

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 536.46:533.6

**СТРУКТУРА ДИФфуЗИОННОГО ПЛАМЕНИ ВОДОРОДА
ЗА КОНУС-ЦИЛИНДРОМ
ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ТЕЧЕНИИ**

В. К. Баев, А. Ф. Гаранин, Р. С. Тюльпанов

(Новосибирск)

Диффузионное пламя водорода, образующееся в следах за плохо обтекаемыми телами в сверхзвуковом потоке воздуха имеет характерную раздробленную структуру. Это явление вызвано высокими абсолютными значениями турбулентных пульсаций скорости в следах за такими телами [1]. Теплеровские снимки, совмещенные с прямой фотографией, показывают, что области свечения пламен совпадают с областями больших градиентов оптической плотности $grad n$, т. е. эти области также связаны.

Используя разработанный ранее теплеровский метод с переменным круговым ножом [2], были отфильтрованы локальные градиенты оптической плотности, вызванные температурными градиентами, от градиентов, вызванных изменениями концентрации при смешении в одной из таких систем. Опыты были проведены на экспериментальной установке, представляющей собой аэродинамическую трубу с $M=2$, в рабочую часть которой помещался расположенный горизонтально конус-цилиндр. По торцевой поверхности конуса-цилиндра $d=35$ мм в сверхзвуковой поток воздуха подавался водород; стабилизация пламени осуществлялась в зоне рециркуляции за обтекаемым телом. Более подробное описание установки приведено в работах [3, 4].

На рис. 1 приведены фотографии теплеровской картины области следа за конусом-цилиндром и этой же области при вдуве водорода без горения и при горении, полученные с круговым ножом различного диаметра и искровым точечным источником $\varnothing 2$ мм при времени экспозиции $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ с. Из этих фотографий видно, что при увеличении диаметра ножа до 2,8 мм градиенты оптической плотности, обусловленные изменениями концентрации, становятся не видны; градиенты, обусловленные изменением давления, видны только в области косых скачков уплотнения (ср. рис. 1, б и в). При горении водорода в следе и регистрации теплеровской картины с ножом $\varnothing 2,8$ мм во всей области горения отчетливо выделяются градиенты, обусловленные температурными изменениями.

Количественная обработка теплеровских снимков с определением корреляционной функции $\beta_r(\xi_1, \xi_2)$ поля флюктуаций интенсивности светового потока в плоскости регистрации теплеровской картины проводилась в соответствии с работой [1]. Здесь ξ_1 и ξ_2 — смещения по продольной и поперечной координате в плоскости регистрации теплеровской картины.

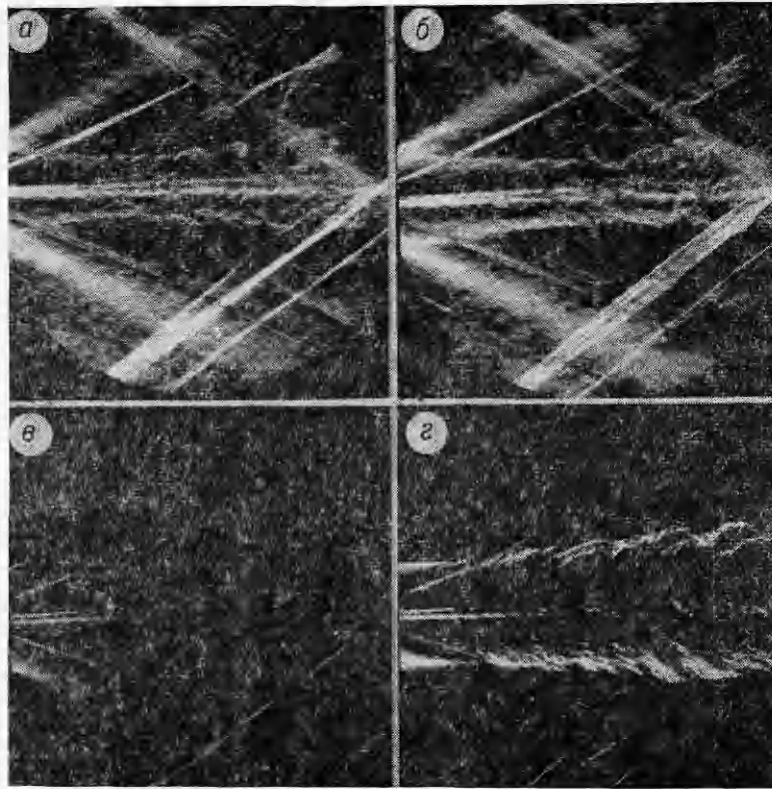


Рис. 1. Теплеровские фотографии области ближнего следа за конус-цилиндром в сверхзвуковом потоке. Внутренний диаметр кольцевого ножа 2,2 мм: а) след без вдува водорода, б) след со вдувом водорода без горения; внутренний диаметр кольцевого ножа 2,8 мм: в) след со вдувом водорода без горения, г) след с вдувом и горением водорода.

Соответствующая формула для определения корреляционной функции пространственного поля температур в исследуемом объекте $T(\rho)$ по известной $\beta_r(\xi)$ в соответствии с работой [2] имеет вид

$$T(\rho) \approx \text{const} \int_{\rho}^{\infty} \beta(\xi) \frac{\xi}{\rho} \text{arctg} \frac{V \sqrt{\xi^2 - \rho^2}}{\rho} d\xi, \quad (1)$$

где $\rho = \text{const} \sqrt{\xi_1^2 + \xi_2^2}$ — смещение в реальном поле температур от ρ_0 до ∞ , а $\rho_0 \approx \xi_0$, где по виду корреляционной кривой можно принять $\beta(\xi_0) = \beta(0)$. Эта формула получена в предположении однородного, локально-изотропного поля температур. Последнее условие, как это будет видно из обработки экспериментального материала, выполняется значительно хуже, чем для дозвукового пламени водорода. Кроме того, при выводе этой формулы принималось, что толщина просматриваемого объекта много больше размеров температурных неоднородностей ($L \gg \Lambda_{\text{гор}}$), что не выполняется на краях диффузионного факела в исследуемой системе.

Имеется и экспериментальная погрешность, вызванная наложением следа от державки конус-цилиндра, который просматривается по центру фотографии (см. рис., 1, в). Поэтому формула (1) приближена и выводы, полученные с ее помощью, можно оценивать как полуколичественные.

Как показала обработка теплеровских фотографий (рис. 1, г), функция $\beta_r(\xi_1)$ имеет отличный от экспоненциальной зависимости вид:

является более заполненной (рис. 2), т. е. удельная доля малых масштабов в спектре, который описывает эта функция, выше, чем в спектре, соответствующем дозвуковому диффузионному пламени. Для последнего вид этой функции аналогичен виду функции для спектра масштабов турбулентности скоростного поля [2]. Кроме того, плоские отображения температурных неоднородностей, зарегистрированные на тепловоскопической фотографии, по форме заметно отличаются от сферических и своими большими осями ориентированы под заметным углом к потоку. По-видимому, эта закономерность справедлива и для самих температурных неоднородностей.

Средний осевой масштаб температурных неоднородностей определялся как

$$\Lambda_{гор} = \frac{\int_0^{\infty} T(\rho) d\rho}{T(\rho_0)} \quad (2)$$

Значение $T(\rho)$ находилось по формуле (1), где принималось $\xi = \xi_1$.

Закономерность изменения $\Lambda_{гор}$ по ходу выгорания осталась аналогичной закономерности при горении водородной струи в дозвуковых потоках; $\Lambda_{гор}$ несколько увеличивался к концу факела (рис. 3). Средний масштаб неоднородностей, соответствующий всей области факела $\langle \Lambda_{гор} \rangle \cong 1,0$ мм.

Количественная обработка тепловоскопических фотографий следа без вдува и с вдувом водорода без горения (см. рис. 1, а, б) проводилась также с использованием методики работ [1, 2]. Соответствующие корреляционные функции плоских отображений неоднородностей плотности $\beta_u(\xi_1)$ и $\beta_c(\xi_1)$, вызванных изменениями давления в первом случае и давления и концентрации во втором приведены на рис. 2, 2. Они практически совпадают во всем интервале изменений.

Масштабы неоднородностей, соответствующие этим корреляционным функциям, были определены по формулам, аналогичным (1) и (2), и составили для всей области следа $\langle \Lambda_0 \rangle_{\phi} \approx \langle \Lambda_c \rangle_{\phi} \cong 1,3$ мм.

Отношение $\frac{\langle \Lambda_{гор} \rangle_{\phi}}{\langle \Lambda_c \rangle_{\phi}} \cong 0,75$, т. е. средний масштаб температурных неоднородностей меньше, что и понятно, так как пламя локализовано только в той части концентрационной неоднородности, где, исходя из предельных характеристик, создаются благоприятные условия для воспламенения. Это не обязательно и, как правило, имеют место не мгновенные фронты с толщиной, соответствующей ламинарному пламени, а некоторые области реагирования, которые сохраняются какое-то время. Однако, как это видно из эксперимента, градиенты оптической плотности в таких зонах много выше и, следовательно, толщина много меньше, чем в локальных зонах при смешении газов.

В заключение авторы выражают благодарность Ф. В. Благиня за помощь в наладке аппаратуры при проведении эксперимента.

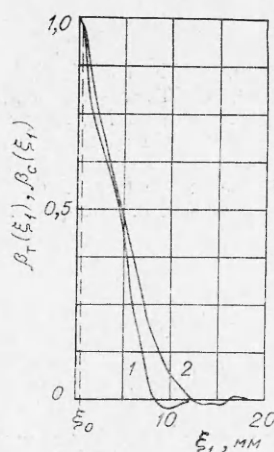


Рис. 2. Характер корреляционных кривых.

1 — $\beta_T(\xi_1)$ поля температурных неоднородностей; 2 — $\beta_c(\xi_1)$ поля концентрационных неоднородностей.

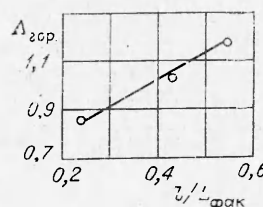


Рис. 3. Изменение масштаба температурных неоднородностей $\Lambda_{гор}$ по длине следа; $L_{фак}$ — видимая длина факела, мм; l — расстояние от донного среза модели по оси следа, мм.

Поступила в редакцию
26/11 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. M. S. Uberoi, L. S. Kovaszpay. J. Appl. Phys, 1955, 26, 1.
2. Р. С. Тюльпанов, В. Ф. Соколенко, А. И. Алимпиев. — В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
3. А. Ф. Гаранин, А. В. Петухов. — В сб.: Аэрофизические исследования. Тр. ИТПМ. Новосибирск, 1972.
4. В. К. Баев, А. Ф. Гаранин и др. — В сб.: Аэрофизические исследования. Тр. ИТПМ. Новосибирск, 1974.

УДК 536.46.541.126

ГАШЕНИЕ ПЛАМЕНИ АММИАЧНО-КИСЛОРОДНЫХ СМЕСЕЙ

*В. Ф. Заказнов, Л. А. Куршева,
И. И. Стрижевский, З. И. Федина*

(Москва)

Известно, что при поджигании у верхнего открытого конца вертикально расположенной трубы пламя стехиометрической аммиачно-воздушной смеси вниз не распространяется. Кроме того, установлено, что невозможно стационарное горение аммиачно-воздушных смесей на бунзеновской горелке [1, 2]. Из этих фактов можно сделать предположение, что нормальная скорость пламени u_n стехиометрической аммиачно-воздушной смеси существенно меньше соответствующей величины для смесей большинства алканов с воздухом. Необычно большой критический диаметр гашения пламени $\delta_{кр}$ стехиометрической аммиачно-воздушной смеси, который в зависимости от условий опыта составляет 9—20 мм, подтверждает такое предположение [2, 3].

Определенная на бунзеновской горелке максимальная величина для аммиачно-кислородной смеси, содержащей 50% аммиака¹, составляет 1,5 м/с [4]. Основываясь на примерном постоянстве критерия Пекле на пределе гашения пламени ($Pe_{кр}$), в [5] была вычислена приближенная минимальная величина $\delta_{кр} = 0,8$ мм.

Представлялось целесообразным экспериментально определить величины $\delta_{кр}$ для системы аммиак — кислород — азот. Опыты были проведены на щелевой горелке, устройство которой описано в работе [6]. Вертикальная щель образуется между двумя плитами, одна из которых подвижная. Длина щелевого канала 100 мм, высота щели 20 мм. Ширина щелевого зазора устанавливается микрометрическим винтом.

Горючая смесь, предварительно составленная в смесителе по парциальным давлениям компонентов и перемешанная электромагнитной мешалкой, подавалась в полый объем горелки под щелью. Затем смесь, пройдя через щель, выходила в атмосферу. На выходе из щели смесь поджигалась. После остановки подачи смеси пламя гасло в щели или проскакивало в полый объем под щелью. Изменяя ширину щели, находили критическое значение щелевого канала ($\delta_{шкр}$), при котором пламя переставало проскакивать через щель. Содержание аммиака в смеси в каждом опыте контролировалось общепринятым методом — поглощением аммиака раствором серной кислоты и титрованием избытка кислоты щелочью. Содержание кислорода и азота определялось на хроматографе «Цвет-4» с учетом поправочных коэффициентов.

¹ В стехиометрической аммиачно-кислородной смеси содержание аммиака составляет 57,1% (здесь и далее проценты объемные).