

К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Л. Н. Пятницкий

*Институт высоких температур Российской академии наук
127412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 10 июня 1997 г.

Излагается концепция турбулентности, основанная на результатах исследования структуры течения газа в трубе квадратного сечения перед нестационарно движущимся фронтом пламени. Показано, что в потоке газа у стенок трубы образуется область повышенного давления, состоящая из перемежающихся сгущений. Эти сгущения являются источниками волн, которые формируют в потоке распределение пульсаций скорости газа в широком диапазоне амплитуд, частот и направлений. Динамика возмущений на стенках и конфигурация волны в зазоре позволяют рассматривать пульсации в потоке как псевдохаотические и применять статистические методы их описания.

1. ВВЕДЕНИЕ

Турбулентное течение газа или жидкости характеризуется хаотическими пульсациями термогидродинамических параметров среды. Турбулентность исследуют более ста лет, но основа явления, вопрос о причине и механизме хаотизации движения, так и остается открытым.

Прандтль [1] объяснял это явление образованием у стенки завихрений и их распадом на более мелкие вихри при выбросе в основной поток. Но идея не была воплощена в конкретный механизм. Другой подход к проблеме основан на анализе условий потери устойчивости решения системы уравнений гидродинамики методом малых возмущений (см. [2, 3]).

Формализм метода малых возмущений применительно к уравнениям Навье–Стокса и неразрывности позволяет определить условия возникновения турбулентности, но не ее механизм. Соответственно, турбулентность в основном потоке оказывается абстракцией, не связанной с физической природой явления. Тогда, привлекая ряд гипотез, учитывающих нелинейность уравнений гидродинамики [4], рассматривают турбулентность как стохастическое явление и применяют статистические методы ее описания. На этой основе делаются попытки описать и само развитие турбулентности, для чего используют образы хаотической динамики, такие как бифуркация и странный аттрактор [5] (см. также [6, 7]).

По-видимому, наиболее результативным на сегодня можно считать метод малых возмущений. В нем изменения термогидродинамических параметров (скорости v , давления p , плотности ρ , температуры T) находят в виде гармонического решения той же системы гидродинамических уравнений, но линеаризованных относительно малых изменений. При этом рассматривают вопрос о потере устойчивости течения только по отношению к действию возмущений вдоль линий тока [2], пренебрегая поперечными эффектами. Основанием для такого допущения служат следующие, на первый взгляд,

правдоподобные аргументы. Возмущения параметров малы по сравнению с их средними значениями. К тому же, размеры поперечного сечения потока значительно меньше его протяженности, и в поперечном направлении быстро устанавливается стационарное распределение параметров.

Между тем, наблюдаемые при турбулентности пульсации скорости имеют произвольную ориентацию. И поскольку никакие изменения движения (пульсации) сами по себе не возникают, необходимо анализировать действующие силы, каковыми в данном случае являются локальные градиенты давления. Очевидно также, что область зарождения пульсаций давления расположена на границе потока. Но возникающее в малом объеме возмущение давления может распространяться по всему течению только в виде волны, для которой все направления распространения равноправны — обстоятельство, которое не учитывается в методе малых возмущений при линеаризации уравнений. Наконец, распределение давления в сечении становится стационарным за время, в течение которого затухает по крайней мере звуковая волна. А это время значительно превышает характерные длительности турбулентных процессов, и поэтому распределение параметров по сечению нельзя считать стационарным. Интересно отметить, что еще Г. А. Лоренц [8], пытаясь объяснить явление турбулизации, допускал любой вид возмущения, совместимый только с уравнением неразрывности и не обязанный удовлетворять исходным уравнениям течения.

Ниже излагается концепция турбулентности, согласно которой именно малые градиенты давления произвольной ориентации ответственны за пульсации скорости в потоке. В ее рамках для понимания природы турбулентности нет необходимости ссылаться на нелинейные взаимодействия, достаточно использовать линейное волновое уравнение, описывающее распространение в среде звуковой волны. В общих чертах она сводится к следующему. Торможение потока газа стенкой вызывает уменьшение скорости течения v и соответственно увеличение давления p . Возмущения потока из пристеночной области распространяются по всему сечению как звуковые волны. Отражение от стенок волн разных направлений обуславливает неравномерное распределение давления на границе течения, в котором формируются короткоживущие возобновляемые локальные возмущения. Волны этих возмущений заполняют поток и создают в нем сетку нерегулярных пульсаций параметров, которые выглядят хаотическими. Разумеется, торможение может создавать в среде и волны конечной амплитуды — простые или ударные волны, что не меняет общей картины.

2. ВОЛНА ВОЗМУЩЕНИЯ В ОГРАНИЧЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Переходя к анализу интересующего нас процесса, сравним поведение локального звукового возмущения в условиях сферической симметрии и ограниченного пространства. Задача в первой постановке хорошо известна [2] и решается на основе волнового уравнения для потенциала ϕ возмущения v' скорости v :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c^2 \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r} \right), \quad (1)$$

где c — скорость звука. Считаем, что возмущения скорости, плотности и других термодинамических параметров среды малы, $v' \ll c$, $\rho' \ll \rho$, ..., а среда покоится, $v = 0$.

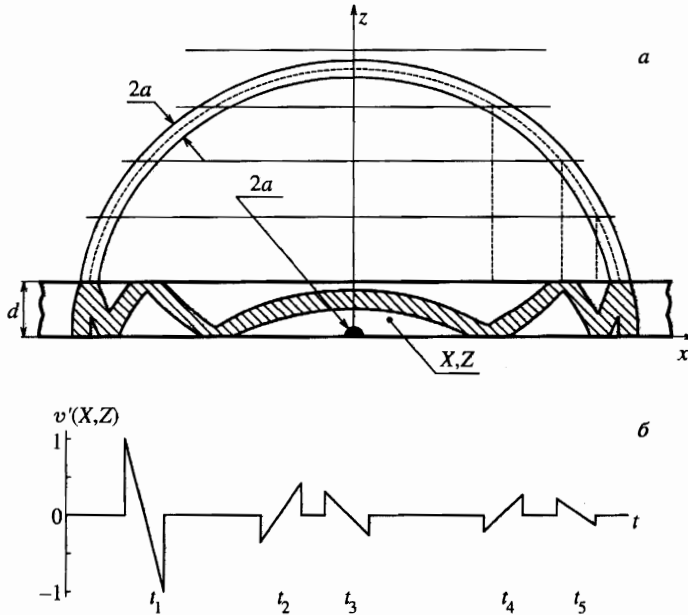


Рис. 1. Конфигурация волны *a* и пульсации скорости *b* в зазоре между стенками

Решение этого уравнения имеет вид

$$\phi = \frac{\delta(ct - r)}{r}, \quad (2)$$

где $\delta(ct - r)$ — дельта-функция. Оно описывает распространение элементарной волны, которая представляет собой удаляющуюся от начала координат сферическую поверхность радиуса $r = ct$ с затухающим полем. Из элементарных волн можно составить возмущение произвольного типа, представляющее собой, например, начальное распределение $f|_{t=0}(a)$, или сложный импульс $f|_{r=0}(ct)$, или их комбинацию. Тогда на расстоянии $r > a \gg ct$ возмущение будет иметь форму сферического слоя, толщина и профиль которого задается функцией f .

Распространение возмущения в ограниченном пространстве проследим на примере элементарной волны в зазоре высотой d , образованном двумя параллельными стенками. Плоскость $x - y$ совместим с нижней стенкой, ось z направим к верхней, а центр возмущения поместим в начало координат. На схеме рис. 1а стенки зазора в плоскости $x - z$ (нижняя часть схемы) выделены жирными линиями.

Положение элементарной волны в произвольный момент времени t в свободном полупространстве (на схеме в плоскости $y = 0$) показано штрихом. В зазоре волна остается сферической только до первого соприкосновения со стенкой, $ct < d$. Затем она меняет свою конфигурацию сначала из-за отражения от верхней стенки, потом от нижней и т. д. Участки поверхности сферы, заполняющие зазор между стенками после каждого отражения, отделены на схеме линиями (плоскостями), отстоящими от верхней границы потока на расстояния кратные d .

Пройдя путь $r = ct$, волна отразится от стенок n раз:

$$n = \text{In} \left(\frac{z}{d} \right) = \text{In} \left(\frac{\sqrt{(ct)^2 - x^2 - y^2}}{d} \right). \quad (3)$$

Здесь через In обозначена операция взятия целой части числа, а номер отражения составляет последовательность $n = 0, 1, 2, \dots, m$, где $n = 0$ соответствует неограниченному пространству, а m — максимальному числу отражений, для которых создаваемые волной пульсации параметров составляют значимые для данной задачи величины, о чем будет сказано ниже.

Зная n , легко установить связь между координатами и направлениями распространения в соответствующих точках волны, находящейся в полупространстве и в зазоре. Пусть точка $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ сферической волны с полярным ϑ и азимутальным φ углами соответствует точке $R = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$ с ϑ_n и φ_n волны в зазоре. Тогда

$$x = X, \quad y = Y, \quad z_n = 2d \text{In} \left(\frac{n+1}{2} \right) + (-1)^n Z, \quad (4)$$

$$\cos \vartheta_n = (-1)^n \frac{z_n}{ct} = (-1)^n \cos \vartheta, \quad \text{tg} \varphi_n = \frac{y}{x} = \text{tg} \varphi. \quad (5)$$

Заметим, что через точку R волна проходит многократно и моменты прохождения образуют последовательность t_n , которую можно характеризовать «частотой» $\nu_n(R, \vartheta)$. Из (3), найдем для n -ого отражения:

$$t_n = \frac{z_n}{c \cos \vartheta_n} = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{c} \sqrt{1 + \frac{z_n^2(Z)}{x^2 + y^2}}, \quad \nu_n = \frac{1}{t_{n+1} - t_n}. \quad (6)$$

Из этой формулы следует, что приход волны в произвольную точку R не является регулярным ни по повторяемости, ни по амплитуде, ни по направлению распространения. Таким образом, в зазоре даже единичное возмущение создает поле нерегулярных пульсаций.

Проиллюстрируем их частотные характеристики в точке $Z = 0.5d$ примерами для двух предельных положений места наблюдения — ближнего $\sqrt{X^2 + Y^2} \ll d$ и дальнего $\sqrt{X^2 + Y^2} \gg d$:

$$\nu_1 \simeq \frac{c}{d}, \quad \nu_2 \approx \frac{c}{d} \frac{R}{d} \frac{1}{n+1}. \quad (7)$$

В первом случае частота пульсаций мало меняется, но, как будет показано ниже, пульсации быстро затухают. Во втором случае при первых отражениях параметры пульсируют с большей частотой, однако с увеличением n частота пульсаций уменьшается. Таким образом, пульсации имеют широкий спектр частот.

3. ПУЛЬСАЦИИ ПАРАМЕТРОВ

Рассмотрим теперь поведение пульсации в волне. Скорость v' (по определению) и плотность ρ' связаны с потенциалом ϕ соотношениями

$$v' = \frac{\partial \phi}{\partial r}, \quad \rho' = -\frac{\rho}{c^2} \frac{\partial \phi}{\partial t}. \quad (8)$$

Остановимся на простом случае, полагая для определенности, что в начальный момент времени, $t = 0$, возмущение имеет вид шарика малого диаметра $2a$ ($a \ll d$) с центром в начале координат. Внутри шарика газ сжат так, что $\rho' = \Delta = \text{const}$, $v' = 0$. Вне шарика $v' = \rho' = 0$.

Поскольку согласно (2) поле волны довольно быстро убывает с расстоянием, $\propto 1/r$, поглощением можно пренебречь. Но при отражении от стенки (вообще говоря, от любой поверхности, где импеданс ρc испытывает скачок) возникают дополнительные потери. Не вникая пока в детали, учтем их, введя коэффициент потерь α , и будем искать поле возмущений для выбранных начальных условий с учетом соотношения (3). В точке R зазора, соответствующей точке r сферической волны, для пульсаций скорости v' (с точностью до a^2/r^2) имеем

$$\begin{aligned} v' = 0 & \quad \text{при} \quad \frac{r-a}{c} > t > \frac{r+a}{c} \\ v' \approx (-1)^n (1-\alpha)^n \frac{c\Delta}{2\rho} \frac{r-ct}{r} & \quad \text{при} \quad \frac{r-a}{c} < t < \frac{r+a}{c}. \end{aligned} \quad (9)$$

Соотношения (9) и (3)–(5) определяют конфигурацию волны в зазоре и пульсации скорости $v'(t)$ в ядре потока, $Z \in [2a, (d-2a)]$. Единичное возмущение диаметром $2a$ создает в зазоре движущийся волновой слой толщиной $2a$. Особенности его конфигураций в зазоре и в верхнем полупространстве демонстрирует схема на рис. 1а, где слой в зазоре заштрихован.

Характер пульсаций в ядре потока иллюстрирует рис. 1б на примере скорости $v'(t)$ в точке $R(X, Y = 0, Z)$, отмеченной на схеме рис. 1а. Скорость в волне меняется скачком, что обусловлено особенностью на границе искусственно введенного начального условия ($\Delta = \text{const}$ при $r \leq a$). Реальное возмущение при дозвуковых скоростях не должно содержать такой особенности. Но в рамках линейной теории это распределение не влияет ни на длительность пульсаций, ни на последовательность пульсаций.

В связи с ослаблением волны при ее распространении возникает вопрос о расстоянии r^* и числе отражений $n = m$, для которых пульсации параметров можно считать значимыми. Измеряя r в единицах d , так что $\mathcal{R}^* = r^*/d$, а затухание v' — в долях $v'(d)$, $\mu = [v'(r^*)/v'(d)]$, из (9) и (3) находим трансцендентное уравнение для m и соотношение для \mathcal{R}^* в заданном направлении ϑ :

$$m = \text{In} \left((1-\alpha)^m \frac{\cos \vartheta}{\mu} \right), \quad \mathcal{R}^* = \frac{(1-\alpha)^m}{\mu}. \quad (10)$$

Согласно (10), выбор μ определяет число отражений m и расстояние $r^* = d(1-\alpha)^m \mu^{-1}$, в пределах которого пульсации скорости v' влияют на пульсации среды. Очевидно, что длина пути r^* для одной и той же волны зависит от угла наблюдения ϑ . Рассмотрим пример. Пусть $d = 3$ см, $\mu = 0.01$, а $\alpha = 0.1$ и 0.3 . Сравним длину r^* при этих значениях α для трех углов: $\vartheta = 0$; 45 и 89.4° . Первый из них отвечает направлению поперек зазора, третий — почти параллельно плоскости X, Y , когда волна затухает, не испытывая ни одного отражения. Для заданного набора α и ϑ получим:

$$\alpha = 0.1: \quad m = 16; 14; 0 \text{ и соответственно } r^* \approx 56; 69; 300 \text{ см;}$$

$$\alpha = 0.3: \quad m = 7; 6; 0 \text{ и соответственно } r^* \approx 22; 29; 300 \text{ см.}$$

Введя коэффициент потерь при отражении α , мы исключили из рассмотрения пульсации у стенки. Между тем, на ее поверхности $v = v' = 0$, и характер влияния волны на поток меняется. Действительно, по мере приближения к стенке, точнее, в области $Z \notin [2a, (d-2a)]$, пульсации скорости уменьшаются, но зато остальные параметры пульсируют интенсивнее. Оценивая амплитуду параметров, скажем, давления, используем выражение для плотности энергии в плоской бегущей волне в виде $\varepsilon = \rho v'^2$ [2]. Когда потери при отражении малы и $\alpha \ll 1$, характер пульсаций подчиняется следующим условиям:

$$v' \rightarrow 0, \quad p' \rightarrow (2 - \alpha)\overline{\rho v'^2} \cos^2 \vartheta, \quad \text{при } Z \rightarrow 0 \quad (Z \rightarrow d), \quad (11)$$

т. е. у стенки пульсации давления возрастают почти в два раза. Пристеночная область толщиной $2a$ играет роль пограничного слоя, в котором взаимодействие сферической падающей и сферической отраженной волн не сводится к линейной суперпозиции.

Отметим еще одну особенность отражения сферической волны, связанную с преломленной волной. Обычно скорость звука c_w в материале стенки больше ее значения c в газе. В этом случае, кроме сферических волн, в газе возникает еще боковая волна [2] с поверхностью усеченного конуса. Большая окружность конуса расположена на поверхности стенки и смыкается с краем фронта сферической преломленной волны. Меньшую окружность образует геометрическое место точек, в которых коническая поверхность боковой волны касается сферической поверхности волны отраженной. Причем нормаль к этим поверхностям в месте касания пересекает линию, соединяющую точки центра прямой волны (в газе) и его мнимого отображения в стенке (зеркальное отражение), под углом ϑ_0 . Для металлической стенки он составляет несколько градусов.

В отличие от сферической отраженной волны боковая волна затухает вдоль заданного направления обратно пропорционально квадрату расстояния [2]. Поэтому она должна больше влиять на пульсации у стенки, чем вдали от нее, где основное воздействие на пульсационные характеристики среды оказывают сферические волны.

Как видно из приведенного анализа, поле пульсаций параметров является сложной пространственно-временной функцией и характеризуется широким спектром частот. Очевидно, однако, что картину «хаотизации» движения среды нельзя считать стохастической. Совокупность полученных соотношений для пульсаций скорее похожа на свод правил и напоминает решение задачи о клеточных автоматах, относящейся к ряду неприводимых. Это утверждение в полной мере справедливо для пульсационного поля, порождаемого одиночным возмущением. В действительности поле пульсаций формируется в условиях многократно возникающих возмущений. Поэтому представляет интерес сравнить полученные результаты с реальным процессом возникновения турбулентности, что и будет сделано в следующем разделе. Но прежде целесообразно хотя бы упомянуть проблему дисперсии.

Выше неявно предполагалось, что дисперсия в среде отсутствует, а зависимость частоты колебаний ω от волнового числа k в дисперсионном уравнении имеет простой вид: $\omega = ck$. Она может оказаться более сложной, и дисперсионное уравнение может иметь несколько ветвей как, например, в плазме. Скачок дисперсионного уравнения на границе такой среды будет играть роль стенки, а отражение волны от такой стенки может служить источником возникновения других типов волн, число которых зависит от числа ветвей дисперсионного уравнения. Таким образом, описанная картина хаотизации дополняется «размножением» типов возмущений.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБОСНОВАНИЕ

Экспериментальное исследование имеет важное значение для проверки тех предположений, которые были сделаны при анализе свойств поля пульсаций, формируемого единичным возмущением. Существует, однако, и второй аспект проблемы, относящийся к самому процессу образования первичных возмущений. Поскольку на данном этапе исследований общепринятой методики описания этого процесса не существует, представляет интерес его экспериментальное наблюдение. Но и здесь есть свои трудности. Они связаны, в основном, с возможностью визуализации слабых неоднородностей в потоке газа на начальной стадии движения. Эту стадию удобно наблюдать в трубе при возникновении течения газа перед поршнем. В представленных далее экспериментах исследуется структура потока, который создается нестационарно движущимся пламенем (аналог поршня), где в силу нестационарности распространения пламени-поршня интенсивность процессов становится доступной для регистрации.

Исследования проводились в трубе квадратного сечения 28.6×28.6 мм² с полированными стенками. Она состояла из стандартных секций, в одной из которых боковыми стенками служили пластины из оптического стекла длиной 18 см для визуализации картины распределения оптических неоднородностей в потоке. Перестановка секций позволяла регистрировать состояние потока на любом участке трубы. Горение инициировалось в смеси $\text{CH}_4 + 4\text{O}_2$ коротким (1 мкс) индуктивным электрическим разрядом. Труба имела длину (1.5 м), при которой волны, отраженные от противоположного зажиганию торца, не влияли на поток газа перед пламенем вплоть до возникновения детонации.

Структура течения регистрировалась шпирен-методом. В этом методе визуализируется распределение градиента плотности $\nabla\rho$ (а при отсутствии химических реакций и градиент давления ∇p) в направлении нормали \mathbf{N} к краю ножа Фуко, а избыток или недостаток освещенности точки изображения определяется знаком скалярного произведения $(\mathbf{N}, \nabla\rho)$ в сопряженной точке объекта. Аппаратура скоростной киносъемки позволяла получать фотографии визуализированной картины распределения неоднородностей течения с временем экспозиции от 100 до 0.5 мкс. Методика и условия эксперимента описаны в [9].

Начало горения создает первое возмущение давления, бегущее со скоростью звука $c \sim 350$ м/с. Оно приводит газ в движение. Течение газа ограничено спереди первым возмущением, а сзади — пламенем-поршнем. Эквивалентная скорость поршня u газа в потоке зависит от скорости нормального горения U , отношения поверхности пламени S к площади сечения трубы F и коэффициента расширения газа при сгорании γ ($u \ll c$):

$$u = U \frac{S}{F} (\gamma - 1). \quad (12)$$

Для выбранной смеси $\gamma = 10$, $U = 2.3$ м/с и для пламени с плоским фронтом $u \sim 20$ м/с. Форма поверхности фронта повторяет распределение скорости потока перед пламенем и точно отражает структуру течения, позволяя контролировать его характер. При этом площадь поверхности пламени S и, согласно (12), скорость u являются величинами переменными. Так, если сразу после зажигания $(S/F) \sim 0.02$, то на более поздних стадиях, когда сказывается торможение газа стенкой, поверхность пламени в несколько раз превышает сечение трубы. Соответственно, эквивалентная скорость

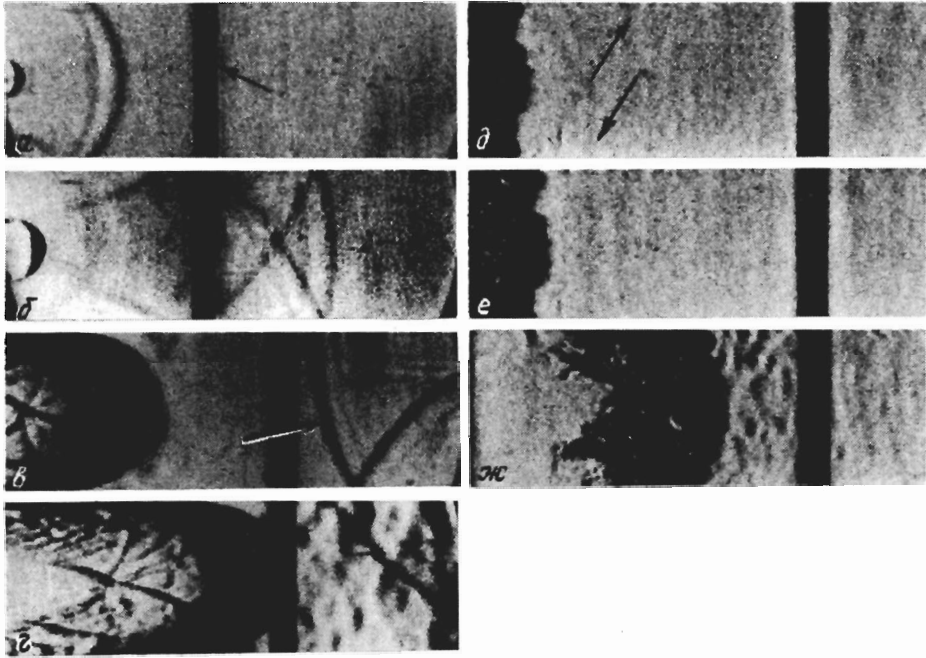


Рис. 2. Осциллограммы давления при распространении пламени в трубе

поршня u может достигать 100 м/с и более.

Фрагменты скоростной шпирен-киносъемки процесса приведены на рис. 2. Скорость киносъемки и поле зрения прибора подбирались таким образом, чтобы обеспечить временное и пространственное разрешение картины процесса. На рис. 2 в кадры попадает полное сечение трубы на участке длиной 8 см. В пределах этого участка видна перемычка для крепления оптически однородного стекла (на кадрах — вертикальная темная полоса, отмеченная стрелкой на кадре *а*). Время t отсчитывается от момента зажигания, расстояние x — от заглушки трубы (на фотографиях слева за кадром). Если фронт пламени находится в точке $x = \mathcal{X}$, то протяженность потока газа перед пламенем имеет длину $l = ct - \mathcal{X}$.

Фотографии рис. 2*а, б* визуализируют процесс распространения первого возмущения, созданного у торца трубы слабой искрой диаметром 3 мм. Они экспонированы в моменты времени $t = 52$ и 165 мкс. Объем сгоревшего газа еще незначителен, и можно считать, что $\mathcal{X} \approx 0$, а $l \approx x \approx 1.9$ и 6.0 см. Обе конфигурации волны наглядно демонстрируют, что все направления распространения возмущения равноправны, при этом изменение параметров под воздействием возмущения — процесс длительный.

Таким образом, допущение о влиянии возмущения только в направлении потока и пренебрежение поперечным градиентом давления — некорректны. Ясно также, что волна движется почти со скоростью звука c (на 3% быстрее) и имеет форму шарового слоя толщиной ~ 3 мм, равной диаметру искры, а структура слоя при отражении от стенок сохраняется. Тот же результат был получен для воздуха, с той разницей, что волна, не поддержанная движением «поршня», быстро затухала, оставляя на фотобу-

маге не контрастное изображение, с трудом различимое уже при перемещении волны на расстояние 4–5 см.

Кадры θ и z относятся к моментам времени $t = 1.3$ и 1.4 мс, когда $\mathcal{F} = 13$ и 15.5 см; $\ell \approx 31$ см. На этот раз в поле зрения попадает только часть длины ℓ , соответственно 5 и 3 см. Ускоренное распространение пламени создает в потоке структуру хаотического распределения плотности, напоминающую крупномасштабные турбулентные пульсации. В продуктах горения из-за высокой температуры чувствительность шлирен-метода уменьшается на порядок, и визуализация возмущений становится неэффективной, но на них реагирует фронт пламени, что переводит горение в режим типа турбулентного. Таким образом, пульсации малого масштаба в потоке перед пламенем тоже присутствуют, хотя из-за меньшей амплитуды они менее заметны, если не сказать, что их вообще не видно.

Особенность этого эксперимента состоит в том, что труба смонтирована с вертикальным сдвигом двух соседних секций, так что в сечении $x = 22$ см образуется выступ высотой ~ 0.3 мм. Эта «шероховатость» является локализованным источником сильных волн, следующих друг за другом с интервалом $\tau \sim 15$ мкс. На снимках они движутся из правого верхнего угла, на кадре θ первая из них отмечена стрелкой. Как видно из сравнения фотографий θ и z , «шероховатость» резко хаотизирует поток. Шлиренкиносъемка этой стадии формирования течения подтверждает идею о том, что именно суперпозиция прямых и отраженных волн создает пульсационное поле скоростей в потоке.

Следующие три фотографии получены в условиях, когда движение газа перед пламенем происходит на длине $\ell \sim 40$ см, что позволяет проследить за эволюцией развитой структуры потока. Кадры d , e ($t \approx 1.9$ мс, $\mathcal{F} \approx 29$ см, $\ell \approx 37$ см) отражают состояние структуры на участке, где пламя движется с постоянной скоростью и почти не генерирует новых волн. Кадр $ж$ ($t \approx 2.05$ мс, $\mathcal{F} \approx 32$ см, $\ell \approx 38$ см), напротив, зафиксирован в момент, когда пламя ускоряется. Разные стадии формирования потока демонстрируют его разные свойства.

Прежде всего, при равномерном движении пламени и газа перед ним, как видно из фотографий d , e , в потоке преобладают мелкомасштабные пульсации. Более рельефно они проявляются, конечно, в структуре пламени. Таким образом, здесь мы наблюдаем процесс, который в существующей теории турбулентности можно назвать перекачкой энергии от крупномасштабных пульсаций к мелкомасштабным. Далее, на таком относительно спокойном фоне легче обнаруживаются и другие неоднородности в потоке: темная область у верхней стенки и светлая — у нижней (на фотографии d отмечены стрелками).

Этот важный результат объясняется следующим образом. При съемке кадров d , e , $ж$ нож Фуко был установлен с некоторым наклоном, так что вектор \mathbf{N} имел вертикальную составляющую в направлении оси z . Для выбранной ориентации ножа Фуко темная область соответствует положительному значению градиента плотности, $\nabla\rho > 0$, светлая — отрицательному, $\nabla\rho < 0$. Следовательно, у обеих стенок газ уплотнен. Более того, резкое изменение освещенности на границах обеих этих областей означает, что основной вклад в скалярное произведение $(\mathbf{N}, \nabla\rho)$ дает компонента $N_z(\partial\rho/\partial z)$. И так как N_z мало, величина градиента $(\partial\rho/\partial z)$ должна быть значительной, а плотность и давление в пристеночных областях заметно выше, чем в остальной части сечения.

Но эти области неоднородны и содержат отдельные уплотнения с характерным размером $2a \approx 2$ мм. Распределение неоднородностей быстро меняется и обычно на следу-

ющем кадре не воспроизводится, что дает возможность оценить ограничение времени существования пристеночного уплотнения сверху. При частоте съемки $62.8 \cdot 10^3$ кадр/с оно не превышает ~ 16 мкс, тогда как путь между стенками по кратчайшему расстоянию в обоих направлениях звуковая волна проходит значительно дольше, примерно за 170 мкс. Можно считать, что давление в уплотнении равномерно распределяется по всему сечению за время затухания волны, которое согласно (10) на один-два порядка превышает каждую из приведенных величин. В силу сказанного давление в пристеночных уплотнениях не успевает выравняться по сечению, и исходящие из них волны образуют в объеме конгломерат локальных возмущений.

На фотографиях равномерного течения просматривается и форма неоднородностей у стенок. Согласно (9) каждая такая неоднородность, распространяясь как сферическое возмущение, за время экспозиции кадра (2 мкс) должна увеличиться в размере (диаметре) на 1.4 мм. Однако в действительности волновой слой деформируется, приобретая форму вытянутых образований длиной до 3 мм, наклоненных в направлении течения. На кадре *ж*, где пламя и поток начинают вновь ускоряться, а процессы становятся интенсивнее, это особенно хорошо заметно. Деформации возмущений легко объясняются тем, что снос разных участков волны на разных стадиях ее развития зависит от распределения скорости $v(Z)$, которая прогрессивно нарастает по мере удаления от стенки. Моделирование распространения волнового слоя (9) в потоке $v(Z)$ вблизи стенки дает именно такой контур возмущения. Добавим, что ускорение потока создает дополнительные волны сжатия, которые, формируя новое распределение $v(Z)$, интенсифицируют приграничные процессы.

Из предшествующего анализа результатов шпирен-киносъемки становится очевидным, что уплотнения у стенок служат источниками возмущений потока. Остается, однако, открытым вопрос о механизме образования уплотнений, который, кстати, непосредственно связан с формированием распределения $v(Z)$. При этом из исходных параметров уплотнений наиболее важными являются не столько геометрическая форма и размеры ($a \ll r$), сколько их распределение $F_s(X, Y, Z, t)$ по поверхности стенок зазора и во времени. Фотографии рис. 2*в, г* показали, что «шероховатость» в фиксированном положении генерирует возмущения с периодом $\tau \approx 15$ мкс. К сожалению, аппаратура не позволяет исследовать детали механизма, поэтому рассмотрим аналогичный, но более интенсивный и потому доступный для регистрации процесс эмиссии волн давления нестационарно движущимся пламенем.

Осциллограммы на рис. 3*а-г* представляют непрерывную запись избыточного давления $p' = p'_x(t)$ в точках $x = 3, 19, 35, 51$ см. Первая из них относится к участку распространения, на котором пламя еще далеко не перекрывает сечения трубы и по сути дела показывает общий рост давления в трубе при горении. Иллюстрацией здесь могут служить фотографии рис. 2*а, б*. Последующие осциллограммы получены для развитого пламени, при этом пик давления на каждой кривой соответствует моменту прохождения зоной горения сечения, в котором установлен измерительный датчик. Сильный рост давления на осциллограмме *б* зарегистрирован в сечении, где, согласно фотографиям рис. 2*в, г*, пламя испытывает ускорение. Осциллограмма рис. 3*в* получена на участке, вдоль которого, как показано на фотографиях рис. 2*д, е*, пламя проходит с постоянной скоростью. Наконец, осциллограмма рис. 3*г* соответствует фотографии пламени (рис. 2*е*) в период нового ускорения.

Характер осциллограмм и их сопоставление дают картину эмиссии волн. Максимум давления находится в области локализации пламени. Выделение энергии при го-

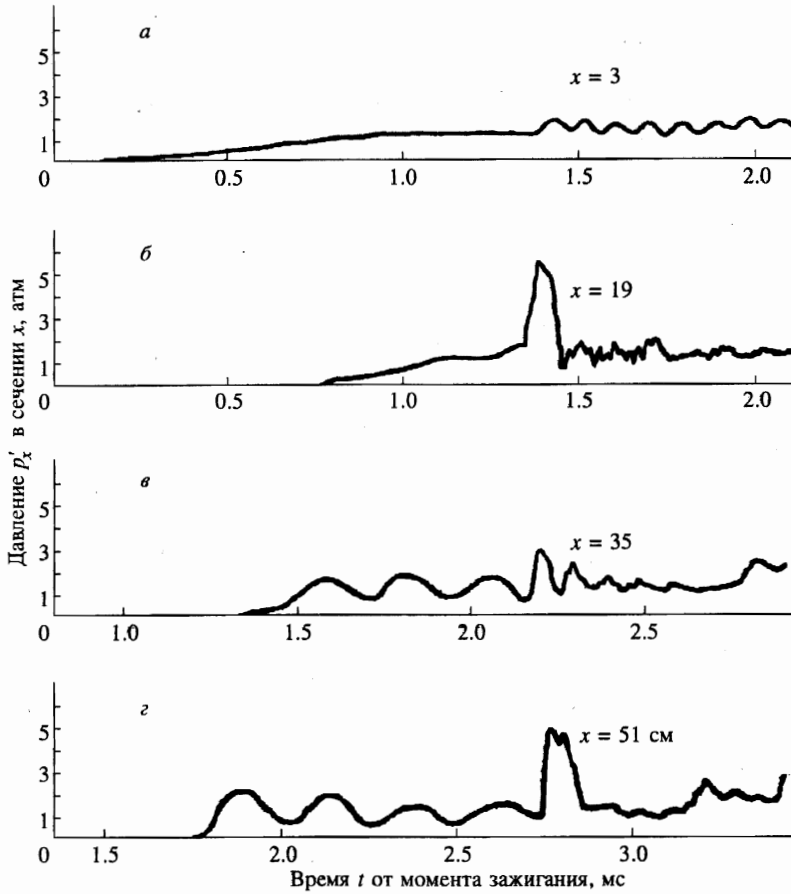


Рис. 3. Осциллограммы давления при распространении пламени в трубе

рении способствует повышению давления в зоне локализации пламени, откуда его избыток стремится рассредоточиться по потоку в виде волн сжатия. Максимальное увеличение давления зависит от соотношения скорости выделения энергии и характерного времени ее оттока. На участке ускорения пламени к этому добавляется также общая интенсификация горения, вследствие чего давление в максимуме возрастает. Эмиссия волн происходит немонотонно, что проявляется в дискретности волн сжатия и обусловлено «пульсациями» энерговыделения под влиянием изменений поверхности S фронта пламени, как это следует из (12). Поверхность фронта, в свою очередь, находится под воздействием возмущений потока, распространяющихся в сечении, что и приводит к возникновению пульсаций энерговыделения. Своеобразный широкополосный автоколебательный процесс.

Точно так же торможение потока сопровождается ростом давления у стенки и эмиссией волн. Поэтому становление профиля скорости $v(Z)$ происходит в условиях взаимодействия течения с волнами. Это, в первую очередь, прямая волна, движущаяся вдоль стенки. Далее в игру вступает волна, приходящая от второй, противоположной, стенки,

и за ней — боковая и отраженная волны, возникающие у первой стенки. Все волны имеют разные амплитуды и ориентацию. Поэтому в соответствии с (11) условия отражения для них и их отдельных участков разные. Как отмечалось, роль боковой волны проявляется на коротких расстояниях вблизи стенок, тогда как прямая и отраженная сферические волны не только участвуют в формировании источника $F_s(X, Y, Z, t)$ и профиля $v(Z)$, но и создают пульсационное поле в самом потоке. Далее при каждом отражении (в пределах $n \leq m$) процесс повторяется, но с меньшей интенсивностью.

Под влиянием этого взаимодействия исходная плавность процесса торможения очень быстро нарушается даже при идеально гладкой стенке, и в этой зоне образуются локальные возмущения «мерцающего» типа. Приграничные возмущения сами являются источниками волн и, замыкая цикл постоянного возобновления источника $F_s(X, Y, Z, t)$, таким образом поддерживают незатухающие пульсации параметров в потоке. По мере распространения в зазоре интенсивность каждой волны падает, и при неизменных параметрах течения пульсационное поле приходит к стационарному состоянию. Уровень пульсаций зависит, при прочих равных условиях, от интенсивности циклического процесса возобновления источника $F_s(X, Y, Z, t)$, определяемого средней величиной скорости течения.

Рассуждения о приграничном источнике пульсаций давления и механизме его возобновления подтверждаются полученными результатами качественно. Количественно этот процесс не исследовался. Ясно, однако, что если эмиссия интенсивных волн, формируемых при горении, рассматривалась [10] на основе теории так называемой простой (и ударной) волны, то для описания воздействия на поток пристеночных возмущений достаточно приближения малых амплитуд. Из сравнения энергетики горения и торможения газа стенкой, а также из того факта, что в потоке перед пламенем возмущения трудно обнаружить, следует, что они имеют малую амплитуду и предложенный подход обоснован.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные экспериментальные данные и анализ условий распространения звуковой волны в зазоре между двумя стенками позволяют высказать соображения о природе и механизме турбулентности.

Движение среды возникает под действием градиента давления, который при становлении течения в ограниченном стенками пространстве никогда не имеет плоского фронта, и его суммарная величина складывается из совокупности волн сжатия, распространяющихся под разными углами к общему направлению течения.

Торможение потока стенкой приводит к повышению давления в пограничной области. Распределение давления по всему объему происходит путем эмиссии звуковых волн из этой области. При достаточном расстоянии (по сравнению с размерами источника) они принимают сферическую форму, так как все направления распространения возмущения в среде равноправны. Время выравнивания давления по сечению определяется затуханием волны возмущения в среде. Это время значительно превышает продолжительность распространения волны поперек сечения и, особенно, процессов взаимодействия волн с потоком при формировании профиля скоростей $v(Z)$ в пограничной области. Распространение волн в потоке создает пульсации термогидродинамических параметров, включая скорость. Вблизи стенки пульсации скорости становятся незначительными, но возрастают пульсации других параметров, таких как давления и плотности.

Основным отличием состояния потока на границе течения является взаимодействие прямых и отраженных волн, в котором важную роль играет процесс отражения. Раньше всех в этот процесс включаются волны, создающие градиент давления и обеспечивающие продольное поступательное движение среды. За ними следуют прямые сферические волны, которые возникают при торможении потока в начале его движения. Они распространяются по всему потоку и, отражаясь от противоположной стенки, вновь возвращаются в область своего возникновения. Тонкий слой этих волн движется вдоль стенки без отражения, но взаимодействуя со средой более высокой плотности с распределением $v(\rho)$. При отражении каждой волны во взаимодействие вступают сферическая отраженная и боковая волны. Последняя быстро затухает и не оказывает сильного влияния на пульсации скорости в потоке.

В результате в пограничной области образуется поле пульсаций давления. Экстремальные точки этого поля образуют возмущения, которые создают поле пульсаций скорости в ядре потока, а также поле пульсаций давления на границе потока, формируя профиль скорости $v(Z)$ и поддерживая незатухающую цикличность процесса. Его интенсивность зависит от средней скорости течения и времени затухания в среде волны возмущения. С этой позиции пограничный слой соответствует области, в которой пульсации давления преобладают над пульсациями скорости.

Динамика распределения возмущений по поверхности стенки и во времени, по-видимому, поддается вычислению, и ее можно считать детерминированной. Сама же задача, как и задача об эмиссии пламенем волн сжатия, относится, скорее, к классу неприводимых. В то же время, характер течения в ядре потока позволяет рассматривать пульсации как псевдохаотические и применять статистические методы их описания.

В рамках этого механизма, при котором доминирует перемешивание фаз из-за многократных отражений волн от границ, понимание свойств турбулентности не требует никаких постулатов, и роль таких параметров, как число Рейнольдса, вязкость среды, шероховатость стенки, каскадный процесс передачи энергии от крупномасштабных пульсаций к мелкомасштабным, спектральные характеристики пульсаций, турбулентность набегающего потока, получает естественное физическое толкование.

Литература

1. Л. Прандтль, *Механика вязких жидкостей*, *Аэродинамика*, под ред. В. Ф. Дюрэнда, Оборонгиз, Москва (1939), с. 47.
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1988), с. 3.
3. Г. Шлихтинг, *Возникновение турбулентности*, ИИЛ, Москва (1962), с. 7.
4. А. Н. Колмогоров, Изв. АН СССР, сер. физ. **6**, 3 (1972).
5. D. Ruelle and F. Takens, *Comm. Math. Phys.* **20**, 167 (1971).
6. А. С. Монин, УФН **125**, 97 (1978).
7. М. И. Рабинович, УФН **125**, 123 (1978).
8. H. A. Lorentz, *Über die Entstehung turbulenter Flüssigkeitsbewegungen und über den Einfluß dieser Bewegungen bei der Strömung durch Röhren. Abh. theor. Physik.*, Teubner, Leipzig (1907), s. 43.
9. Л. Н. Пятницкий, ДАН **144**, 1262 (1962).
10. Л. Н. Пятницкий, ДАН **176**, 631 (1967).