

16. J. D. Tinkler, A. B. Tetzner. Ind. Eng. Chem., 1961, 53, 663.
 17. В. И. Авдюнин, Н. Н. Бахман, В. С. Никифоров и др. Изв. вузов, хим. и хим. техн., 1970, 14, 5, 666.

УДК 536.46+534.29

СТРОБОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СТОЯЧИХ ЗВУКОВЫХ ВОЛН НА ТУРБУЛЕНТНОЕ ПЛАМЯ

В. Е. Дорошенко, В. И. Фурлетов

(Москва)

Сведения о характере акустического воздействия на пламя представляют интерес в связи с выяснением природы вибрационного и турбулентного горения, однако в литературе отсутствуют соответствующие данные.

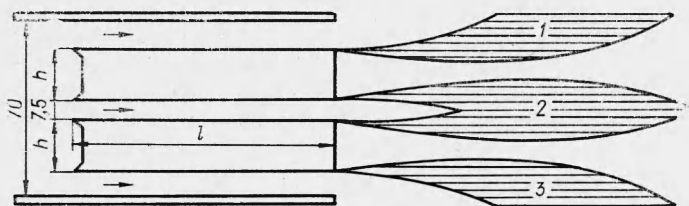


Рис. 1. Схема горелки:

1 — верхнее защитное пламя; 2 — центральное пламя; 3 — нижнее защитное пламя.

Работа проводилась с горелкой, имеющей центральный и два боковых канала. Объектом исследования являлось центральное пламя, защищенное боковыми от подмешивания окружающего воздуха (рис. 1).

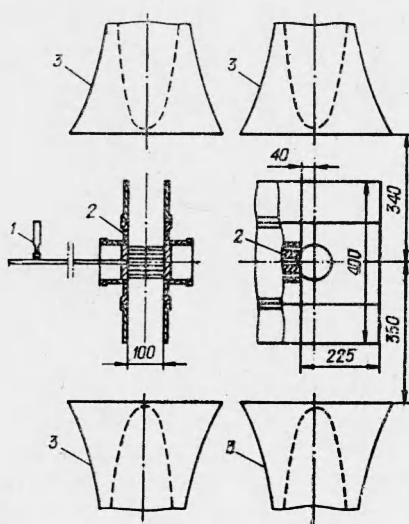


Рис. 2. Взаимное расположение громкоговорителей, горелки и микрофона:

1 — микрофон, установленный на волноводе;
 2 — горелка; 3 — громкоговоритель.

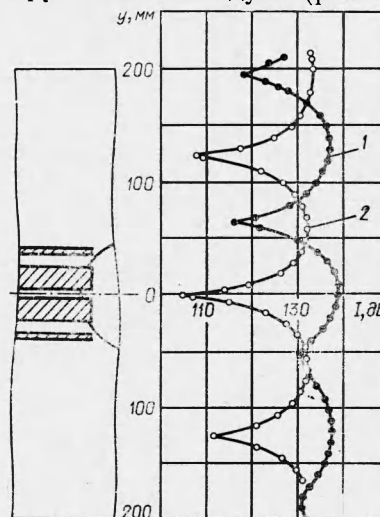


Рис. 3. Распределение уровня звукового давления, $f=1400$ гц:

1 — синфазное возбуждение громкоговорителей;
 2 — противофазное возбуждение громкоговорителей.

Плоскопараллельную структуру потока обеспечивали охлаждаемые стенки с кварцевыми окнами. Температура однородной бензино-воздушной смеси равнялась 483°K . Число Рейнольдса, подсчитанное по высоте центрального канала, изменялось от $5 \cdot 10^3$ до $2 \cdot 10^4$, скорость истечения смеси — от 20 до 90 м/сек.

Для создания поперечной стоячей звуковой волны использовались два громкоговорителя 10ГРД-5. Они устанавливались друг против друга по обеим сторонам пламени (рис.2). Распределение звукового давления в пространстве, ограниченном стенками горелки, при комнатной температуре в отсутствие струи показано на рис. 3. Видно, что совместное использование двух громкоговорителей позволяет получить звуковую волну, близкую к стоячей. В дальнейшем для определенности в узле давления стоячей волны будет указываться остаточный уровень звукового давления, обусловленный присутствием бегущей волны. Частота звуковых колебаний в большинстве опытов равнялась 1400 гц. Максимальный уровень звукового давления 136 дб. В зависимости от длины центрального канала горелки эта частота была приблизительно резонансной ($l=149 \text{ мм}$), антирезонансной ($l=60 \text{ мм}$) или промежуточной ($l=100 \text{ мм}$). Такой выбор размеров центрального канала позволяет исследовать влияние акустических свойств канала, из которого вытекает горячая смесь.

Посредством стробоскопического фотографирования пламени (через вращающийся диск с прорезями) обнаружено, что форма периодического вихревого движения, возникающего при акустическом воздействии, зависит от положения пламени в поле стоячей звуковой волны (рис.4). В пучности давления образуются вихри, расположенные симметрично относительно центральной линии пламени, в узле давления — асимметрично. Вихри видны в форме круглых или продолговатых утолщений пламени с более ярким свечением по сравнению с остальными его участками. С каждой стороны пламени вихри образуются один раз за период. Прямыми белыми линиями на фотографиях слева отмечена торцевая плоскость стабилизаторов. Время

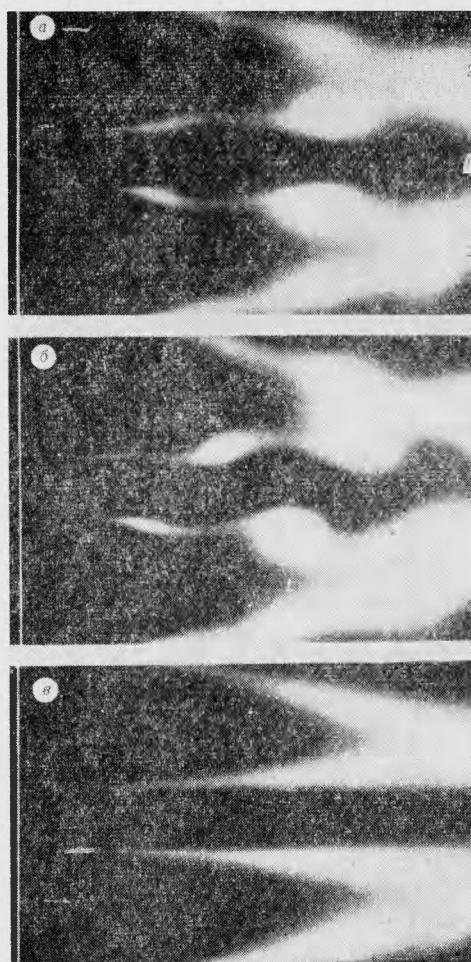


Рис. 4. Стробоскопические снимки пламени ($u=49,2 \text{ м/сек}$; $\alpha=1,67$; $f=1400 \text{ гц}$; $l=149 \text{ мм}$;

$$\frac{l}{\lambda} = 0,5; h=21 \text{ мм}; \tau=2 \text{ сек}):$$

α — в пучности давления, $I=136 \text{ дб}$; β — в узле давления, $I=115 \text{ дб}$; γ — в отсутствие звука.
1 — центральное пламя; 2 — защитное пламя.

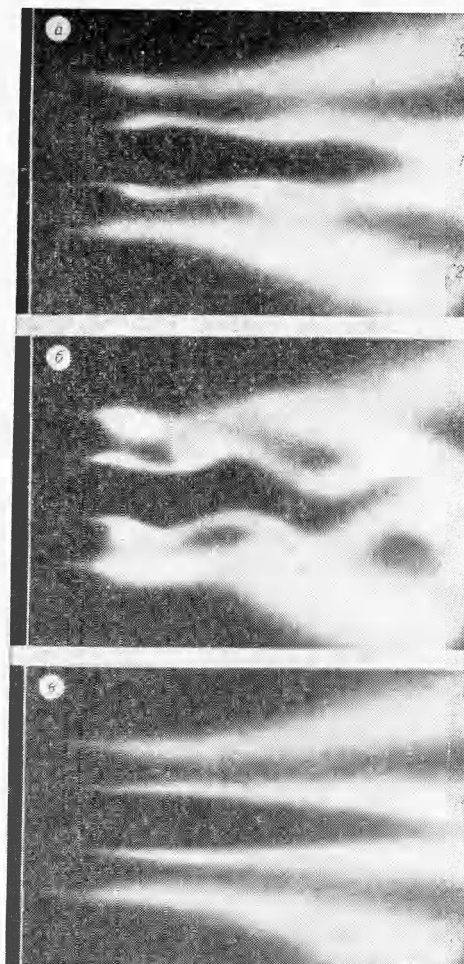


Рис. 5. Стробоскопические снимки пламени ($u=40,3$ м/сек; $\alpha=1,05$; $f=1400$ гц; $l=100$ мм; $\frac{l}{\lambda}=0,3$; $h=8$ мм; $\tau=0,25$ сек):

а — в пучности давления, $I=134$ дб; б — в узле давления, $I=115$ дб; в — в отсутствие звука.
1 — центральное пламя; 2 — защитное пламя.

экспозиции τ при стробоскопическом фотографировании данного пламени составляло 2 сек, т. е. в построении изображения приняли участие 2800 вихрей. Четкое, неразмытое изображение пламени при акустическом возмущении указывает на хорошую периодичность образования вихрей и регулярность их движения вниз по потоку.

Интенсивность симметричных вихрей (размер зоны горения в них, величина искривления пламени) максимальна для резонансной длины канала. В этом случае воздействие колебательного давления на структуру пламени оказывается сравнимым по величине с воздействием на нее колебательной скорости в узле давления. Для того чтобы убедиться в этом, достаточно сравнить размер вихрей (см. рис. 4, а, б).

При длине канала, отличной от резонансной, интенсивность симметричных вихрей оказывается значительно меньшей, чем асимметричных (рис. 5). При длине канала, близкой к антирезонансной ($l=60$ мм, $l/\lambda \approx 0,2$, где λ — длина звуковой волны), становится заметным присутствие бегущей компоненты акустического поля. В результате форма вихревого движения оказывается не полностью симметричной, а вихри на верхней и нижней сторонах пламени — неравносильными.

Для объяснения зависимости формы и интенсивности вихревого движения от положения пламени в поле стоячей волны и акустических свойств канала предлагается следующая схема. Начальное возмущение, порождаемое звуком в пограничном слое на выходе из канала, предполагается возмущением завихренности. В пучности давления стоячей звуковой волны начальное вихревое возмущение возникает в результате воздействия колебательного градиента давления в канале на течение газа в пограничном слое вблизи точки отрыва. При достаточно большом переменном градиенте давления в пограничных слоях на выходе из канала происходят возвратные движения газа, которые приводят к периодическому образованию зародышевых вихрей одновременно с обеих сторон пламени. Благодаря гидродинамической неустойчивости струйного течения зародышевые вихри уси-

ливаются, так как их знак совпадает со знаком завихренности в свободном пограничном слое.

Начальная интенсивность зародышевого вихря зависит от амплитуды градиента давления, приводящего к колебаниям скорости в выходном сечении. На рис. 6 показано отношение амплитуды градиента звукового давления на выходе из канала к аналогичной величине для бегущей волны в зависимости от длины канала для трех значений акустической проводимости η_0 на входе. Графики построены на основе решения волнового уравнения, описывающего распространение плоских волн в неподвижном газе [1]. Значения η_0 взяты большими 1, так как без учета потока ($M \ll 1$) $\eta_0 = 1/\bar{f}$, где $\bar{f}$ — отношение проходной площади каналов горелки к площади поперечного сечения горелки перед стабилизатором [2]. Эксперименты проводились в зависимости от вида стабилизаторов с $\bar{f} = 0,2 + 0,54$.

Из рис. 6. видно, что амплитуда градиента давления максимальна для резонансной длины канала и минимальна для антирезонансной. Поэтому наиболее интенсивное вихреобразование наблюдается при $l/\lambda \approx 0,5$.

Наиболее вероятным моментом отрыва вихря от стенок, т. е. моментом его зарождения, является момент достижения колебательной скоростью в выходном сечении максимального положительного значения (положительное направление оси x при построении рис. 6 выбрано против основного потока). Для каналов, длина которых $0,25 n < l/\lambda < 0,5 n$ ($n = 1, 3, 5, \dots$), этот момент опережает момент достижения давлением максимума, а для $\frac{n}{2} < \frac{l}{\lambda} < \frac{n}{2} + 0,25$ ($n = 0, 1, 2$) отстает. Угол фазового смещения между ними ϕ зависит от l/λ и от η_0 (см. рис. 6).

В узле давления, т. е. в пучности скорости, начальное вихревое возмущение порождается в результате воздействия поперечных колебаний скорости смещения частиц в звуковой волне на течение газа у выходной кромки канала (рис. 7). Амплитуда колебательной скорости в узле давления стоячей звуковой волны в условиях эксперимента приблизительно на два порядка меньше средней скорости потока ($v' = 0,34$ м/сек для уровня звукового давления 135 дб; $\rho c = 33$ г/см при 483° К и 760 мм рт. ст.). Это означает, что поперечная колебательная скорость v' может эффективно воздействовать только на нижние слои пограничного слоя.

Пусть скорость v' направлена к кромке стабилизатора A так, как показано на рис. 7. Тогда элементу газа, стекающему с угла A , будет сообщено дополнительное вращение, завихренность. Так как на поверхности OA $v' = 0$, то вихрь $iv'/\partial x$ принимает большое отрицательное значение. Его знак совпадает со знаком завихренности $\omega_z = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)$

в свободном пограничном слое, берущем начало у кромки A , где $\frac{\partial v}{\partial x} \ll \frac{\partial u}{\partial y}$ и $\frac{\partial u}{\partial y} > 0$. В силу этого вихревое возмущение может усиливаться в свободном пограничном слое за счет кинетической энергии потока. У кромки B знак начального вихревого возмущения оказывается противоположным завихренности в пограничном слое, и возмущение, внесенное в поток, будет затухать из-за сил вязкости. При обратном движении газа в следующей фазе звуковых колебаний завихренность будет усиливаться у кромки B и затухать у кромки A . Этим объясняется асимметричная форма вихревого движения в узле давления.

В общем случае параметры начального вихревого возмущения определяются совместным действием колебательного давления и скорости.

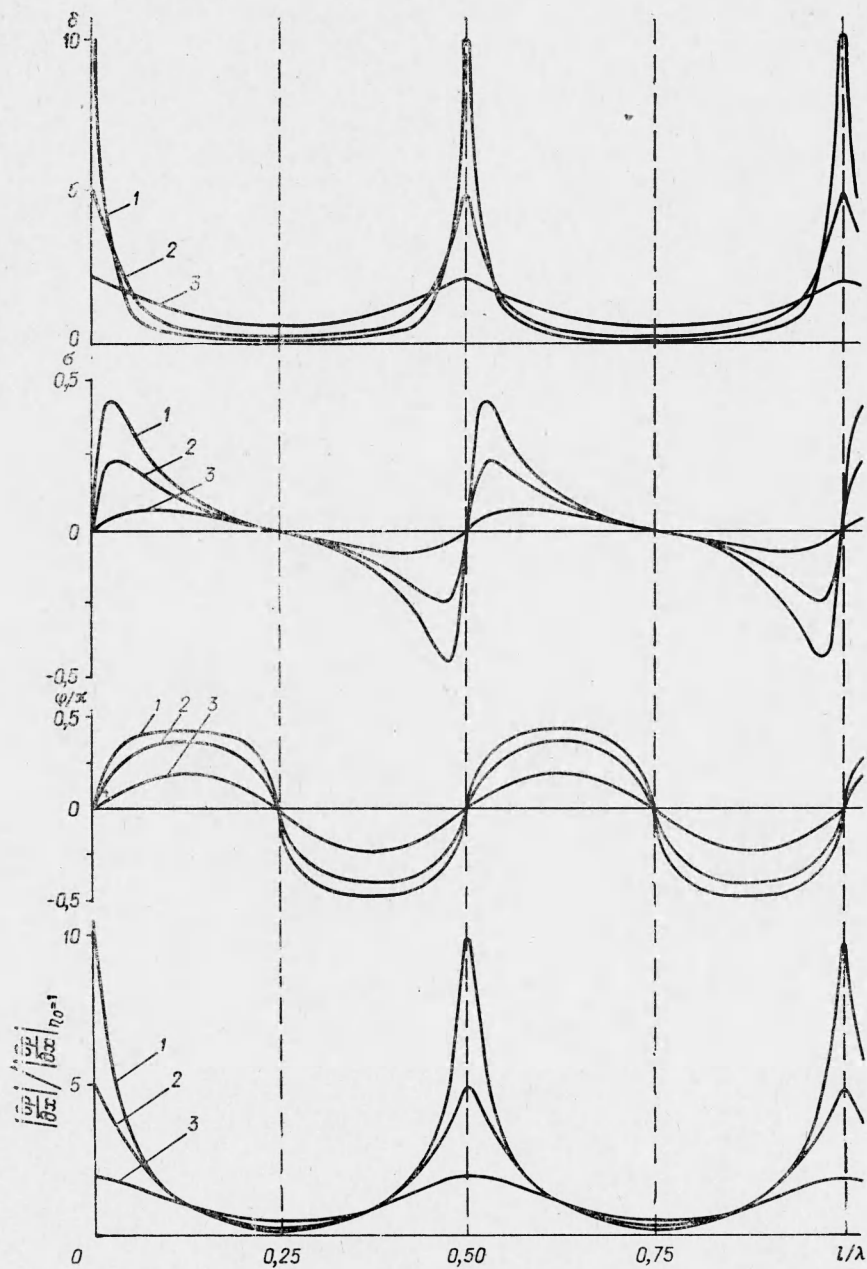


Рис. 6. Акустическая проводимость выходного сечения канала $\eta = \delta + i\sigma = \gamma/\eta e^{i\varphi}$ и относительное значение градиента давления в этом сечении в зависимости от относительной длины канала для различных значений его акустической проводимости на входе:
 1 — $\eta_0 = 10$; 2 — $\eta_0 = 5$; 3 — $\eta_0 = 2$.

В результате при смещении пламени из пучности давления стоячей звуковой волны между вихрями, образующимися по обе стороны пламени, появляется фазовое смещение; с приближением к узлу давления угол фазового смещения стремится к π .

Небольшая серия экспериментов была выполнена с осесимметричными пламенами на горелке, у которой центральная щель заменялась на три цилиндрических канала с диаметром 16 мм и длиной 149 мм ($\frac{l}{\lambda} = 0,5$). В пучности давления происходило образование тороидальных вихрей.

Образование же вихрей колебательной скоростью (в узле давления) оказалось в значительной степени затруднено влиянием кривизны.

Как было отмечено выше, между периодическим зарождением вихрей и колебаниями давления, их порождающими, должно существовать фазовое смещение, зависящее от длины канала (см. рис. 6). Это было проверено с помощью осесимметричных пламен, создаваемых горелкой, в которой имелось два ряда центральных каналов диаметром 8 мм. Длина каналов верхнего ряда несколько превышала резонансную длину ($\frac{l}{\lambda} \approx 0,6$), а длина каналов нижнего ряда была несколько меньше резонансной длины ($\frac{l}{\lambda} \approx 0,4$).

Тороидальные вихри, которые образовывались в нижнем и верхнем осесимметричных пламенах, помещенных в пучности давления стоячей звуковой волны, были смещены относительно друг друга приблизительно на π . При стремлении длины цилиндрических каналов горелки к $0,5 \lambda$ фазовое смещение между вихрями нижнего и верхнего пламени в соответствии с рис. 6 стремится к нулю.

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

1. Форма вихревого движения зависит от положения пламени в поле стоячей звуковой волны. В пучности давления образуются вихри, расположенные симметрично относительно центральной линии плоского пламени, в узле давления — антисимметрично.

2. Интенсивность и фаза образования вихрей в пламени, расположенном в пучности давления стоячей волны, существенным образом зависит от акустических свойств канала, из которого вытекает горючая смесь.

3. Предложена схема периодического возникновения вихрей в пламени при воздействии звука чистого тона.

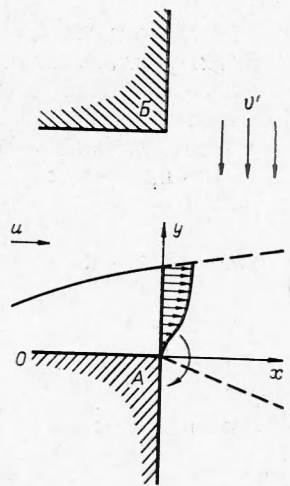


Рис. 7. Влияние колебательной скорости на пограничный слой.

Поступила в редакцию
6/III 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Морз. Колебания и звук. М., ГИТТЛ, 1949.
2. С. Н. Ржевкин. Курс лекций по теории звука. Изд. МГУ, 1960.