

26. А. В. Талантов. Изв. АН СССР, ОТН, 1959, 2.
 27. А. В. Талантов. Изв. вузов, Авиационная техника, 1959, 2.
 28. A. V. Talantov. ARS J., 1960, 30, 4.
 29. А. В. Талантов. Тр. КАИ, 1960, 55.
 30. В. Н. Груздев, А. В. Талантов. Изв. вузов, Авиационная техника, 1966, 4.
 31. В. Н. Груздев, А. В. Талантов. Изв. вузов, Авиационная техника, 1967, 3.

УДК 536.4+532.507

О ВОЗДЕЙСТВИИ ЗВУКА НА ТУРБУЛЕНТНОЕ ПЛАМЯ

В. Е. Дорошенко, В. И. Фурлетов
(Москва)

В работах [1—3] исследовалась устойчивость свободных пограничных слоев вязкой жидкости с изменяющимися поперек основного течения профилями скорости и плотности. Изменение плотности выбиралось по экспоненциальному закону, а профиль скорости брался либо линейным [1], либо по закону гиперболического тангенса [2, 3].

В настоящей работе теоретически исследуется устойчивость плоской струи жидкости с линейным профилем скорости и скачком плотности.

УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛОСКОЙ СТРУИ ЖИДКОСТИ С РАЗРЫВНЫМ ПРОФИЛЕМ ПЛОТНОСТИ

1. Для качественного исследования характера устойчивости пламен рассмотрим плоскую параллельную струю с линейным профилем скорости течения и разрывным прямоугольным профилем плотности (рис. 1).

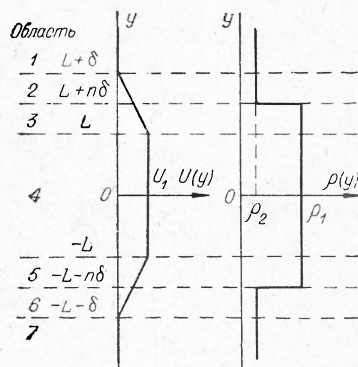


Рис. 1. Профили скорости и плотности.

Возможность замены непрерывно искривляющегося профиля свободного пограничного слоя при исследовании устойчивости приближенным профилем, состоящим из прямолинейных отрезков, аналитически изучена в работе [4] и экспериментально подтверждена в работе [5].

Положение разрыва в профиле плотности соответствует положению фронта пламени. Исследование устойчивости несжимаемого установившегося плоского течения идеальной жидкости к двумерным возмущениям, заданным функцией тока в виде

$$\psi(x, y, t) = \varphi(y) e^{t^a(x - ct)},$$

сводится к решению линейного дифференциального уравнения [6]

$$(U - c) \left(\frac{d^2 \varphi}{dy^2} - \alpha^2 \varphi \right) - \varphi \frac{d^2 U}{dy^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dy} \left[(U - c) \frac{d\varphi}{dy} - \varphi \frac{dU}{dy} \right] = 0, \quad (1)$$

где $\rho(y)$, $U(y)$ — плотность газа и скорость основного течения, направленного вдоль оси x ; α — волновое число; $c = c_r + ic_i$, c_r — фазовая скорость, c_i — коэффициент усиления возмущений.

В области, где ρ и $\frac{dU}{dy}$ постоянны, уравнение (1) сводится к уравнению

$$\frac{d^2 \varphi}{dy^2} - \alpha^2 \varphi = 0 \quad (2)$$

с известным общим решением

$$\varphi_j = A_j e^{\alpha y} + B_j e^{-\alpha y} \quad (j = 1, 2, \dots, 7), \quad (3)$$

справедливым для каждой из областей j исследуемого течения.

Возмущения скорости даются действительной частью выражений

$$\left. \begin{aligned} u'_j &= \frac{d\psi}{dy} = (A_j \alpha e^{\alpha y} - B_j \alpha e^{-\alpha y}) e^{i\alpha(y-ct)}; \\ v'_j &= -\frac{d\psi}{dx} = -i\alpha (A_j e^{\alpha y} + B_j e^{-\alpha y}) e^{i\alpha(x-ct)}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Решение (3) уравнения (2) должно удовлетворять следующим граничным условиям. Для свободной струи возмущения на бесконечности должны исчезать, поэтому

$$\varphi(-\infty) = \varphi(+\infty). \quad (5)$$

Кроме того, потребуем, чтобы на границах отдельных областей струи выполнялись условия непрерывности давления и нормальной составляющей скорости возмущения. С учетом непрерывности это приводит к равенствам

$$\left. \begin{aligned} \rho_j \left[(U_j - c) \frac{d\varphi_j}{dy} - \frac{dU_j}{dy} \varphi_j \right] &= \rho_{j+1} \left[(U_{j+1} - c) \frac{d\varphi_{j+1}}{dy} - \frac{dU_{j+1}}{dy} \varphi_{j+1} \right]; \\ \varphi_j &= \varphi_{j+1} \quad (j = 1, \dots, 6), \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

которые должны выполняться на каждой границе двух соседних областей j и $j+1$. Выражения (5) и (6) дают четырнадцать уравнений для определения четырнадцати постоянных A_j и B_j .

Подставляя решение (3) в уравнения (5) и (6), получим систему однородных уравнений для определения этих четырнадцати величин. Эта система может быть сведена к двум уравнениям для постоянных A_4 и B_4 :

$$\left. \begin{aligned} A_4 \zeta + B_4 \eta e^{-2m\beta} &= 0, \\ A_4 \eta e^{-2m\beta} + B_4 \zeta &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \zeta &= \left[(1-n)\beta - \frac{c'}{2} \right] \{ (1+\bar{\rho}) [(1-c')(1-2\beta+c')e^{2\beta} - 1] + \\ &\quad + (1-\bar{\rho}) [(1-c')e^{2(1-n)\beta} - (1-2\beta+c')e^{2n\beta}] \} + \\ &\quad + (1-\bar{\rho}) [1 - (1-2\beta+c')e^{2n\beta}] [1 - (1-c')e^{2(1-n)\beta}]; \\ \eta &= \left[(1-n)\beta - \frac{c'}{2} \right] \{ (1+\bar{\rho}) [(1-c')e^{2\beta} - (1+2\beta-c')] + \end{aligned}$$

$$+ (1 - \bar{\rho}) [(1 - c') (1 + 2\beta - c') e^{2(1-n)\beta} - e^{2n\beta}] + \\ + (1 - \bar{\rho}) (1 + 2\beta - c' - e^{2n\beta}) [1 - (1 - c') e^{2(1-n)\beta}];$$

$$\beta = \alpha \delta; \quad m = \frac{L}{\delta}; \quad c' = \frac{2\alpha \delta c}{U_1} = \frac{2\beta c}{U_1}; \quad \bar{\rho} = \frac{\rho_2}{\rho_1}.$$

Система (7) имеет нетривиальное решение, если детерминант из ее коэффициентов равен нулю. Это дает равенство

$$\zeta^2 - \eta^2 e^{-4m\beta} = 0,$$

которое выполняется при условии

$$\zeta - \eta e^{-2m\beta} = 0 \quad (8)$$

или

$$\zeta + \eta e^{-2m\beta} = 0. \quad (9)$$

Если выполняется равенство (8), то из первого уравнения (7) следует, что $A_4 = -B_4$. Собственная функция

$$\varphi = A_4 e^{\alpha y} + B_4 e^{-\alpha y} = 2 A_4 \operatorname{sh} \alpha y$$

в этом случае оказывается асимметричной относительно центральной линии струи $y=0$. Так как $u' = \frac{d\varphi}{dy} e^{i\alpha(x-ct)}$, то уравнение (8) соответствует случаю симметричных, а (9) — асимметричных возмущений в свободной струе. Уравнения (8) и (9) являются кубическими и их порядок можно понизить в двух случаях: при $n=0$ и $n=1$.

2. Положение фронта пламени в зоне смешения зависит от состава смеси, скорости ее истечения и состояния окружающей струю среды. Кроме того, оно изменяется вдоль длины струи. Однако параметры устойчивости для струй, имеющих достаточно большие скорости истечения (малое начальное расширение), хорошо определяются профилем скорости одного из ближайших к соплу сечений струи [5]. Например, в случае истечения горючей смеси в пространство, заполненное нагретыми продуктами сгорания, фронт пламени в зоне стабилизации устанавливается вблизи внешней границы области смешения. Можно предположить, что характер устойчивости пламени в камере сгорания должен быть ближе к устойчивости течения с $n=1$, чем к свойствам течения с $n=0$.

Для случая $n=1$ (разрыв в профиле плотности находится на внешней границе области смешения) из уравнений (8) и (9) после сокращения на множитель $-\frac{c'}{2}$ получим

$$\zeta_1 - \eta_1 e^{-2m\beta} = 0, \quad (10)$$

$$\zeta_1 + \eta_1 e^{-2m\beta} = 0, \quad (11)$$

где

$$\zeta_1 = (1 + \bar{\rho}) [(1 - c') (1 - 2\beta + c') e^{2\beta} - 1] - (1 - \bar{\rho}) \times \\ \times [1 + c' - (1 - 2\beta + c') e^{2\beta}],$$

$$\eta_1 = (1 + \bar{\rho}) [(1 - c') e^{2\beta} - (1 + 2\beta - c')] - \\ - (1 - \bar{\rho}) [(1 + 2\beta - c') (1 + c') - e^{2\beta}].$$

Для случая симметричных возмущений, решая квадратное относительно c' уравнение (10) и учитывая равенство $c' = \frac{2\beta c}{U_1}$, получим

$$\frac{c}{U_1} = \frac{b_1 \pm \sqrt{b_1^2 - 4a_1 c_1}}{4\beta a_1}, \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} a_1 &= 1 + \bar{\rho} + (1 - \bar{\rho}) e^{-2(1+m)\beta}, \\ b_1 &= 2(1 + \bar{\rho})\beta + (1 + \bar{\rho} - 2e^{-2\beta}) e^{-2m\beta} + \\ &\quad + (1 - \bar{\rho}) \{1 + [(1 + 2\beta) e^{-2m\beta} - 1] e^{-2\beta}\}, \\ c_1 &= 2[2\beta(1 - e^{-2(1+m)\beta}) - (1 - e^{-2\beta})(1 - e^{-2m\beta})]. \end{aligned}$$

Когда подкоренное выражение в (12) отрицательно, симметричные возмущения в струе усиливаются. Формально усиление или затухание зависит от знака c_i . Однако в [7] показано, что результаты расчета устойчивости при отсутствии трения имеют физический смысл только для нарастающих возмущений. Из (12) имеем следующие выражения для коэффициента усиления симметричных возмущений:

$$\frac{c_i}{U_1} = \frac{\sqrt{4a_1 c_1 - b_1^2}}{4\beta a_1} \quad (13)$$

и их фазовой скорости распространения

$$\frac{c_r}{U_1} = \frac{b_1}{4\beta a_1}. \quad (14)$$

Коэффициент усиления и фазовая скорость возмущений, таким образом, являются функциями безразмерного волнового числа $\beta = \alpha\delta$, безразмерного параметра свободной струи $m = \frac{L}{\delta}$ и отношения $\bar{\rho} = \frac{\rho_2}{\rho_1}$, где ρ_2 — плотность газа вне струи (плотность продуктов сгорания); ρ_1 — плотность газа в струе.

Для случая асимметричных возмущений из уравнения (11) получим

$$\frac{c_i}{U_1} = \frac{\sqrt{4a_2 c_2 - b_2^2}}{4\beta a_2}, \quad (15)$$

$$\frac{c_r}{U_1} = \frac{b_2}{4\beta a_2}, \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned} a_2 &= 1 + \bar{\rho} - (1 - \bar{\rho}) e^{-2(1+m)\beta}; \\ b_2 &= 2(1 + \bar{\rho})\beta - (1 + \bar{\rho} - 2e^{-2\beta}) e^{-2m\beta} + \\ &\quad + (1 - \bar{\rho}) \{1 - [(1 + 2\beta) e^{-2m\beta} + 1] e^{-2\beta}\}; \\ c_2 &= 2[2\beta(1 + e^{-2(1+m)\beta}) - (1 - e^{-2\beta})(1 + e^{-2m\beta})]. \end{aligned}$$

Если разрыв в профиле скорости находится на внутренней границе области смешения ($n=0$), то уравнения (8) и (9) после сокращения на множитель $(\beta - \frac{c'}{2})$ примут вид

$$\zeta_0 - \eta_0 e^{-2m\beta} = 0; \quad (17)$$

$$\zeta_0 + \eta_0 e^{-2m\beta} = 0, \quad (18)$$

где

$$\begin{aligned} \zeta_0 &= (1 + \bar{\rho}) [(1 - c') (1 - 2\beta + c') e^{2\beta} - 1] + \\ &\quad + (1 - \bar{\rho}) [1 + 2\beta - c' - (1 - c') e^{2\beta}]; \\ \eta_0 &= (1 + \bar{\rho}) [(1 - c') e^{2\beta} - (1 + 2\beta - c')] + \\ &\quad + (1 - \bar{\rho}) [1 - (1 - c') (1 - 2\beta + c') e^{2\beta}]. \end{aligned}$$

Для случая симметричных возмущений, решая квадратное относительно c' уравнение (17), получим следующие выражения для коэффициента усиления и фазовой скорости возмущений:

$$\frac{c_i}{U_1} = \frac{\sqrt{4p_1 r_1 - q_1^2}}{4\beta p_1}; \quad (19)$$

$$\frac{c_r}{U_1} = \frac{q_1}{4\beta p_1}; \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned} p_1 &= 1 + \bar{\rho} + (1 - \bar{\rho}) e^{-2m\beta}, \\ q_1 &= 2 [1 + \bar{\rho} + (1 - \bar{\rho}) e^{-2m\beta}] \beta + [1 - \bar{\rho} + (1 + \bar{\rho}) e^{-2m\beta}] (1 - e^{-2\beta}); \\ r_1 &= 2 \{ \beta [(1 + \bar{\rho}) (1 - e^{-2(1+m)\beta}) + (1 - \bar{\rho}) (e^{-2m\beta} - e^{-2\beta})] - \\ &\quad - \bar{\rho} (1 - e^{-2m\beta}) (1 - e^{-2\beta}) \}. \end{aligned}$$

Уравнения для асимметричных возмущений при $n=0$ получим из уравнения (18)

$$\frac{c_i}{U_1} = \frac{\sqrt{4p_2 r_2 - q_2^2}}{4\beta p_2}; \quad (21)$$

$$\frac{c_r}{U_1} = \frac{q_2}{4\beta p_2}, \quad (22)$$

где

$$\begin{aligned} p_2 &= 1 + \bar{\rho} - (1 - \bar{\rho}) e^{-2m\beta}; \\ q_2 &= 2 [1 + \bar{\rho} - (1 - \bar{\rho}) e^{-2m\beta}] \beta + [1 - \bar{\rho} - (1 + \bar{\rho}) e^{-2m\beta}] (1 - e^{-2\beta}); \\ r_2 &= 2 \{ \beta [(1 + \bar{\rho}) (1 + e^{-2(1+m)\beta}) - (1 - \bar{\rho}) (e^{-2m\beta} + e^{-2\beta})] - \\ &\quad - \bar{\rho} (1 + e^{-2m\beta}) (1 - e^{-2\beta}) \}. \end{aligned}$$

3. Коэффициенты усиления, фазовая скорость и частота $\frac{f\delta}{U_1} = \frac{\alpha\delta}{2\pi} \cdot \frac{c_r}{U_1}$ симметричных и асимметричных возмущений как функции волнового числа $\beta = \alpha\delta$ были вычислены для различных значений параметра $m = \frac{L}{\delta}$ в случае однородной жидкости ($\bar{\rho} = 1$) в работе [4]. Эти характеристики нарастающих возмущений сильно зависят от параметра струи m . Так, при $m=0$ пространственный коэффициент усиления $\frac{\alpha\delta c_i}{c_r}$ асимметричных возмущений максимален, симметричные же возмущения при этом значении m оказываются устойчивыми. При $m > 2$ характер устойчивости для обеих форм возмущений близок к устойчивости простого слоя с наклонным профилем [8].

Исследуем поведение возмущений в струе, когда ширина пограничного слоя δ много меньше размера ядра струи L . Для этого в выражениях (13)—(16), (19)—(22) следует сделать предельный переход при $m = \frac{L}{\delta} \rightarrow \infty$. Отметим, что обе величины L и δ порознь остаются при этом в физическом смысле конечными. Из уравнений (10), (11), (17) и (18) следует, что при этом предельном переходе коэффициенты усиления и фазовые скорости симметричных и асимметричных возмущений соответственно равны. Отсюда очевидно, что присутствие в струе колебаний того или иного вида при условии $\delta \ll L$ полностью определяется характером внешних возмущений, действующих на струю.

Из (13)—(16), совершая указанный предельный переход, получим, что коэффициент усиления и фазовая скорость симметричных и асимметричных возмущений равны в случае течения с $n=1$

$$\frac{c_i}{U_1} = \frac{1}{4\beta} \frac{\sqrt{8(1+\bar{\rho})[2\beta - (1-e^{-2\beta})] - [2(1+\bar{\rho})\beta + (1-\bar{\rho})(1-e^{-2\beta})]^2}}{1+\bar{\rho}}; \quad (23)$$

$$\frac{c_r}{U_1} = \frac{1}{2} + \frac{1-\bar{\rho}}{1+\bar{\rho}} \frac{1-e^{-2\beta}}{4\beta}. \quad (24)$$

Для случая $n=0$ из выражений (19)—(22) получим

$$\frac{c_i}{U_1} = \frac{1}{4\beta} \frac{\sqrt{8(1+\bar{\rho})\{[1+\bar{\rho} - (1-\bar{\rho})e^{-2\beta}]\beta - \bar{\rho}(1-e^{-2\beta})\} - [2(1+\bar{\rho})\beta + (1-\bar{\rho})(1-e^{-2\beta})]^2}}{1+\bar{\rho}}; \quad (25)$$

$$\frac{c_r}{U_1} = \frac{1}{2} + \frac{1-\bar{\rho}}{1+\bar{\rho}} \frac{1-e^{-2\beta}}{4\beta}, \quad (26)$$

Сравнение формул (23), (24) с выражениями (25), (26) показывает, что течения с $n=1$ и $n=0$ имеют разные коэффициенты усиления и одинаковые фазовые скорости распространения возмущения.

На основании формул (23)—(26) были вычислены коэффициенты усиления по времени $\frac{\alpha \delta c_i}{U_1}$, пространственный коэффициент усиления $\frac{\alpha \delta c_i}{c_r}$, фазовая скорость $\frac{c_r}{U_1}$ и частота колебаний $\frac{f \delta}{U_1}$ как функции $\alpha \delta$ для четырех значений параметра $\bar{\rho}=1; 0,5; 0,2; 0,1$. Имея в виду явление чувствительности пламени к звуку, по оси абсцисс целесообразнее откладывать частоту колебаний $\frac{f \delta}{U_1}$, а не волновое число $\alpha \delta$.

Результаты расчета представлены на рис. 2—4. Точки на кривых — возмущения, имеющие максимальный временной коэффициент усиления $\frac{\alpha \delta c_i}{U_1}$, а черточки (см. рис. 4) — нейтральные колебания, т. е. граница устойчивости. На рис. 2—4 кривые для парамет-

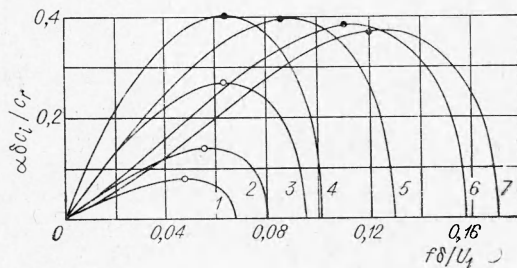


Рис. 2. Пространственный коэффициент усиления.

1 — $\bar{\rho}=0,1, n=0$; 2 — $\bar{\rho}=0,2, n=0$; 3 — $\bar{\rho}=0,5, n=0$; 4 — $\bar{\rho}=1, n=0$; 5 — $\bar{\rho}=0,5, n=1$; 6 — $\bar{\rho}=0,2, n=1$; 7 — $\bar{\rho}=0,01, n=1$.

ра $\bar{\rho}=1$ совпадают с результатами [8]. Поведение кривых с параметром $\bar{\rho} \neq 1$ показывает, что разрыв в плотности не вносит каких-либо принципиальных особенностей в характер устойчивости потока. Так же, как и для однородного по плотности течения, область неустойчивости струи при $\bar{\rho} \neq 1$ оказывается ограниченной сверху некоторой критической частотой возмущения, зависящей от параметра $\bar{\rho}$. Для каждого фиксированного отношения плотностей $\bar{\rho}$ существуют возмущения, имеющие максимальные коэффициенты нарастания.

В [9] на основании теоретического анализа сделано заключение, что наблюдаемая в эксперименте частота натуральных возмущений в струе соответствует частоте возмущения, имеющего максимальную пространственную скорость усиления. При искусственном воздействии на струю, например звуком, оказывается возможным возбудить любые возмущения с частотами, принадлежащими области неустойчивости струи [5, 10].

Положение разрыва плотности относительно ядра струи оказывает заметное влияние на характер устойчивости течения. Так, при $n=1$ область неустойчивости расширяется с уменьшением отношения плотностей $\bar{\rho}$, а при $n=0$ сужается (см. рис. 2, 3). При этом в первом случае область неустойчивости оказывается шире области неустойчивости, соответствующей струе однородной жидкости, а во втором случае — уже. Таким образом, в зависимости от положения относительно зоны смешения пламя (скачок плотности с $\bar{\rho} < 1$) оказывает стабилизирующее или дестабилизирующее действие на развитие возмущений некоторой частоты по сравнению со струей однородной жидкости.

Из рис. 2 видно, что максимальные пространственные коэффициенты усиления $\frac{\alpha \bar{\rho} c_i}{c_r}$ для струи со скачком плотности $\bar{\rho} < 1$ меньше, чем соответствующий коэффициент усиления возмущений для однородного по плотности течения жидкости. Это указывает на то, что в пламени усиление натуральных возмущений вдоль струи происходит медленнее, чем в струе однородной жидкости. Пламя в этом смысле действует всегда стабилизирующим образом и наиболее сильно проявляется в случае течения с $n=0$.

Фазовая скорость колебаний (см. рис. 4) в струе при $\bar{\rho} < 1$ оказывается выше фазовой скорости $\frac{c_r}{U_1} = 0,5$ для однородной струи. Фазовая скорость возмущений увеличивается с уменьшением параметра $\bar{\rho}$ и частоты колебаний f . При малых частотах возмущения кривые $\frac{c_r}{U_1}$ для обоих течений ($n=0$ и $n=1$) при одинаковых значениях отношения плотностей $\bar{\rho}$ совпадают. Область изменения фазовой скорости в зависимости от частоты возмущения для рассматриваемых течений ограничена на кривых $\frac{c_r}{U_1}$ черточками, соответствующими границам устойчивости. Разрыв плотности с $\bar{\rho} < 1$, согласно рис. 4, приводит к увеличению длины волны возмущения фиксированной частоты.

Все формулы, приведенные в работе, конечно, справедливы также и для течений, у которых параметр $\bar{\rho}$ больше единицы. Однако в данной статье рассмотрен только случай $\bar{\rho} < 1$.

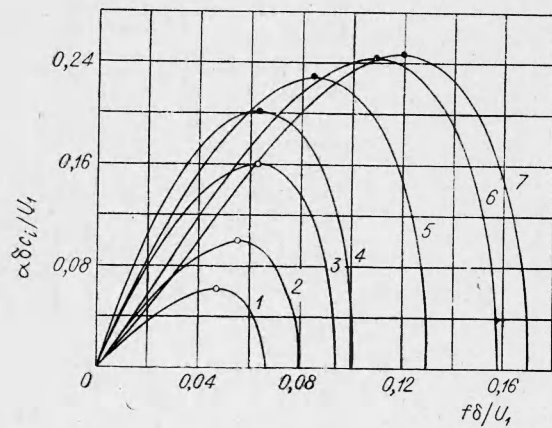


Рис. 3. Коэффициент усиления возмущений по времени.
(Обозначения кривых см. в подписи к рис. 2).

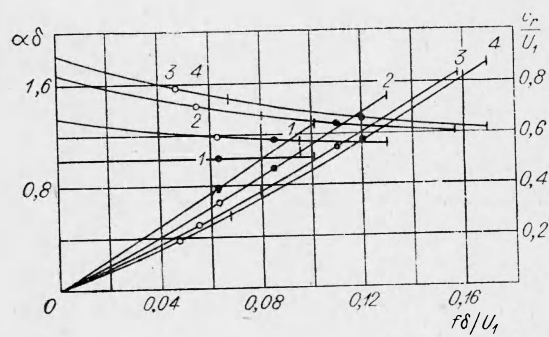


Рис. 4. Фазовая скорость распространения возмущений и волновое число колебаний.
1 — $\bar{\rho} = 1$; 2 — $\bar{\rho} = 0,5$; 3 — $\bar{\rho} = 0,2$; 4 — $\bar{\rho} = 0,1$.

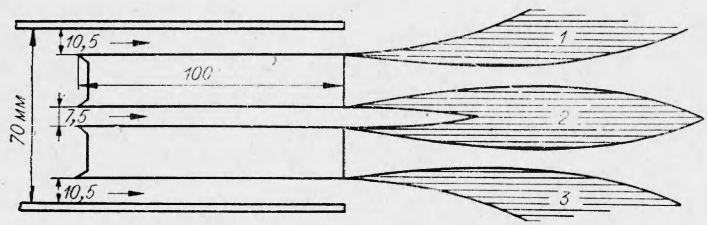


Рис. 5. Схема горелки.
1 — верхнее защитное пламя; 2 — центральное пламя; 3 — нижнее защитное пламя.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЗВУКА НА ТУРБУЛЕНТНОЕ ПЛАМЯ

Эксперименты проводились со специальной горелкой, имеющей центральную щель и две боковые (рис. 5). Исследовалось центральное пламя, окруженное высокотемпературными продуктами горения от боковых защитных пламен. Плоскопараллельную структуру потока обеспечивали охлаждаемые боковые стенки с кварцевыми окнами. Температура однородной бензино-воздушной смеси равнялась приблизительно 200°C . Число Рейнольдса, подсчитанное по высоте центральной щели горелки, изменялось в эксперименте от $4,5 \cdot 10^3$ до $8 \cdot 10^3$, а отнесенное к сечению трубопровода перед горелкой — от $1,7 \cdot 10^4$ до $3 \cdot 10^4$.

При проведении работы использовался прибор Теплера с импульсным источником света, двойной электрический зонд и комплект акустической аппаратуры. Электрический зонд состоял из двух длинных оголенных платиновых электродов диаметром $0,5\text{ мм}$, выступающих из двухканальной керамической трубки на $4,5\text{ мм}$. Такой зонд, насквозь пронизывая одну из сторон пламени, дает интегральное представление об изменении ионизации в зоне горения и не реагирует на небольшие колебания фронта пламени вдоль электродов. Источником звука служил громкоговоритель 10ГРД-5, расположенный под горелкой на расстоянии 340 мм от ее центра.

Основным результатом исследования является обнаружение чувствительности турбулентного пламени к звуку. На рис. 6, а, б представлены фотографии центрального пламени горючей смеси, вытекающей из горелки в отсутствие и при воздействии звука. Интенсивность звука I в отсутствие потока равнялась 129 дБ вблизи центральной щели. Видно, что при звуковом облучении в пограничном слое появляются регулярные оптические неоднородности. Кроме того, звуковые возмущения привели к значительному расширению пограничного слоя и сокращению ядра центральной струи газов, сгорающих в турбулентном пламени.

Регулярные темные образования по краям центрального пламени определяют местоположение вихрей в момент фотографирования. Темная часть вихрей на фотографиях соответствует еще несгоревшему, но заметно прогретому газу (темный участок слева на фотографиях получился из-за неравномерного нагрева кварцевых стекол).

Внешние звуковые волны стимулируют вихреобразование и в защитных пламенах горелки. Вихри в верхнем защитном пламени образуются в фазе с вихрями на нижней стороне центрального пламени, а вихри в нижнем защитном пламени — в фазе с вихрями на верхней стороне центрального пламени.

Шлирен-слой, содержащий вихри, не полностью совпадает со светящейся зоной пламени, он оказывается шире ее. Это видно на рис. 6, в. В работе [11] также было обнаружено, что начало шлирен-изображения находится далеко впереди зоны свечения турбулентного пламени в сторону свежей смеси и что начало появления градиентов температуры соответствует началу термической ионизации, т. е. началу появления продуктов полного сгорания.

Аналогия явления чувствительности турбулентных струй и турбулентных пламен четко проявляется из сопоставления их структуры по шлирен-фотографиям, представленным на рис. 6, б и г. На рис. 6, г приведена импульсная шлирен-фотография турбулентной струи горячего воздуха, вытекающего из центральной щели горелки. Вихри в струе, точнее, некоторые части их объема, видны в виде белых пятен, так как

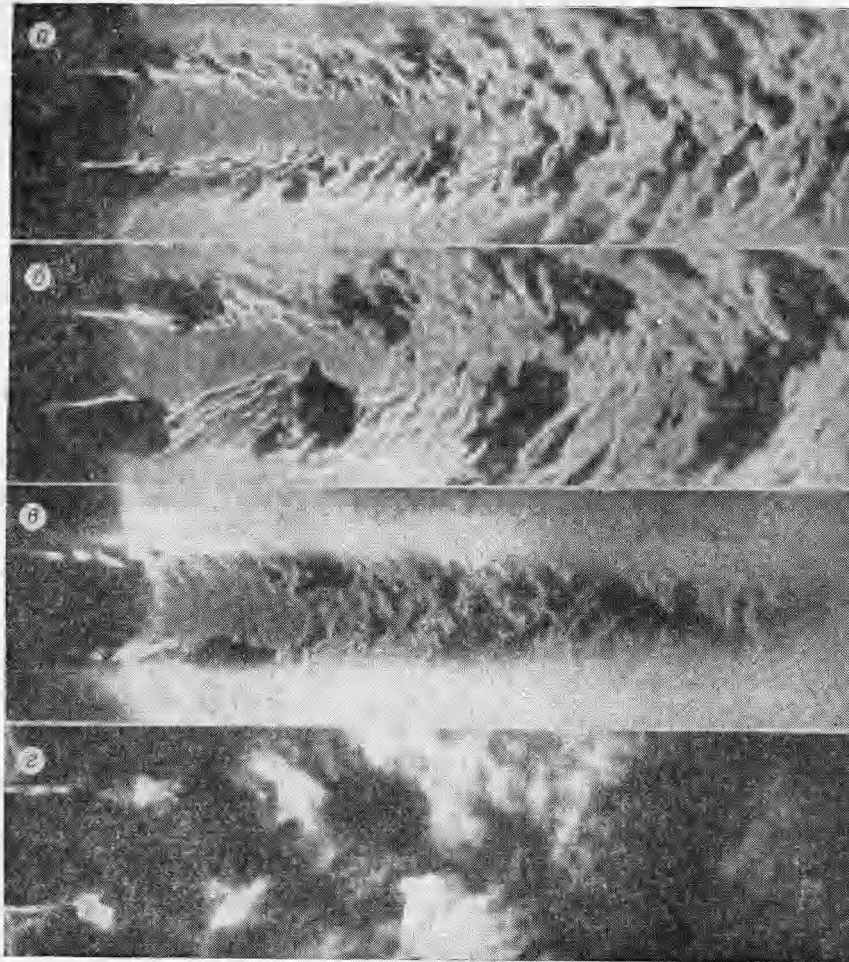


Рис. 6. Импульсная шлирен-фотография.

a — центрального пламени в отсутствие звука, $U=22,3$ м/сек, $\alpha=1,05$; *б* — центрального пламени при звуковом воздействии, $U=22,1$ м/сек; $\alpha=1,06$, $f=1500$ гц, $I=129$ дб; *в* — полученная одновременно с прямой фотографией видимого пламени, $U=25,4$ м/сек; $\alpha=1,16$; $f=1500$ гц; $I=128$ дб; *г* — образование вихрей в турбулентной струе при воздействии звука, $U=23,7$ м/сек; $f=1500$ гц, $I=128$ дб.

в них закручен газ, охлажденный на стенках стабилизаторов, которые образуют центральную щель.

Более детально сходство в проявлении чувствительности к звуку турбулентных струй и пламен проявляется в следующем эксперименте. При скорости истечения газа около 22 м/сек и в струе и в пламене, не подверженных воздействию звука, наблюдается слабое и не всегда регулярное вихреобразование. Внешние звуковые колебания с частотой 500 гц ($I=129$ дб) не оказывают заметного влияния ни на струю, ни на пламя. Облучение же струи и пламени звуком с частотой 1000 гц ($I=130$ дб) приводит к возникновению асимметричных относительно центральной линии струи вихрей, а с частотой 2000 гц ($I=120$ дб) — симметричных. При этом для обеих форм вихревого движения длина волны, т. е. расстояние между вихрями с одной стороны течения, для струи негорящего газа оказывается несколько меньшей, чем для пламени. Это согласуется с результатами предыдущей части работы.

Уменьшение интенсивности звука, излучаемого громкоговорителем, приводит к более слабому вихреобразованию в пламени. Это наблюдалось при скорости истечения 24 м/сек уже при снижении интенсивности звука от 130 до 117 дБ по уменьшению размеров вихрей и более быстрому их дроблению. Уровень шума, генерируемого самим пламенем, в данном случае равнялся 106 дБ на расстоянии 0,2 м от горелки. Следовательно, периодическое вихреобразование в турбулентном пламени происходит в результате гидродинамических возмущений, плотность энергии которых составляет десятитысячные доли процента от кинетической энергии потока, а интенсивность сравнима с уровнем звуковых возмущений, генерируемых самим пламенем.

Частота образования вихрей с каждой стороны струи газа, сгорающего в турбулентном пламени, равна частоте звука. Этот вывод вытекает из серии опытов с измерением тока ионизации электрическим зондом и шпирен-фотографированием пламени, производимыми одновременно. В них было обнаружено появление периодических колебаний тока ионизации при облучении пламени звуком и установлено соответствие всплесков тока ионизации моментам прохождения вихрей через зону действия зонда.

Знание частоты образования вихрей и длины волны вихревого движения, измеренного по шпирен-фотографиям пламени, позволяет определить скорость распространения вихрей при воздействии звука. На расстоянии, большем одной длины волны от отверстия, она оказывается приблизительно равной средней по расходу скорости газа. Это объясняется тем, что быстро развившиеся в результате звуковой стимуляции вихри в дальнейшем утрачивают свою активность и просто сносятся потоком со средней скоростью.

Согласно работе [12], колебания тока ионизации указывают на появление в пламени при воздействии звука периодических колебаний объемной скорости химической реакции или объемной скорости тепловыделения. Периодические колебания объемной скорости тепловыделения должны приводить к генерации звуковой энергии, например, при вибрационном горении [13].

Из рассмотренного выше можно сделать следующие выводы.

1. Теоретический анализ показывает, что характер устойчивости струи газа существенным образом зависит от положения фронта пламени и от отношения плотностей продуктов сгорания и свежей смеси.

2. Экспериментально установлена аналогия явления чувствительности турбулентного пламени и струи негорящего газа к звуку. Вихреобразование в пламенах происходит при слабых звуковых колебаниях; плотность энергии их составляет миллионную долю кинетической энергии потока газа.

*Поступила в редакцию
27/VII 1968*

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Goldstein. Proc. Roy. Soc., ser. A, 1931, 132, 524.
2. P. G. Drazin. J. Fluid Mech., 1958, v. 4, 2.
3. J. Menkes. J. Fluid Mech., 1959, 6, 4.
4. A. Michalke, H. Schade. Ing.-Arch., 1963, 33, 1.
5. H. Schade, A. Michalke. Z. Flugwiss., 1962, 4/5.
6. P. L. Blackshear. Jr. Growth of disturbances in a flame-generated shear region. NACA Rep. № 1360, 1958.

7. Линь Цзя Цзяо. Теория гидродинамической устойчивости. М. ИЛ, 1958.
8. Дж. В. Стретт (лорд Рэлей). Теория звука, т. 2. М., Гостехтеориздат, 1955.
9. H. Sato. J. Fluid Mech., 1960, 7, 1.
10. A. Michalke, O. Wehrmann. Third International Congress in the Aeronautical Sciences, Stockholm, Sweden, August 27—31, 1962, Paper NJCAS — 36.
11. О. В. Дубровская, К. П. Власов, Н. Н. Иноземцев. Изв. АН СССР, ОТН, Энергетика и транспорт, 1963, 2.
12. Н. Н. Иноземцев. Изв. АН СССР, ОТН, Энергетика и автоматика, 1960, 2.
13. В. Е. Дорошенко, С. Ф. Зайцев, В. И. Фулетов. ПМТФ, 1967, 1.

УДК 536.46

ВИБРАЦИОННЫЙ ФАКЕЛ НАД КООКСИАЛЬНОЙ ГОРЕЛКОЙ

В. Н. Подымов, И. Ф. Чучалин
(Казань)

Сжигание газообразных топлив часто осуществляется в устройствах с отдельной подачей горючего и окислителя [1]. Представление о таких устройствах дает горелка, состоящая из двух коаксиальных трубок (рис. 1). Подавая по внутренней трубке горючий газ, а по кольцевому зазору воздух и меняя их скорости, можно наблюдать, как стационарное, так и вибрационное горение [2]. Обнаруживаются три вида вибрационных режимов: открытый диффузионный факел, диффузионно-кинетическое пламя и пламенное кольцо у края газоподводящей трубки. В настоящей работе изучается вибрационное диффузионно-кинетическое пламя.



Рис. 1. Схема горелки.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ

Внутренний радиус (R) внешней трубки (кожуха) в опытах менялся от 6 до 9 мм, внутренний радиус газоподводящей трубки (r) — от 2 до 4 мм. Все трубки имели толщину стенок $\Delta = 1$ мм. Внутренняя трубка могла скользить по оси кожуха, допуская регулировку пути смещения h (см. рис. 1). В качестве горючих газов употреблялись H_2 , CO , C_2H_2 и C_3H_8 . Расходы газа и воздуха не превышали 4 и 10 $см^3/сек$ соответственно. При заданном расходе газа вибрационный режим получается увеличением расхода воздуха до некоторой определенной величины. Колебания начинаются с резкого возрастания высоты пламени. Характер колебаний виден из рис. 2. Временная развертка получена в промежуток времени, за который стационарное пламя превратилось в колеблющееся (путем незначительного увеличения расхода воздуха). Как видно из рис. 2, колебания пламени существенно нелинейны, совершаются с отрывом верхней части и напоминают колебания пламени вибрационного открытого диффузионного факела [3]. Увеличение расхода воздуха приводит к появлению вибрационного или