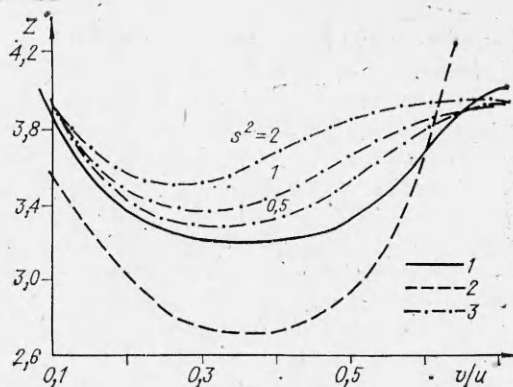


Границы устойчивости стационарной волны горения.

1 — граница одномерной устойчивости; 2 — кривая, определяющая положение падающей ветви зависимости l от v/u ; 3 — граница устойчивости по отношению к возмущениям с разными s^2 .



тойчивости расположена под ней) не совпадает с линией 2: существуют значения параметров, при которых стационарные состояния на падающей ветви будут устойчивы, однако эти две кривые качественно похожи и близки количественно. Отметим, что в широком диапазоне изменения v/u одномерная неустойчивость наступает раньше двумерной (кривые 3) в отличие от распространения пламени по неподвижной смеси.

Автор выражает благодарность А. П. Алдушину, А. А. Бутакову и Э. Н. Руманову за плодотворное обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. М. Зайдель, Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1962, 4.
2. А. Г. Мержанов, А. К. Филоненко. Докл. АН СССР, 1963, 152, 1.
3. Б. И. Хайкин, Э. Н. Руманов. ФГВ, 1975, 11, 5, 671.
4. И. И. Солдаткина. Канд. дис. ОИХФ АН СССР, 1985.
5. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1962, 4, 21.
6. А. П. Алдушин, С. Г. Каспарян. Докл. АН СССР, 1979, 244, 1, 67.

Поступила в редакцию 24/II 1986,
после доработки — 12/VI 1986

О ПРИМЕНИМОСТИ МОДЕЛИ ДИФФУЗИОННОГО ГОРЕНИЯ К РАСЧЕТУ СВЕРХЗВУКОВЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ РЕАГИРУЮЩИХ СТРУЙ

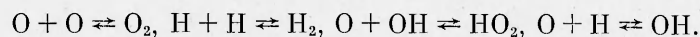
С. И. Барановский, В. А. Перминов
(Москва)

Большинство существующих методов расчета турбулентных течений с химическими реакциями базируется либо на предположении химического равновесия (модель диффузионного горения), либо на модели с одной или реже с двумя «глобальными» химическими реакциями с некоторыми конечными скоростями. Поэтому очень важно знать, можно ли применять приближение диффузионного горения для расчета сверхзвукового факела (при условии отсутствия задержки воспламенения). Отметим, что существует подход [1], позволяющий просто учитывать влияние турбулентных пульсаций на скорости химических превращений в любой, самой сложной системе химических реакций. Этот метод использовался для расчета горения в сверхзвуковом потоке в работах [2, 3]. Недостаток данной модели в необходимости подбора констант, изменяющихся в широком диапазоне [2], а также неточность полученных результатов [3].

В данной работе для расчета влияния турбулентности на протекание химических реакций используется одна из разновидностей метода

функции плотности вероятности — метод консервативной скалярной величины [4]. Такой же подход использовался при исследовании дозвуковых реагирующих струй в спутном потоке и в канале [5, 6] и сверхзвуковых струй в канале [7]. Авторы работы [7] сделали вывод о том, что при горении в сверхзвуковом потоке кинетика начинает играть существенную роль только в расширяющемся канале (при превышении определенного угла расширения канала).

Рассмотрим сверхзвуковую осесимметричную турбулентную струю водорода в спутном сверхзвуковом потоке подогретого воздуха. В целом постановка задачи и метод решения близки к [8, 9]; конечно-разностным методом решается система упрощенных уравнений Навье — Стокса, дополненная двухпараметрической дифференциальной моделью турбулентности $k - \epsilon$ и уравнением для дисперсии пассивной примеси [10]. Кроме давления p и плотности ρ все переменные в уравнениях осреднялись по Фавру. Величины p и ρ осреднялись по времени. Горение водорода в воздухе моделировалось равновесными химическими реакциями:



При построении алгоритма расчета использовались следующие допущения и предположения: 1) процессы турбулентного переноса преобладают над ламинарными; 2) влиянием пульсаций скорости и кинетической энергии турбулентности на среднее значение полной энтальпии можно пренебречь; 3) пульсации статической энтальпии связаны только с пульсациями консервативной скалярной величины; 4) влиянием пульсаций давления на средние значения плотности, температуры и концентраций можно пренебречь.

Функция распределения плотности вероятности записывалась в виде бета-функции [11]. Для расчета коэффициента перемежаемости использовалась эмпирическая зависимость [4]. Средние значения концентраций и температуры находились по формулам:

$$\bar{\varphi} = \int_0^1 \varphi(f) \tilde{P}(f) df, \quad \bar{\rho} = \bar{\rho} \int_0^1 \varphi(f) \tilde{P}(f) / \rho(f) df.$$

Здесь волнистая черта сверху — осреднение Фавра, прямая — осреднение по времени; φ — осредняемая функция; P — функция распределения плотности вероятности; f — консервативная скалярная величина.

Результаты расчетов сравнивались с двумя известными экспериментами: сверхзвуковым [10] и дозвуковым [12]. Цель сравнения с [12] заключалась в проверке работоспособности предложенной методики, с [10] — в получении ответа на вопрос, поставленный в заголовке статьи.

В работе [10] практически отсутствовала задержка воспламенения. Поэтому, если расчетные характеристики факела, основанные на приближении диффузионного горения, плохо совпадут с измеренными (при условии правильного описания смешения), это будет означать, что при расчете сверхзвуковых реагирующих струй необходимо учитывать конечные скорости химических реакций. Отметим, что в обоих расчетах (в отличие от [8, 9]) уравнение для поперечной составляющей скорости

не решалось, давление предполагалось постоянным, а $\bar{\rho} = \left[\int_0^1 \tilde{P}(f) / \rho(f) df \right]^{-1}$

(использовалось приближение пограничного слоя).

На всех рисунках, представленных ниже, приведены величины, осредненные по времени. На рис. 1 показаны экспериментальное [12] и расчетное (линии) распределения мольных концентраций воды и водорода, а также статической температуры вдоль оси симметрии струи. На рис. 2 приведены экспериментальный и расчетный профили мольной концентрации воды в сечении $x/d_j = 40$. Здесь d_j — диаметр среза сопла;

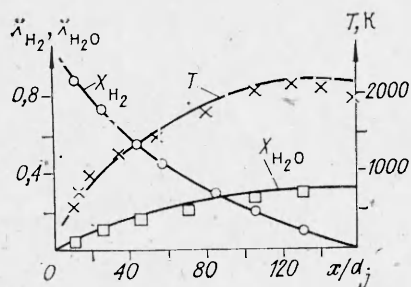


Рис. 1.

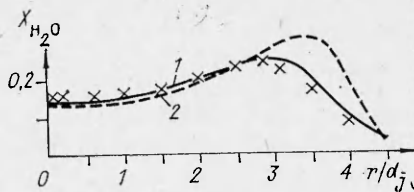


Рис. 2.

1 — расчет с учетом, 2 — без учета пульсаций. Видно, что так называемый квазиламинарный подход завышает концентрацию продуктов сгорания вблизи стехиометрической поверхности. Результаты, представленные на рис. 1, 2, позволяют сделать вывод о правильном описании процессов, происходящих при горении спутной дозвуковой турбулентной струи водорода.

Приведем начальные условия эксперимента [10]. Струя водорода, имеющая статическую температуру 251 К и скорость 2432 м/с (число Маха $M = 2$), распространялась в спутной струе воздуха со статической температурой 1495 К и скоростью 1510 м/с ($M = 1,9$). Статическое давление в струях водорода и воздуха было равно 0,1 МПа. Массовый состав воздуха, прошедшего через подогреватель: $m_{O_2} = 0,241$, $m_{N_2} = 0,478$, $m_{H_2O} = 0,281$. Диаметр струи водорода 9,5, воздуха — 65,3 мм. В начальном сечении измерен профиль полного давления за прямым скачком уплотнения, на основании которого рассчитаны начальные профили скорости и температуры.

На рис. 3, а приведено изменение массовой концентрации водорода вдоль оси симметрии струи, на рис. 3, б — профиль массовой концентрации азота в сечении, находящемся на расстоянии 27,9 калибров от среза сопла. Результаты, представленные на рис. 3, свидетельствуют о правильном описании в расчете процесса смешения. На рис. 4 показаны профили массовой концентрации воды и кислорода в сечении $x/d_j = 27,9$. Несмотря на то, что учет влияния пульсаций дает лучшие результаты (сплошная линия) по сравнению с квазиламинарным подходом (штриховая), теоретические (линии) и экспериментальные данные [10] (точки) совпадают плохо.

Таким образом, из приведенных результатов можно сделать следующие выводы. Предложенная модель для расчета спутного диффузионного факела водорода хорошо описывает процессы, происходящие в струях с небольшими скоростями. Для течений со сверхзвуковыми скоростями приближение диффузионного горения (без учета взаимосвязи между турбулентными пульсациями и скоростями химических реакций) дает большую ошибку в определении концентраций веществ. В этом случае для правильного описания процесса горения предварительно неперемешанных реагентов необходимо учитывать конечные скорости протекания химических реакций.

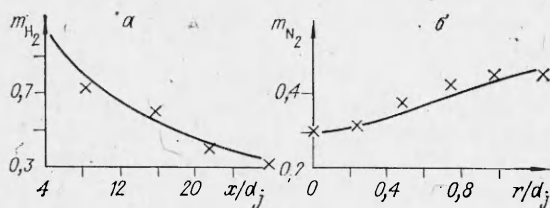


Рис. 3.

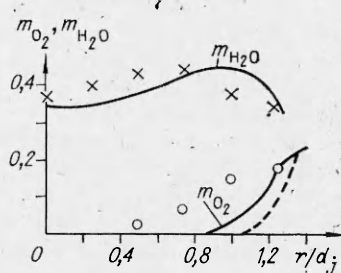


Рис. 4.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Spiegler, M. Wolfstein, Y. Manheimer-Timnat. *Acta Astronautica*, 1976, 3, 265.
2. О. М. Колесников. ФГВ, 1985, 21, 1, 53.
3. J. S. Evans, C. J. Schexnayder. *ATAA J.*, 1980, 18, 2, 188.
4. Турбулентные течения реагирующих газов/Под ред. П. А. Либби и Ф. А. Вильямса. М.: Мир, 1983.
5. В. Р. Кузнецов, А. Б. Лебедев, А. И. Секундов и др.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем. Черноголовка, 1977.
6. Ю. Я. Бурико, А. Б. Лебедев. Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, 4, 25.
7. В. Л. Зимонт, В. М. Левин, Е. А. Мещеряков и др. ФГВ, 1983, 19, 4, 75.
8. С. И. Барановский, А. С. Надворский, В. А. Перминов.— В кн.: Струйные течения жидкостей и газов. Ч. 1. Новололоцк, 1982.
9. С. И. Барановский, В. А. Перминов.— В кн.: Струйные течения в элементах авиационных двигателей. М., 1985.
10. J. S. Evans, C. J. Schexnayder, H. L. Beach. *NASA TP-1169*, 1978.
11. Методы расчета турбулентных течений/Под ред. В. Колльмана. М.: Мир, 1984.
12. J. H. Kent, R. W. Bilger. 14-th Symp. (Intern.) on Combustion. The Combust. Inst. Pittsburgh, 1973.

Поступила в редакцию 9/XII 1985,
после доработки — 10/VII 1986

О ГОРЕНИИ ПЛАСТИФИЦИРОВАННОЙ НИТРОЦЕЛЛЮЛОЗЫ

А. Г. Архипов, А. П. Денисюк, Б. Н. Кондриков
(Москва)

Горение смесей нитроцеллюлозы (НЦ) с пластификатором с теоретической точки зрения представляет интерес главным образом как пример сложной экзотермической реакции, идущей в конденсированной и газовой фазах в тонком слое вблизи поверхности раздела фаз. Теория этого процесса разработана весьма детально. Один из важных ее результатов заключается в том, что при определенных соотношениях между характеристиками горения и внешними условиями процесс теряет устойчивость и переходит на нестационарный колебательный режим либо затухает [1—3]. Скорость горения u на неустойчивом режиме, равно как зависимость скорости от температуры T и давления p , в общем виде теоретически рассчитать не удастся: это нелинейная задача, аналитического решения которой не имеется. Опыт также пока не дал ответа на этот вопрос, быть может, потому, что до сих пор изучались преимущественно смеси с большим (до 60%) содержанием НЦ и резко отрицательным кислородным балансом. У таких смесей невысокая зависимость $u(T_0)$, умеренная скорость горения и соответственно низкая температура поверхности раздела фаз. Кроме того, при большом недостатке кислорода на поверхности образуется слой — каркас из обугленных нитей полимера, который заметно повышает устойчивость горения [4]. Можно было думать, что при уменьшении содержания НЦ и применении богатого кислородом пластификатора устойчивость горения понизится и удастся измерить скорость горения на неустойчивом колебательном режиме.

В соответствии со сказанным в данной работе изучались зависимости $u(p)$ и $u(T_0)$ для двойных смесей НЦ — пластификатор при содержании НЦ до 40%.

Опыты проводили в массивном (4,5 кг) металлическом блоке с отверстием диаметром 12 и глубиной 160 мм. Блок вместе с цилиндрическим образцом (диаметром 7, длиной 12—15 мм), помещенным в отверстие, выдерживали в термостате до полного выравнивания температуры в системе, после чего перенесли в прибор постоянного давления (объем 5 дм³). Горение происходило в атмосфере азота. Скорость горения определяли по скорости роста давления, которую измеряли тензодатчиком. Максимальное изменение p в ходе горения составляло