

рыву тангенциальных компонентов скорости даже при $\vec{E}_n = 0$ (см. (21)). Неэквивалентность этих полей видна в результирующем уравнении (35), где член с $\vec{E}_{1\perp 0}$ вычисляется вне рамок гидродинамической задачи.

Поступила в редакцию
7/VIII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. М. Степанов, Б. Г. Дьячков. Ионизация в пламени и электрическое поле. М., «Металлургия», 1968.
2. J. Sawton, F. J. Weinberg. Electrical aspects of combustion. Oxford, Clarendon Press, 1969.
3. Г. Д. Саламандра. ФГВ, 1969, 5, 2, 189.
4. Г. Д. Саламандра, И. К. Федосеева. ФГВ, 1973, 9, 6, 910.
5. Дж. Шерклиф. Курс магнитной гидродинамики. М., «Мир», 1967.
6. В. В. Гогосов, В. А. Полянский. Электродинамика. М., ВИНТИ, 1976.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1953.
8. Н. И. Кидин. Канд. дис., ИПМ АН СССР, М., 1975.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДИФфуЗИОННОГО ФАКЕЛА ВОДОРОДА

Е. Д. Свердлов

(Москва)

Исследованию генерации звука турбулентными пламенами уделяется значительное внимание. Так, в [1] показано, что расположение источника звука ограничено областью активной реакции, которая и представляет источник шума, обусловленный турбулентным горением, а в [2] предложена аналитическая зависимость для определения дальнего поля звукового давления.

В ряде экспериментов наблюдаются расхождения в оценке акустических параметров. В работе [3] найдено, что акустическая мощность W_0 факелов природного газа в соударяющихся струях пропорциональна тепловыделению Q . В [4] при исследовании диффузионных факелов водорода в спутном потоке получено, что $W_0 \sim Q^2$. Для факела метана в спутном потоке воздуха [5] $W_0 \sim v_t^4$, где v_t — скорость истечения топлива. Расхождения, полученные в работах [3—5], можно объяснить различием в условиях экспериментов и ограниченностью диапазона изменения скорости истечения (числа Re), обусловленного устойчивостью диффузионного горения. Вследствие большей устойчивости представляется целесообразным исследование акустических характеристик диффузионных факелов водорода, которые и обсуждаются в настоящей работе.

Методика эксперимента

Исследовались открытые турбулентные диффузионные факелы газобразного водорода при изменении скорости истечения от 30 до 1200 м/с (максимальное значение числа Маха $M_{t\max} \approx 0,94$). Диаметр сопла d_c варьировался в пределах 1÷8 мм. Измерения проводились

в различных режимах горения факела. Измерялись акустические характеристики факелов в дальнем поле, определялась диаграмма направленности акустического излучения и изменение акустических характеристик вдоль факела в ближнем поле.

Акустические характеристики исследовались аппаратурой фирмы RFT (ГДР). Сигнал с выхода конденсаторного микрофона МК-201 подавался на терцоктавный анализатор ТОА-111 и регистрировался самописцем уровня PSG-101. Измерительный тракт электроакустической аппаратуры (с линейной частотной характеристикой в диапазоне частот $30 \div 30000$ Гц) позволял измерить уровень звукового давления (уровень шума) до 160 дБ. Во время испытаний измерялся общий уровень звукового давления и его спектр.

Акустические характеристики факелов в дальнем поле измерялись при постоянном угле направления микрофона относительно оси сопла ($\varphi = 80^\circ \pm 3^\circ$) на различном относительном удалении микрофона от среза сопла ($\bar{R}_m = R_m/d_c = 100 \div 800$). Эксперименты проводились в нешумоизолированном помещении объемом 10^4 м³, при этом уровень фонового шума был в пределах 60 дБ с максимумом спектра в области $10 \div 30$ Гц. Уровень звукового давления исследованных шумов находился в диапазоне $L = 65 \div 130$ дБ (основные частоты $f_0 = 10^2 \div 10^4$ Гц). Акустические характеристики отвечали требованиям дальнего поля ($\Delta L \sim 20 \lg R_m$), поэтому можно сказать, что ограниченность пространства практически не оказывала влияния на результаты опытов.

Диаграмма акустической направленности измерялась в дальнем поле по кругу при относительном расстоянии микрофона от среза сопла $\bar{R}_m = 250$. Акустические параметры вдоль факела водорода в ближнем поле определяли при постоянном положении микрофона относительно оси струи $\bar{y} = y/d_c = 25$ (y — расстояние от оси струи). Во время опытов водород истекал вертикально вверх из сменных конических сопел, оканчивающихся цилиндрическим участком с относительной длиной $l/d_c \approx 1 \div 2$. Степень поджата сопел, определяемая квадратом отношения диаметра сопла к диаметру ресивера, варьировалась от $1/16$ до $1/64$. Скорость истечения топлива из сопла рассчитывалась по измеренному U-образным водяным манометром перепаду давления между ресивером и окружающей средой. Геометрические характеристики факела определялись фотографированием его на фотопленку (чувствительность пленки 1000 ед. ГОСТа) авиационным фотоаппаратом АФА с экспозицией $\tau = 0,6 \div 1$ с в затемненном помещении.

Результаты исследований

Спектры акустического излучения факелов горения водорода и струи водорода без горения, измеренные в дальнем поле, представлены на рис. 1. При постоянной скорости истечения ($v_t \approx 580$ м/с) акустический спектр горячей струи сильно отличается от спектра струи без горения. При горении возрастает уровень звукового давления, а основная частота звучания, соответствующая максимуму звукового давления в спектре, смещается к более низким частотам. Спектральное распределение акустической энергии при горении значительно более равномерно по сравнению со случаем без горения. Акустическое зондирование диффузионных факелов в дальнем поле показало, что закономерности изменения геометрических характеристик факела (длины факела l_f , расстояния s , на котором возникает турбулентное пламя, и расстояния от сопла h до основания отошедшего от сопла факела) взаимосвязаны с его акустическими характеристиками.

Факел, реализуемый при ламинарном истечении из сопла ($Re < 2300$), бесшумен. С увеличением скорости истечения топлива при достижении турбулентного режима истечения из сопла ($Re \geq 2300$) фа-

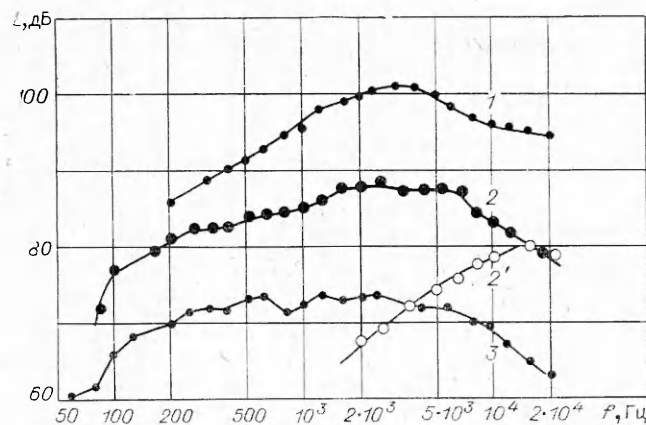


Рис. 1. Акустические спектры водородной струи ($d_c = 2$ мм) с горением (1—3) и без горения (2') при различных режимах истечения топлива ($R_M = 0,4$ м). 1 — $v_T = 1000$ м/с ($Re = 22500$); 2 — $v_T = 580$ м/с ($Re = 10600$); 3 — $v_T = 325$ м/с ($Re = 5600$). 2' — $v_T = 570$ м/с ($Re = 10200$).

кел начинает генерировать звук. При $Re = 2300$ факел не турбулизируется полностью, а имеет ламинарное «основание» s (рис. 2), которое при увеличении скорости истечения уменьшается до нуля. Ламинарно-турбулентный факел ($s > 0$) становится полностью турбулентным ($s = 0$) при $Re > (0,6 \div 1) \cdot 10^4$. Наличие ламинарного фронта горения у основания факела объясняется, по-видимому, тем, что в диапазоне чисел $Re \approx 2300 \div 10000$ пристеночный слой в сопле остается ламинарным. С увеличением Re толщина ламинарного пограничного слоя постепенно уменьшается и при $Re \geq 10^4$ становится практически равной нулю, при этом турбулентный фронт горения начинается сразу от сопла.

Акустические характеристики ламинарно-турбулентного и полностью турбулентного факелов отличаются (см. рис. 2). У факела, имеющего ламинарное основание, с увеличением скорости истечения и уменьшением s основная частота звучания и уровень шума быстро увеличиваются. Для полностью турбулентного присоединенного факела ($s = 0, h = 0$) основная частота звучания постоянна и не зависит от скорости истечения, а увеличение уровня звукового давления с ростом скорости значительно замедляется.

При отходе диффузионного водородного факела от сопла наступает новый режим горения — отошедший диффузионный факел становится «гомогенно-диффузионным». На участке от среза сопла до основания приподнятого факела идет процесс смешения струи топлива с окружающим воздухом, в основании приподнятого факела — процесс частичного горения заранее смешанных горючего и окислителя, а в остальной части факела происходит процесс диффузионного горения. Акустические характеристики факела при этом изменяются: уровень шума значительно возрастает, а основная частота звучания несколько снижается. Снижение частоты звучания, как будет показано далее, отмечено только при $d_c \leq 2$ мм. Зависимости, полученные для факелов с $d_c = 1$ мм (см. рис. 2), оказались справедливы для факелов во всем исследованном диапазоне d_c .

Анализ влияния скоростей истечения на уровень шума и частоту звучания диффузионных факелов водорода показал, что по степени влияния чисел Маха (M_T) на акустические характеристики области режимов (рис. 3) можно разделить на:

I — область полностью турбулентного факела ($s = 0, h = 0$). Здесь уровень звукового давления отвечает зависимости $L \sim \lg M_T^B$, где

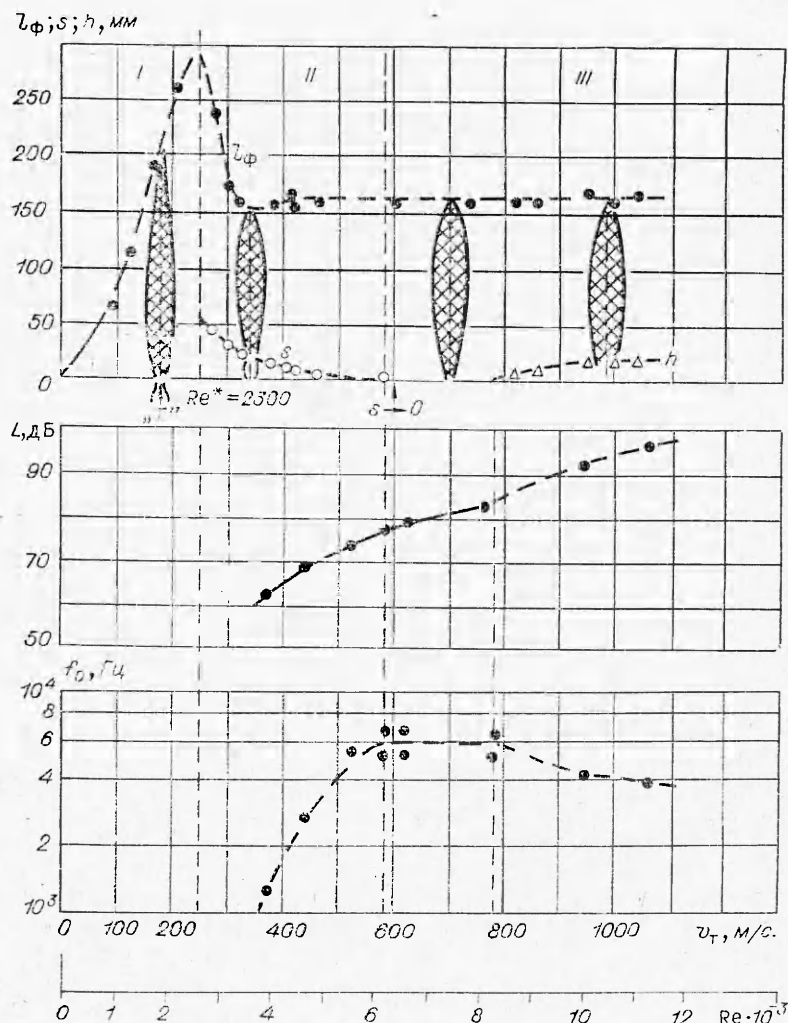


Рис. 2. Зависимость геометрических характеристик диффузионных факелов горения водорода и его акустических характеристик от Re при $d_c = 1$ мм.

Режимы горения: I — ламинарный, II — смешанный, III — полностью турбулентный.

$\beta = 3 \div 3.5$. Основная частота звучания постоянна (при $d_c = \text{const}$) при изменении скорости истечения ($f_0 = \text{const}$);

II — область режимов с ламинарно-турбулентным факелом ($s > 0$), где наблюдается более крутая зависимость уровня шума факела от M_T : $L \sim \lg M_T^\beta$ при $\beta \approx 8$. Основная частота звучания быстро растет с увеличением скорости истечения ($f_0 \sim M_T^\lambda$, $\lambda \approx 3$);

III — область, соответствующая отошедшему факелу ($v_T \geq 800$ м/с, $h > 0$), уровень шума отвечает зависимости $L \sim \lg M_T^\beta$, где $\beta = 7 \div 8$. Частота звучания остается практически постоянной для $d_c > 2$ мм и несколько снижается для $d_c \leq 2$ мм.

Отличие закономерностей изменения уровня звукового давления диффузионных факелов при изменении скорости истечения топлива можно объяснить следующим образом. В области I ($Re \geq 10^4$, $s = 0$, $h = 0$) рост уровня шума вызван увеличением расхода горючего и тепловыделения факела. В области II ($Re = 2300 \div 10000$) увеличение уровня звуко-

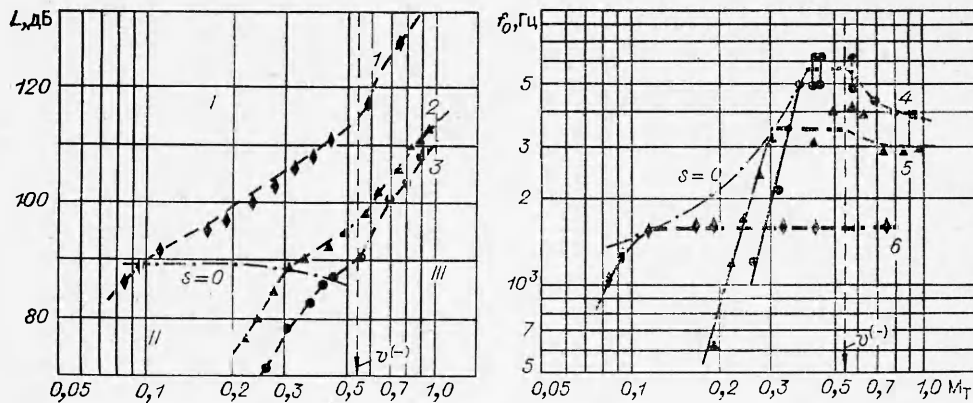


Рис. 3. Зависимость уровня звукового давления и основной частоты звучания диффузионных факелов водорода от M_T на срезе сопла при различных диаметрах сопел, $R_M = 0,4$ м (см. рис. 1).

I — полностью турбулентный присоединенный факел; II — ламинарно-турбулентный факел; III — полностью турбулентный отшедший факел. d , мм: 1, 6 — 8,3, 2, 5 — 2, 3, 4 — 1.

вого давления с ростом скорости истечения топлива вызвано увеличением расхода горючего и турбулентной части факела с уменьшением ламинарного основания s . В области III рост звукового давления с увеличением скорости истечения вызван повышением расхода горючего и появлением дополнительного источника звука — гомогенного фронта в основании приподнятого факела, а также сложной картиной течения, образующейся вблизи гомогенного фронта. Результатом последней является сильное искривление границ струи вблизи основания приподнятого факела.

Анализ зависимости уровня звукового давления диффузионных факелов от диаметра сопел, проведенный при $M_T = 0,4$ ($Re > 10^4$), в области полностью турбулентных режимов показал, что уровень звукового давления отвечает зависимости

$$L \sim \lg d_c^{2,2}.$$

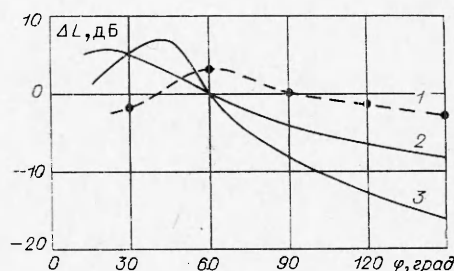
В области полностью турбулентных присоединенных факелов ($Re \geq 10^4$, $s=0$, $h=0$), где длина факела практически постоянна, частота звучания также постоянна при изменении скорости и зависит только от диаметра сопла, подчиняясь зависимости

$$f_0 \sim d_c^{-0,5}.$$

Изменение акустических характеристик при горении наблюдается и в диаграмме направленности акустического излучения, которая при горении близка к равномерной. Максимальная разница в уровне звукового давления (ΔL) диффузионного факела водорода, измеренного по

Рис. 4. Неравномерность акустического излучения факела горения водорода по сфере $R_M = 0,5$ м.

1 — факел водорода, $d_c = 2$ мм, $v_T = 650$ м/с ($s=0$); 2 — струя, $T = 288$ К [6]; 3 — струя, $T = 1000$ К [6].



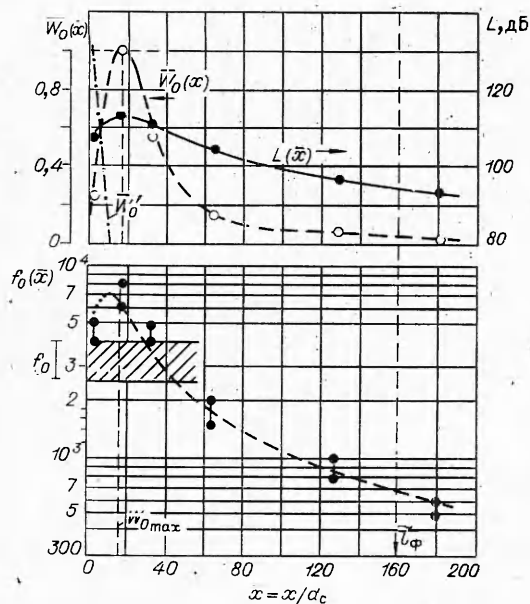


Рис. 5. Изменение вдоль оси горячей струи водорода уровня звукового давления $L(x)$, акустической мощности $W_0(x) = \frac{W_0(x)}{W_{0\max}(x)} = 10^{L(x)/10}$ и основной частоты звучания $f_0(x)$, измеренных в ближнем поле; $d_c = 2$ мм, $v_t = 650$ м/с, $\bar{y} = y/d_c = 25$. f_0 — основная частота звучания, измеренная в дальнем поле; $\bar{W}_0$ — изменение акустической мощности в струе без горения, по данным работы [6]; $W_{0\max}$ — акустический фокус факела ($x \approx 16$).

вдоль факела можно отметить следующие закономерности. На участке факела $\bar{x} \leq 20$ частота звучания увеличивается, при этом растет и акустическая мощность. При $\bar{x} \geq 20$ частота звучания участков факела уменьшается, как и в струе без горения, по зависимости $f \sim k_1/\bar{x}$, но для факела $k_1 = 25 \div 45$, а для струи без горения $k \approx 1$. Следует также отметить, что для струи без горения и для факела горения имеет место общая взаимосвязь изменения частоты звучания и акустической мощности — большей акустической мощности соответствует большая частота звучания.

Автор благодарен Ю. М. Аннушкину за постановку задачи и помощь при выполнении работы.

Поступила в редакцию
7/VII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. B. N. Chivashankara, W. C. Strahle, J. C. Handley. AIAA J., 1975, 13, 5.
2. W. C. Strahle. J. Sound and Vibration, 1972, 23, 1.
3. R. D. Giammar, A. A. Putman. J. Engineering for Power, 1970, 4.
4. P. R. Knott. AIAA Paper, 1970, 4.
5. R. N. Kummer. AIAA Paper, № 75-523.
6. А. Г. Мунин, В. Е. Квитка и др. Авиационная акустика. М., «Машиностроение», 1973.
7. B. N. Shivashankara, W. C. Strahle and J. C. Handley. AIAA Paper, № 73-1025.

радиусу $R_m = 800$ мм относительно среза сопла, составляет ~ 6 дБ (рис. 4), а для струи без горения, по данным работы [6], — $13 \div 20$ дБ. Направление максимума акустического излучения турбулентно-диффузионного факела идет под углом $\varphi_{\max} = 60 \div 70^\circ$ относительно оси сопла с центром на срезе сопла, для струи без горения $\varphi_{\max} = 20 \div 30^\circ$. Результаты, полученные для диффузионных факелов, согласуются с данными работы [7] для факелов заранее смешанных топливовоздушных смесей, где $\Delta L = 2 \div 3$ дБ, а $\varphi_{\max} = 60^\circ$.

Распределение акустических параметров вдоль факела и струи без горения, измеренных в ближнем поле, представлены на рис. 5. Основная часть акустической энергии в факеле генерируется на участке $(0,1 \div 0,15)l_f$, т. е. при $\bar{x} \leq 16 \div 25$, тогда как в струе без горения 90% акустической мощности выделяется на начальном участке [6], что для струи водорода соответствует $\bar{x} \approx 2$. В изменении частоты звучания