении.

Общая длина модели  $L=155$  мм. Вдув газа производился в донную область через сменные доньшки, имеющие по 24 отверстия, равномерно расположенные по торцевой части на диаметре 26 мм, или равномерную пористую подачу. Отверстия имели размер 0,6; 1,3; 2 мм. Модель крепилась на боковой стенке с помощью ромбовидной державки, в которой имелось отверстие для подвода газа к донному срезу, под нулевым углом атаки с точностью  $\pm 1,5^\circ$ . Для вдува использовались воздух, гелий и водород.

При проведении экспериментов с горением зажигание осуществлялось запальным устройством, которое вводилось в рециркуляционную зону за донным срезом и после воспламенения выводилось из потока. Аэродинамическая труба была снабжена координатником с тремя степенями свободы, который позволял перемещать приемники полного и статистического давления в необходимой области течения.

На рис. 1 приведены теплеровские фотоснимки, иллюстрирующие структуру потока в следе за конус-цилиндром при  $M_\infty=2,05$  без вдува газа (рис. 1, а) со вдувом водорода (рис. 1, б,  $G=0,41\%$ ) и при горении водорода (рис. 1, в,  $G=0,4\%$ ). Количественно вдув характеризуется параметром

$$\bar{G} = \frac{G_r}{\rho_\infty u_\infty F_M} 100\%,$$

где  $G_r$  — расход вдуваемого газа;  $\rho_\infty$ ,  $u_\infty$  — плотность и скорость потока воздуха, набегающего на модель;  $F_M$  — площадь поперечного сечения модели. На всех фотографиях видны косые скачки уплотнения от державки, с помощью которой модель крепилась к боковой стенке трубы. На фотографиях (рис. 1, а, в) виден тонкий вихревой след по оси, идущий от державки. Из рассмотрения фотоснимков, соответствующих отсутствию вдува, можно выделить характерные области в поле течения, примыкающем к донному срезу:

- 1) область внешнего потока после расширения типа Прандтля-Майера;
- 2) сужающаяся область потока непосредственно за донным срезом;
- 3) вихревой след ниже по потоку от горла следа;
- 4) область внешнего потока за хвостовым скачком уплотнения (возникающим в районе горла), ограниченная вихревым следом.

Рассмотрение искровых теплеровских фотографий течения позволяет проследить формирование хвостового скачка уплотнения. Волны возмущения от отдельных вихревых образований сливаются, образуя скачок. Вдув инертных газов приводит к изменению структуры течения (рис. 1, б). Изменяется положение хвостового скачка уплотнения, его интенсивность, увеличивается радиус горла следа. С ростом количества вдуваемого газа уменьшаются размеры вихревых образований и вихревой след становится более однородным.

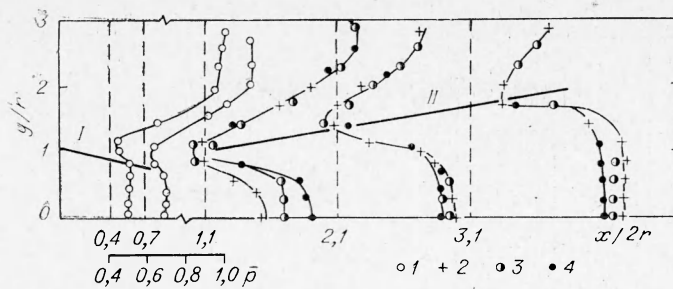


Рис. 2. Радиальное распределение статических давлений  $\bar{p} = p/p_\infty$  в следе по оси  $y$ .

$I$  — положение краевого скачка;  $II$  — хвостовой скачок,  $M_\infty = 2,05$ .  
 $1 - \bar{G}=0$ ;  $M_\infty=3,05$ ;  $2 - \bar{G}=0$ ;  $3 - \bar{G}=2\%$ ;  $4 - \bar{G}=5,8\%$ .

При горении (рис. 1, в) вихревой след становится еще более однородным. Ширина следа увеличивается с увеличением вдува, хвостовой скачок вырождается и появляется скачок уплотнения (рис. 1, в), идущий от кромки донного среза. Это свидетельствует о значительном росте давления в донной области. Если для случая вдува инертных газов (в пределах имевших место в экспериментах относительных расходов газа) структура поля течения была близка к структуре поля при обтекании в отсутствие вдува, то с горением происходит полная перестройка течения.

Обращает на себя внимание периодичность вихревых образований. Границы пламени лежат внутри вихревой зоны. Увеличение относительного расхода водорода приводит к смещению светящейся зоны вниз по потоку.

Количественные измерения подтверждают структуру течения за донным срезом, описанную выше. На рис. 2 приведены радиальные профили статических давлений в двух сечениях для  $M_\infty = 2,05$  при отсутствии вдува газа в донную область и в трех сечениях для  $M_\infty = 3,05$  в зависимости от величины вдуваемого газа в донную область. В качестве вдуваемого газа использовался воздух, подаваемый в донную область через 24 отверстия  $\varnothing 0,6$  мм. Сечения на графике отмечены штриховыми линиями, которые соответствуют для всех сечений значению давления  $p = 0,4$  атм.

Из приведенных результатов следует, что интенсивность краевого скачка за конус-цилиндром мала, и на тепловых фотоснимках он не виден. Однако при обтекании уступа (плоский случай) он хорошо заметен [4, 5]. Плавное повышение статического давления в области образования хвостового скачка уплотнения (рис. 2) свидетельствует о том, что он имеет структуру псевдоскачка. На рис. 3 показано изменение статического давления по оси следа. Там же отмечено положение точки присоединения (задней критической точки), определенной по равенству полного и статического давления на оси симметрии следа:  $x_{кр1}$  — без вдува водорода,  $x_{кр2}$  — при вдуве водорода в количестве 0,28% и  $x_{кр3}$  — при горении водорода в количестве 0,03%. Из рисунка видно, что длина зоны рециркуляционного течения увеличивается при вдуве, а при горении увеличивается в еще большей степени.

В расчетных моделях используется эмпирический параметр присоединения (параметр рекомпрессии):

$$N_1 = \frac{p_{кр}}{p_{ск}}, \quad [2];$$

$$N_2 = \frac{p_{кр} - p_d}{p_1 - p_d}, \quad [7];$$

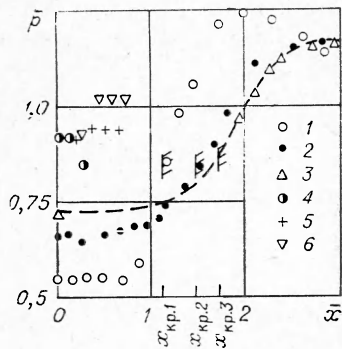


Рис. 3. Распределение статических давлений ( $M_\infty=2,05$ ).

$\bar{r}=0$ : 1 —  $\bar{G}=0$ , 2 —  $\bar{G}=0,28\%$  вдув водорода, 3 —  $\bar{G}=0,03\%$  при горении;  $\bar{r}=1,33$ : 4 —  $\bar{G}=0$ ; 5 —  $\bar{G}=0,08\%$ , 6 —  $\bar{G}=0,19\%$  при горении.

при вдуве воздуха в количестве  $0 \div 5,8\%$  и  $N_1=0,65 \div 0,71$  для  $M_\infty=2,05$  при вдуве водорода в количестве  $0 \div 0,28\%$ . Значение  $N_1=0,74$  при горении водорода ( $\bar{G}=0,03\%$ ). Специально проведенными измерениями статического давления вниз по потоку на радиусе, равном  $\bar{r} = r/R_m = 1,33$ , было обнаружено существование скачка уплотнения (см. рис. 3) в случае с горением уже при малых вдувах водорода. Интенсивность этого скачка возрастает с увеличением параметра  $\bar{G}$ . Распределение чисел  $M$  по оси следа приведено на рис. 4.

Результаты измерений донного давления при различных способах организации вдува, количествах вдуваемого газа, рода газа, без горения и при горении водорода приведены на рис. 5. Анализируя результаты для случая горения водорода, можно сделать вывод о том, что способ вдува оказывает слабое влияние на донное давление. Такой же вывод получен в работе [3]. Значительное влияние на величину донного давления при горении оказывает скорость истечения водорода. Ее увеличение при одинаковом расходе приводит к снижению донного давления (рис. 5, II — соответствует подаче газа через 24 отверстия  $\varnothing 1,3$  мм). Оценка по расходу вдуваемого газа показала, что струи истекают с большой степенью нерасчетности ( $n=1,5 \div 23$ ). Это может привести к образованию кольцевой струи на радиусе расположения отверстий, которая служит своеобразным экраном от внешнего течения и создает эффект разрежения в рециркуляционной области. Косвенным подтверждением

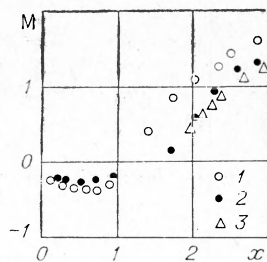


Рис. 4. Распределение чисел  $M$  по оси следа.

1 —  $\bar{G}=0$ ; 2 —  $\bar{G}=0,28\%$  вдув водорода; 3 —  $\bar{G}=0,03\%$  при горении.

$$N_3 = \frac{p_{кр} - p_d}{p_{ск} - p_d}, \quad [1];$$

где  $p_{кр}$  — давление в точке присоединения;  $p_{ск}$  — статическое давление за хвостовым скачком уплотнения,  $p_1$  — статическое давление набегающего потока в плоскости донного среза;  $p_d$  — давление на донном срезе.

В [7] приведены значения  $N_2 = 0,18 \div 0,58$  для  $M_\infty = 1,2 \div 4$  при отсутствии вдува. Значение  $N_1 = 0,78 \div 0,8$  в [2] было найдено из условия наилучшего совпадения результатов замеренных величин донного давления с расчетом.

В результате обработки экспериментальных данных установлено, что наиболее постоянным является параметр  $N_1$ . Величина  $N_1 = 0,47 \div 0,57$  для  $M_\infty = 3,05$

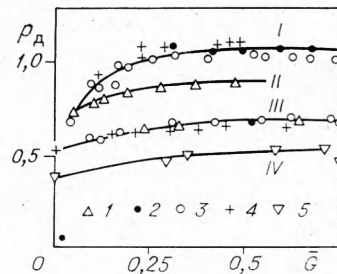


Рис. 5. Влияние вдува газов и горения в следе на донное давление  $\bar{p}_d = p_d/p_\infty$ .

$M_\infty=2,05$ : I, II — горение водорода; III — вдув водорода;  $M_\infty=3,05$ : IV — вдув гелия. 1 — подача водорода через 24 отверстия  $\varnothing 1,3$  мм; 2 — 24 отверстия  $\varnothing 2$  мм; 3 — равномерная пористая подача; 4 — 24 отверстия  $\varnothing 2$  мм расположены под углом  $45^\circ$  к оси модели; 5 — 24 отверстия  $\varnothing 0,6$  мм.

этому является экспериментальный факт уменьшения протяженности зоны рециркуляции при вдуве воздуха ( $M_\infty = 3,05$ ) и падение донного давления, начиная с некоторого расхода вдуваемого гелия ( $\bar{G} > 0,75\%$ ), как это видно на рис. 5.

Поступила в редакцию  
14/X 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. Е. Юрченко. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, 2, 98.
2. L. R. Davis. AIAA J. 1968, 6, 5, 843.
3. L. H. Townend, J. Reid. In: Supersonic Flow, Chemical Processes and Radiative Transfer. Oxford and others, 1964, p. 137.
4. F. R. Ham a. AIAA J., 1968, 6, 2, 212.
5. А. И. Швец. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, 6, 61.
6. S. Weinbaum. J. Fluid Mech., 1968, 33, 1, 39.
7. I. F. Nash. Aeronout. Res. Council Rep. and Mem., 1963, № 3344.

УДК 541.127

### РАСЧЕТ КОНСТАНТ СКОРОСТИ ТРЕХЧАСТИЧНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ

*Ю. Г. Коробейников*  
(Новосибирск)

В различных областях химической физики и высокотемпературной газодинамики важным является вопрос о надежном определении скорости процесса трехчастичной рекомбинации. Основные существующие подходы к решению этого вопроса изложены в [1—4].

В настоящей работе предпринята попытка расчета констант скорости рекомбинации (КСР), основанного на использовании обобщенных кинетических уравнений. Это позволяет рассматривать задачу на достаточно надежной основе, а предлагаемая аппроксимация трехчастичной рекомбинации (интеграл столкновений трех частиц с рекомбинацией) дает возможность довольно просто получать конкретные результаты по константам скорости, что является важным для практических применений.

#### Кинетическая модель для расчета скорости трехчастичной рекомбинации

Рассмотрим однородную многокомпонентную смесь газов без внешних сил, в которой наряду с бинарными имеют место и трехчастичные столкновения. Пусть также оба вида столкновений будут как упругими, так и неупругими и, кроме того, могут проходить с химическими превращениями.

Будем изучать процессы в такой системе с помощью одночастичных функций распределения (ФР)  $f_{\alpha(i)} \equiv f_{\alpha(i)}(\bar{p}_\alpha, \chi_i, t)$ , зависящих от импульса  $\bar{p}_\alpha$  частицы химического сорта  $\alpha$ , набора  $\chi_i$ , описывающего внутреннее состояние  $i$ , и времени  $t$ . Тогда систему обобщенных кинетических