

УДК 532

Волновая модель гидродинамической турбулентности

Л. Н. Пятницкий

Институт высоких температур РАН, Москва, Россия

Предложены волновой механизм пульсаций гидродинамических параметров турбулентного течения в канале и метод расчета пространственно-временного поля пульсаций. Определены условия образования турбулентного пограничного слоя, ламинарного подслоя, вихреобразования. Исследован характер поля пульсаций в процессе превращения детерминированного возмущающего движения в хаотическое. Дано объяснение распределению продольной и поперечной компонент пульсаций скорости в канале.

Существует ряд подходов к изучению турбулентных пульсаций, изложенных в работах [1, 2]. Каждый из них имеет свои положительные стороны и недостатки. Но в целом оценка состояния теории турбулентности дана в работе [3] "...механизм турбулентного течения из-за его большой сложности недоступен чисто теоретическому исследованию. В связи с этим при изучении турбулентных течений приходится в широкой степени опираться на экспериментальные результаты, и поэтому теория пограничного слоя является полумпирической".

Гидродинамические уравнения описывают распределение среднего значения скорости U , однако проблема состоит в интерпретации поля ее малой пульсационной составляющей u , механизм которой обсуждается более ста лет. Намечены два направления в подходе к проблеме. Рэлей [4] полагал, что пульсации возникают в результате потери течением устойчивости и развития во времени малых возмущений, которые определяются теми же уравнениями, что и само течение. Лоренц [5], напротив, допускал любую форму возмущающего движения и, соответственно, для описания пульсаций искал другие уравнения, совместимые с уравнением неразрывности.

Первое направление было продолжено Прандтлем. Обнаружив явление прилипания жидкости к стенке [6], Прандтль выделил в течении основную часть (ядро), где трение незначительно, и тонкий пограничный слой, где происходит торможение потока трением. Тогда в среднем в ядре потока движение жидкости потенциально, и к нему применимо уравнение Бернулли. Для пограничного слоя были получены уравнения Прандтля. При решении задачи о пограничном слое поперечный градиент давления считается малым, и в каждом сечении давление P является

функцией, заданной условиями основного потока. Так, если в стационарном плоском течении направление скорости U совпадает с осью x , а ось z направлена по нормали к стенке, то $(\partial P/\partial z) = 0$. Соответственно, при анализе устойчивости этого слоя применяют метод малых возмущений, представляя возмущающее движение колебаниями во времени и по координате x .

Однако построение механизма превращения малых возмущений в турбулентные пульсации встречает трудности. Для получения замкнутой системы уравнений необходимо знать еще один параметр, а именно, величину касательного напряжения трения σ . В ламинарном пограничном слое этот параметр дается законом трения Ньютона, согласно которому $\sigma = \eta (\partial U/\partial z)$. Коэффициент вязкости η , связанный с плотностью потока импульса, обусловлен соударениями молекул соседних слоев течения. В газах, например, $\eta = \rho \lambda \nu/3$, где λ и ν — длина свободного пробега и тепловая скорость молекул, соответственно. Поэтому теория в ламинарном случае создается чисто дедуктивным путем на основе уравнений вязкого течения.

При переходе к турбулентному течению такой дедуктивный подход невозможен ввиду неопределенности механизма передачи импульса. Тогда, по аналогии с законом Ньютона, для описания переноса импульса вводят среднюю скорость U , кажущееся касательное напряжение σ_t и коэффициент A_t турбулентного обмена (вместо коэффициента вязкости η). Но коэффициент турбулентного обмена A_t , в отличие от коэффициента вязкости η , не является физической константой и зависит от распределения скорости. Для получения замкнутой системы уравнений требуется еще и эта зависимость, которая была введена с помощью гипотезы о пути перемешивания [6].

Длина пути перемешивания L определяется как такое расстояние поперек течения, которое "жидкий конгломерат" ("турбулентная масса" жидкости) должен пройти для того, чтобы разность его скорости и скорости течения в новом слое стала равной осредненному значению продольной пульсации [3]. Путь перемешивания L выполняет функцию длины свободного пробега молекул кинетической теории λ с той, однако, разницей, что в передаче импульса участвуют макроскопические объемы жидкости. Это означает, что на пути L каждый такой "конгломерат" должен оставаться единым целым и сохранять продольную компоненту своей скорости. Все эти требования свидетельствуют о формальном характере описания механизма передачи импульса, который трудно интерпретировать с помощью реальных физических процессов.

Второе направление [5] в объяснении турбулентности не получило развития из-за отсутствия в то время конкретных представлений о форме возмущающего движения. Но обоснованность такого подхода видна на примере стационарного течения. Действительно, в стационарном случае распределение средней скорости U от времени не зависит, тогда как пространственно-временное поле пульсаций u явно зависит от времени.

Таким образом, в обоих направлениях при описании турбулентности встает одна и та же проблема формы возмущающего движения. Исходя из общих соображений, можно предположить, какова эта форма. Возмущающее движение, как и всякое движение вообще, возникает под действием силы, например, в жидкости такой силой является градиент давления. Градиент в виде избыточного давления может возникнуть в области торможения течения у стенки, где существует градиент средней скорости потока. Возмущения давления распространяются по потоку как волновые пакеты, в которых гидродинамические параметры пульсируют. Их суперпозиция формирует пространственно-временное поле пульсаций параметров, в том числе скорости u .

В пользу роли градиентов давления и волнового механизма можно привести следующие рассуждения [7]. Сила трения при стационарном течении означает, что для поддержания движения жидкости какой-то внешний источник, например поршень, должен непрерывно производить работу. Произведенная работа через систему волн преобразуется в кинетическую энергию жидкости, создавая постоянно уходящий на бесконечность поток энергии, которая в конце концов диссипируется в движущейся жидкости. Подобный процесс с образованием

волн наблюдается при движении тела по поверхности жидкости.

Имея в виду "волновой" механизм, заметим, что как уравнения Прандтля, так и волновое уравнение получаются из уравнений Навье-Стокса и неразрывности. Только в первом варианте речь идет о явлениях переноса, а во втором — о распространении возмущений. Не случайно при исследовании устойчивости течения на него накладываются возмущения именно волнового типа. В связи с изложенным встает вопрос о справедливости предположения об отсутствии поперечного градиента давления в потоке. Условие $(\partial P / \partial z) = 0$, принятое как некое приближение, относится к усредненному давлению P и не распространяется на меньшую по величине его переменную часть p . И если при установившемся турбулентном течении распределение P не зависит от времени, то его переменная часть p образует поле пульсаций, в котором $p = F(x, y, z, t) \neq 0$.

Можно привести и другие доводы в пользу волновой формы возмущающего движения, но целесообразнее обратиться к экспериментальным доказательствам. С этой целью рассмотрим шлирен-фотографии процесса распространения возмущений и сопутствующие ему пульсации давления, которые возникают при потоке газа в трубе перед фронтом пламени. Как известно [8], расширение продуктов сгорания при распространении пламени от закрытого конца трубы аналогично движению поршня.

Экспериментальное обоснование волновой природы пульсаций

В экспериментах состояние потока перед пламенем исследовалось в длинной замкнутой трубе квадратного сечения со стороной квадрата $d = 2,9$ см. Труба состояла из взаимозаменяемых секций с полированной внутренней поверхностью и гнездами для датчиков давления. Одна из секций имела сквозное окно, образованное двумя плитками из оптического стекла. Через него наблюдалась динамика шлирен-изображения оптических неоднородностей в потоке. Метанокислородная смесь $\text{CH}_4 + 4\text{O}_2$ зажигалась у торца трубы слабой индуктивной искрой с расстоянием 4 мм между электродами разрядного промежутка. В экспериментах регистрировалось давление во времени в разных точках трубы, щелевая развертка процесса распространения неоднородностей, кадры скоростной киносъемки неоднородностей плотности газа. Описание методики и условий измерений дано в работе [9].

На рис. 1 приведены осциллограммы давления в сечениях трубы, удаленных от ее торца на расстояния $x = 0, 18, 35$ и 53 см, а также щеле-

вая развертка на длине x от 18 до 37 см. Фрагменты киносъемки показаны на рис. 2. Расстояния от места зажигания указаны слева от фотографий.

Жирная линия, проведенная на рис. 1 через максимумы давления, изображает траекторию пламени-поршня. Начальный участок ускоренного распространения связан с заполнением пламенем сечения трубы, после чего образуется сплошной объем продуктов горения. На участке трубы 18—50 см расширение продуктов сгорания происходит с постоянной скоростью, и наблюдается развитие системы поршень — простая волна. Детали этого развития можно проследить по щелевой (см. рис. 1) и кадровой (см. рис. 2) разверткам процесса.

Кадры на рис. 2, а экспонированы через 58 и 146 мкс после зажигания смеси. Из этих фотографий ясно, что первичное возмущение (слабый разряд в смеси) распространяется в трубе со скоростью звука $c = 345$ м/с как сферический пакет шириной 4 мм, точно равной размеру исходного разряда. Сферический пакет отражается

от стенок, и суперпозиция отраженных волн создает в трубе замысловатую структуру возмущений плотности газа.

Фотографии на рис. 2, б экспонированы спустя 643 и 790 мкс после зажигания. За это время первичная волна проходит около 25 см, ее амплитуда уменьшается в 60 раз, и градиент плотности в ней выходит за пределы чувствительности системы визуализации. Но поверхность пламени реагирует на малейшие перемещения газа, и возмущения потока передаются структуре пламени. Так как нормальная скорость пламени известна (в нашем случае равна 2,3 м/с), структуру пламени можно использовать для визуализации возмущений потока газа перед пламенем и оценки пульсаций гидродинамических параметров. На кадрах рис. 2, б в результате суперпозиции возмущений пламя приобретает “ячеистую структуру”, а пульсации скорости и давления в потоке газа составляют величины порядка $u/c = p/P \sim 10^{-4}$.

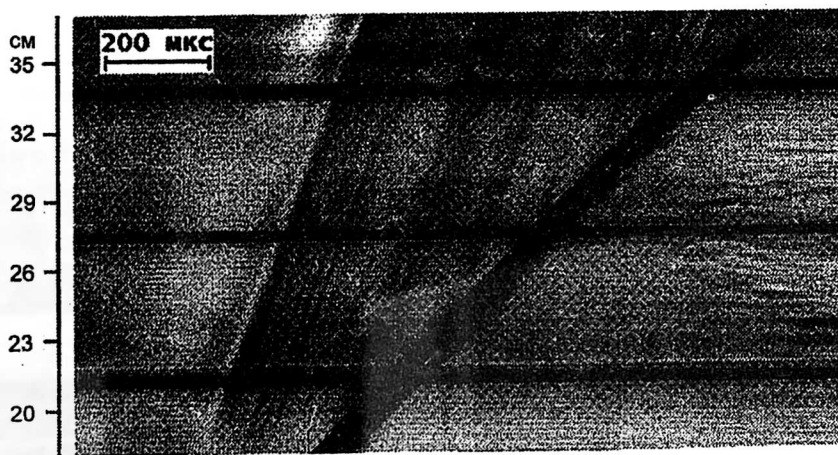
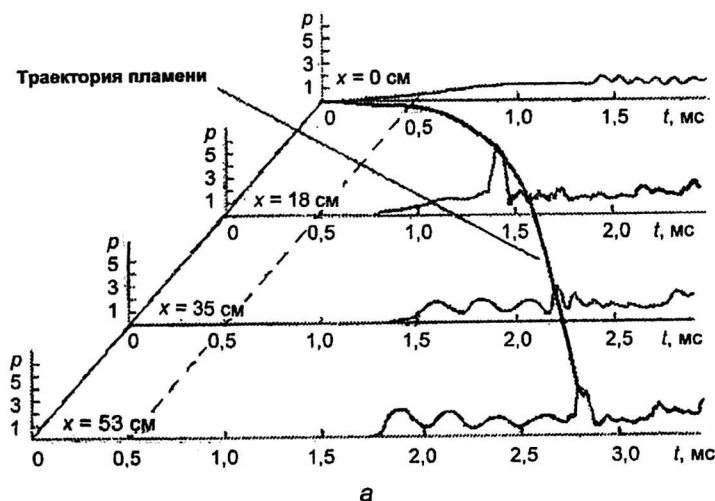


Рис. 1. Осциллограммы давления в сечениях $x = 0, 18, 35$ и 53 см (а); щелевая развертка процесса на участке 18—37 см (б)

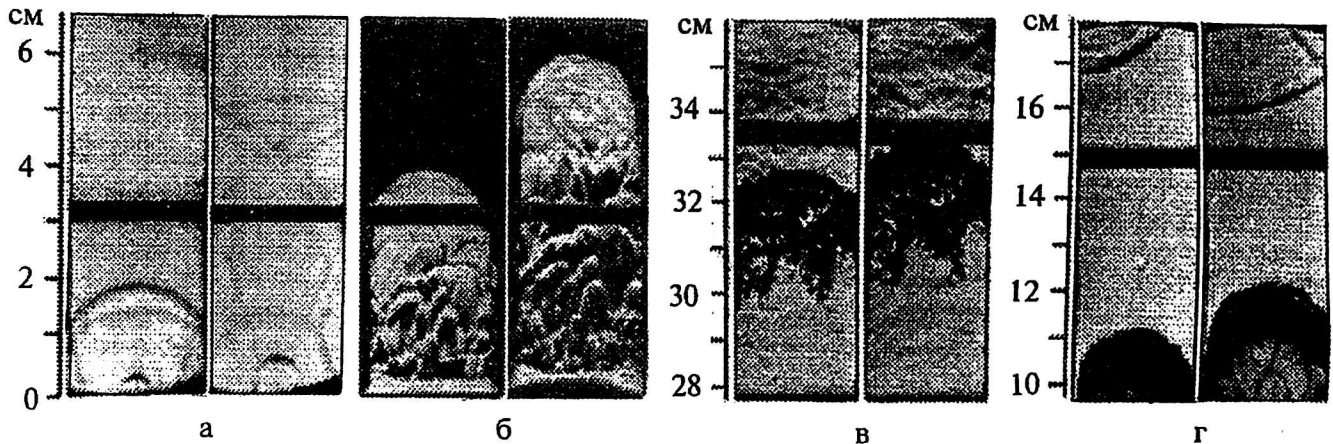


Рис. 2. Шлирен-фотографии возмущений плотности в трубе с задержкой после зажигания, мкс: а — 58 и 146; б — 643 и 790; в — 2034 и 2066; г — 1230 и 1303

Рассмотрим состояние структуры течения в трубе на расстоянии 18–37 см от торца, сопоставляя кадры на рис. 2, в с фотографией щелевой развертки процесса на том же участке трубы и с осциллограммой давления в сечении $x = 35$ см (см. рис. 1). В этой области пламя появляется примерно через 2 мс после зажигания, когда длина простой волны (потока перед пламенем) достигает 37 см, а число Рейнольдса $Re \approx 2 \cdot 10^4$. Пламя не меняет своей формы и движется практически с постоянной скоростью. Однако из картины суперпозиции волн возмущений (см. рис. 2, в), как и из структуры пламени, следует, что в потоке перед пламенем часто возникают новые дискретные возмущения значительной интенсивности.

Структуры на рис. 2, в позволяют сделать важное предположение о локализации источников возмущений перед фронтом пламени в области узкого кольца, примыкающего к стенкам. Для проверки этого предположения обратимся к щелевой развертке процесса. На ее шлирен-фотографии каждая волна возмущения перед пламенем-поршнем оставляет след в виде полосы, наклон которой обычно принимают за скорость ее распространения. При ближайшем рассмотрении, однако, оказывается, что полосы состоят из отрезков длиной от 6 до 10 см (2,5–3,5 калибра). Более того, на концах отрезков четкость изображения следа волны размывается, а наклон меняется, так что кажущаяся скорость движения волны падает от ~ 800 м/с в начале отрезка до ~ 400 м/с — в конце. Вычитая из этих значений скорость потока (~ 50 м/с), получим, соответственно, 750 и 350 м/с.

Большая из этих скоростей может наблюдаться только в случае движения ударной волны со скачком давления $P_2/P_1 = 5,8$. Но, согласно осциллограмме давления на рис. 1, на данном уча-

стке в сечении $x = 35$ см показания датчика не выходят за пределы $P_2/P_1 = 1,5$, что соответствует движению волны со скоростью не выше 400 м/с. Покажем, что этот, на первый взгляд, парадоксальный результат является доказательством того, что волны возмущений возникают на стенке трубы.

Пусть слабое возмущение возникло на нижней стенке, и волна распространяется во всех направлениях. Этот процесс воспроизводит схема на рис. 3, а [10]. На ней показана конфигурация волны при ее распространении на участке трубы длиной 20 см с щелью длиной 19 см, как в эксперименте. Конфигурация построена после шести отражений от стенок для момента времени $t = 6,7$; время выражено в единицах d/c , где d — расстояние между стенками. Щелевая развертка регистрирует только след пересечения волны с щелью при движении волны вперед (см. рис. 3, вправо). Движение волны назад на шлирен-изображении не фиксируется из-за высокой температуры продуктов сгорания.

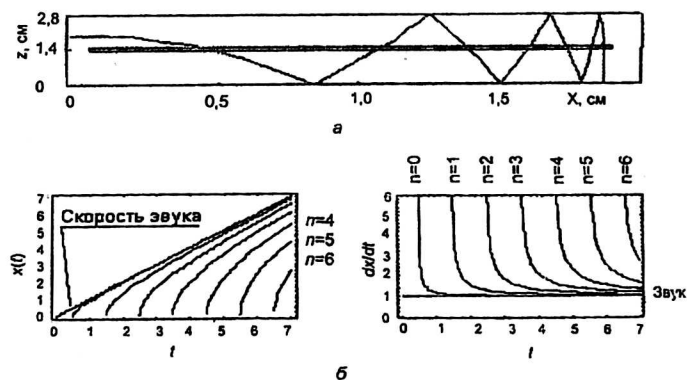


Рис. 3. Распространение сферической волны вдоль щели трубы при возникновении на стенке: а — конфигурация волны в трубе в момент времени $t = 6,7$ при возникновении ее в точках $z = 0$; б — координата $x(t)$ и скорость dx/dt точки пересечения волны с щелью

За время жизни волна пересекает щель одновременно в нескольких точках. Число точек и скорость их движения вдоль щели зависят от числа n отражений волны от стенок. На развертке они оставляют сразу серию траекторий разного наклона. Приведенные на рис. 3 графики многозначной функции $x(t)$ и ее производной dx/dt представляют количественные данные о числе отрезков и их наклоне (скорости движения) в интервале времени $t \in [0, 7]$. Расстояние, как и время, здесь выражено в безразмерных величинах, $x = X/d$.

На графике функции $x(t)$ проходящая через начало координат прямая линия соответствует распространению плоской волны вдоль щели со скоростью звука c . Возникшая на стенке сферическая волна первый раз ($n = 0$) попадает в поле зрения щели через промежуток времени $t = 0,5$. На графике $x(t)$ она создает первую полосу, которая при распространении волны стремится к линии скорости звука и, в конце концов, сливается с ней при $t \approx 4$. Как показывает схема на рис. 3, последовательность отраженных волн пересекает щель через равные промежутки времени $\delta t = 1$, и на графике функции $x(t)$ новые траектории возникают с периодом, равным 1. Как и для первой полосы, их наклон постепенно приближается к наклону линии скорости звука.

Скорость движения точек пересечения, воспринимаемая наблюдателем как скорость волны, в действительности является кажущейся скоростью. Зависимость последней от времени и номера n отражения представлена на графике производной dx/dt (см. рис. 3). Горизонтальная прямая соответствует скорости звука, остальные линии построены для значений $n = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$. Обратим внимание, в момент соприкосновения тонкой волны и идеально тонкой щели кажущаяся скорость возрастала бы неограниченно. Для волны и щели конечной ширины кажущаяся скорость велика, но конечна. Кроме того, на шпирен-развертке (см. рис. 1) начало и конец полосы (траектории точки пересечения) не дают изображения. Это связано с особенностями шпирен-метода регистрации оптических неоднородностей. В экспериментах использовался нож Фуко с вертикальным лезвием. При такой ориентации ножа эффективность изображения неоднородностей плотности в волне пропорциональна не градиенту плотности dp/dr , а его горизонтальной компоненте,

$$\partial p / \partial x = \cos \chi |dp/dr|, \quad (1)$$

где χ — угол между щелью и нормалью к фронту волны в точке ее пересечения с щелью.

Поскольку в момент касания волны и щели угол $\chi = 90^\circ$ ($\cos \chi = 0$), то $\partial p / \partial x = 0$, и след волны в начале полосы на развертке не фиксируется.

Изображение полосы появляется по мере того, как растет значение $\cos \chi$. Для данного n с течением времени ($t \rightarrow \infty$) $\cos \chi \rightarrow 1$. Но, согласно (1), $|dp/dr| \sim 1/t$ и волна со временем затухает. Поэтому $\partial p / \partial x \rightarrow 0$, и, начиная с некоторого момента, полоса на развертке вновь исчезает. Если в момент зарождения ($t = 0$) возмущение имеет диаметр $2a$, то продольную компоненту градиента можно представить в виде $\partial p / \partial x = \cos \chi |dp/dr|_0 a / (a + t)$. Тогда, выражая $\cos \chi$ в поле зрения щели через безразмерное время t , получим критерий различимости K изображения полосы:

$$K = \frac{a}{2t(t+a)} \sqrt{4t^2 - 1}.$$

Полоса на шпирен-грамме становится различимой при условии, когда K превышает некоторый уровень $K = \text{const}$. Если положить $a = 0,07$ (0,2 см), как в момент зажигания смеси в рассмотренном выше эксперименте, то этот критерий достигает максимума ($K = 0,8$ при $t = 0,75$). При меньших t значение K быстро обращается в ноль, при больших — медленно убывает. Согласно функции dx/dt (см. рис. 3) в начале полосы при $t < 0,75$ точка пересечения волны с щелью движется со скоростью ~ 700 м/с, т. е. почти в 2 раза быстрее звука. Затем скорость падает и в конце полосы она мало отличается от звуковой.

Функция $K(t)$ имеет полуширину $\Delta t = 2,5$. По расчетным зависимостям (см. рис. 3) это дает полосу длиной 7 см, что и наблюдается в экспериментах. Как видно из рис. 2, в, скорость распространения пламени достигает максимума при удалении на $\delta = 1,5-2$ мм от стенки, где пульсации скорости наиболее интенсивны.

Расчеты с помощью принятой схемы приводят к результатам, которые точно совпадают с данными измерений полос на щелевой развертке (см. рис. 1). Дополнительную информацию о волновом механизме пульсаций дает фотография на рис. 2, г. Известно, что шероховатость стенок интенсифицирует процесс возникновения турбулентных пульсаций. Для изучения влияния неровностей стенки на образование вторичных волн был поставлен специальный эксперимент. В трубе квадратного сечения за счет смещения части трубы, следующей за визуальной секцией, был создан выступ высотой $\sim 0,25$ мм.

Как видно из рис. 2, г, движение простой волны около выступа сопровождается появлением серии волн, следующих одна за другой на расстоянии около 1 мм. Их конфигурация и распространение по всему течению означают,

что у выступа образуется центр повышенного давления, который становится сильным источником эмиссии вторичных волн. Отметим дискретный характер волн эмиссии. Из сказанного следует, что на основе волнового механизма явление интенсификации пульсаций на шероховатых стенках получает простое объяснение.

Результаты анализа экспериментальных данных доказывают, что возмущения течения возникают у стенок в виде центров давления и распространяются в потоке как волновые пакеты, суперпозиция которых формирует пространственно-временное поле пульсаций. Составив представления о природе турбулентных пульсаций, обсудим некоторые соображения, относящиеся к механизму их образования. В качестве модели, наиболее приближенной к условиям эксперимента, используем движение газа перед поршнем.

Основы механизма возникновения пульсаций

Пусть газ находится в трубе ($x > 0$), закрытой поршнем с одной стороны ($x = 0$). В момент времени $\tau = 0$ поршень начинает двигаться по закону $X(\tau)$. Перед поршнем образуется бегущая волна (волна Римана, простая волна). Зависимость скорости газа от времени и координаты $U(x, t)$ определяется параметрическими уравнениями [7]:

$$\left. \begin{aligned} U &= X'(\tau), \\ x &= X(\tau) + (t - \tau) \left[c_0 + \frac{\gamma + 1}{2} X'(\tau) \right], \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где c_0 — скорость звука в покоящемся газе;

γ — показатель адиабаты.

Вместе со скоростью U в волне меняются давление P , плотность ρ , местная скорость звука c :

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma = \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} U \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}}; \quad c = c_0 + \frac{\gamma - 1}{2} U.$$

При этом точка профиля волны перемещается со скоростью $\bar{U} = U + c$, которая является теперь функцией плотности и различна для разных точек. Поэтому не существует определенной постоянной скорости волны: области сжатия выдвигаются вперед, области разрежения отстают, а профиль волны со временем деформируется, образуя цуг возмущений.

Пусть скорость поршня экспоненциально с постоянной времени ϑ стремится к значению U_0 и при этом испытывает малые возмущения, ко-

торые представим периодическими колебаниями с амплитудой g ($g \ll 1$): $X(\tau) = U_0 \exp(1 - \tau/\vartheta) \times (1 - g \sin(n \frac{2\pi\tau}{\vartheta}))$. Моделируя условия экспе-

римента, движение поршня зададим параметрами: $c_0 = 350$ м/с; $U_0 = 5$ м/с; $\vartheta = 0,003$ с; $g = 0,05$; $n = 50$.

Чтобы проследить за эволюцией волны, найдем распределение скорости в волне для моментов времени $t = 0,006$; $0,011$; $0,016$; $0,02$ с. После решения системы уравнений (2) и фильтрации, исключаящей высокочастотные периодические колебания, получим огибающие распределения скорости газа $U(x)$ в волне на разных стадиях ее распространения, которые приведены на рис. 4.

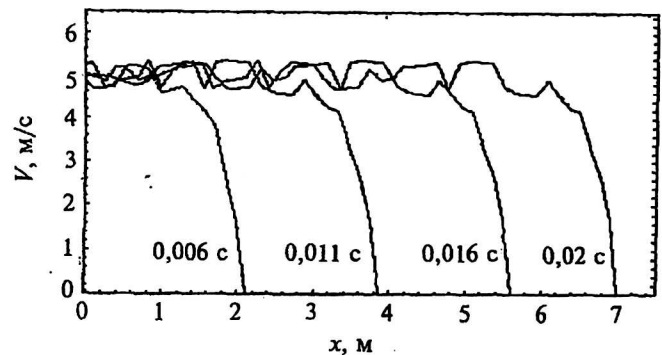


Рис. 4. Эволюция распределения скорости в простой волне

Как и следовало ожидать, крутизна переднего фронта волны со временем нарастает, а в самой волне возникают возмущения скорости в виде цуга волновых пакетов. В конце концов на переднем фронте каждого такого возмущения образуется поверхность разрыва, т. е. ударная волна. Аналитически это означает, что момент и место образования разрыва определяются совместным решением двух уравнений: $(\partial x / \partial U)_t = 0$; $(\partial^2 x / \partial U^2)_t = 0$ (на переднем фронте волны второе уравнение заменяет условие $U = 0$). В слабых ударных волнах при $U_0 \ll c$ скачок энтропии в волне является величиной третьего порядка малости по сравнению со скачком давления. Такие волны распространяются практически со скоростью звука, и в первом приближении для наших целей их можно считать звуковыми.

В одномерной задаче возмущения в простой волне передаются плоскими волнами, и поток импульса направлен только вдоль оси x канала. Но распространение ограниченного по сечению волнового цуга создает, кроме того, поперечный поток импульса и поперечное движение [7]. Как известно, дифракционная расходимость волнового пучка определяется углом $\varphi \sim \lambda/d$, где λ — длина волны; d — диаметр (характерный попе-

речный размер) пучка. На пути $x > x_0 = d^2 / 4\lambda$ диаметр волны увеличивается на $d_x = \varphi x$. Положим, что $d = 3$ см, тогда при $x = 10 x_0$ для d_x получим $d_{10} \sim 7,5$ см. Отсюда следует, что волна возмущения в цуге приобретает форму сегмента сферы.

Таким образом, движение газа в простой волне поддерживается цугом возмущений сферического типа. Такие волны отражаются от стенок, но отражения происходят в особых условиях, при взаимодействии с областью сильного градиента скорости U , который возникает при торможении простой волны стенкой. В поле сильного градиента U волновой фронт возмущения претерпевает искажения, которые ввиду их важного значения далее будут обсуждаться отдельно.

В области градиента скорости должны существовать градиенты других гидродинамических параметров, в частности, давления. В формировании поля давления участвуют три процесса: торможение, эмиссия вторичных волн из зоны торможения, отражение цуга возмущений простой волны. Торможение способствует увеличению давления, эмиссия вторичных волн стремится выровнять его до равновесного уровня, как в задаче об уровне воды при наполнении сосуда с отверстием. Но на установление динамического равновесия между ними влияет цуг возмущений простой волны. Отражение возмущений разрушает однородность области градиентов. Возникающие при этом тангенциальные разрывы тоже являются источниками возмущений [7].

Под действием этих процессов область градиентов превращается в быстро меняющийся конгломерат центров повышенного давления. Возможность появления таких центров на границе течения подтверждает явление отрыва пограничного слоя, локализация которого математически соответствует положению особых точек решения уравнений Прандтля [7]. Локальные центры давления распространяются в потоке как сферические волновые пакеты [11], а суперпозиция прямых и отраженных волн формирует пространственно-временное поле пульсаций.

Представим такой центр в виде шарика радиуса a с избыточным давлением $f(r)$, $r \leq a$. Возмущение распространяется со скоростью звука c как волновой пакет толщиной $2a$. Когда некая точка r находится за пределами толщины пакета, какие-либо изменения гидродинамических параметров в ней отсутствуют. В пределах пакета, где $|r - ct| \leq a$, параметры пульсируют в соответствии с функцией $f(r)$ [7]. Если в окружающем неподвижном пространстве плотность ρ_0 постоянна, то возмущение распространяется как симметричная сферическая волна, а амплитуды

пульсаций u, p, ρ обратно пропорциональны пройденному волной расстоянию $l = ct$:

$$u, p, \rho \sim f\left(\frac{r - ct}{a}\right) \frac{1}{l}. \quad (3)$$

В канале ограниченного сечения отражения от стенок деформируют волновой фронт [11]. На рис. 5, а приведены конфигурации волны в верхней полуплоскости и при отражении от стенок плоского канала высотой d . Нижняя стенка совпадает с плоскостью $x y$, ось z вертикальна.

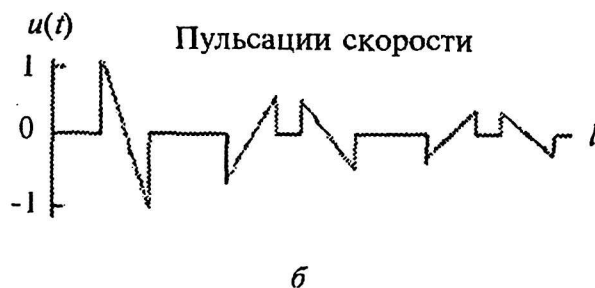
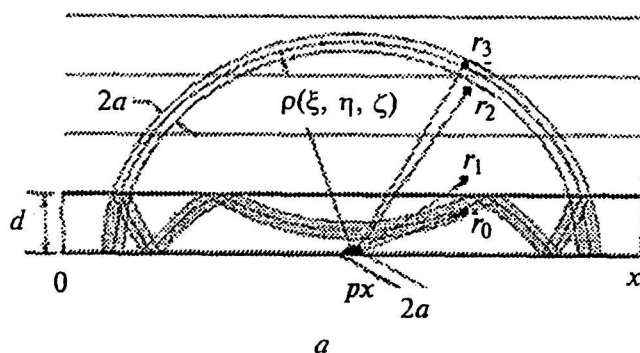


Рис. 5. Конфигурация волны в плоском канале (а) и пульсации скорости в точке наблюдения r_0 (б)

Центр давления возникает в точке rp (x_p, y_p, z_p) в момент времени tp (на рис. 5 $z_p = t_p = 0$). В системе отсчета, связанной с центром давления, положение волны при распространении в полупространстве определяет радиус-вектор $\rho(\xi, \eta, \zeta)$. Конфигурацию волны в канале описывает вектор $r(x, y, z)$. Точку наблюдения в канале зададим вектором $r_0(x, y, z)$. При движении внутри канала волна неоднократно отражается от стенок и создает в точке наблюдения постепенно затухающие пульсации, как показано на рис. 5, б. Совокупность множества точек наблюдения представляет формируемое волной пространственно-временное поле пульсаций. Пульсационное поле сформируется также и при суперпозиции многих волн. При этом параметры rp и tp становятся последовательностями [12].

Предложенный механизм формирования пульсаций позволяет произвести соответствующие вычисления и описать пульсационное пространственно-временное поле. Для этого необходимо вектор $r(x, y, z)$ положения волны в канале выразить (с учетом номера n ее отражения от стенок) через радиус-вектор $\rho(\xi, \eta, \zeta)$ волны в полупространстве, где пульсации известны из формулы (3). Проще всего это можно сделать для плоского канала, так как в нем на координаты x и y число n отражений не влияет, и они остаются постоянными для любых n , тогда как z зависит как от n , так и от того, на какой стенке возникла волна.

Устанавливая зависимость между величинами z и ζ , заметим, что до первого отражения $n = 0$ и, очевидно, $x = \xi$, $y = \eta$, $z = \zeta$. После n отражений точка наблюдения соответствует сопряженная или мнимая точка. Первая мнимая точка есть зеркальное отражение места наблюдения в плоскости стенки, и для нее $\zeta_1 = 2d - z$. Мнимая точка после n отражений имеет ординату $\zeta_{n+1} = \zeta_n + 2d$. На рис. 5, а точка наблюдения r_0 и три ее мнимых изображения r_1, r_2, r_3 иллюстрируют это правило.

До сих пор неявно предполагалось, что само течение на распространение волнового пакета не влияет. Такое предположение на первый взгляд может показаться оправданным, поскольку в дозвуковом потоке, который здесь только и рассматривается, $M \ll 1$, и скорость распространения возмущения значительно превосходит скорость течения. В действительности же такое влияние существует. Поэтому рассмотрим вопрос о распространении волны подробнее, принимая во внимание сильные градиенты скорости течения, которые возникают в канале.

Распространение волны возмущения в потоке

Используем известное выражение для скорости волны $V = (\partial\omega/\partial k)$, в котором k — волновой вектор, $\omega(k)$ — закон дисперсии. Для газа, движущегося со скоростью U , применимо простое дисперсионное соотношение

$$\omega = ck + Uk.$$

Пусть s — единичный вектор в направлении движения пробной точки r волны (в геометрической акустике — звуковой луч). В поле скорости U он меняет направление согласно следующему уравнению [7]:

$$\frac{ds}{dl} = \frac{1}{c} [\text{rot } U, s], \quad (4)$$

где dl — элемент траектории луча в выбранной точке.

Если газ движется с постоянной скоростью, $U = \text{const}$, то $V = ck/k + U$. Направление вектора s не меняется, и волна сносится потоком целиком, сохраняя сферическую симметрию. В случае, когда $U \neq \text{const}$, траектория, как следует из уравнения (4), искривляется. Рассмотрим поведение вектора s в поле скорости U , полагая, что течение в плоском канале (при высоте канала $z = d$) направлено вдоль оси x , а скорость зависит только от ординаты z и нарастает при удалении от стенок, так что для $z = 0$ (или $z = d$) имеем $U = 0$ и $dU/dz > 0$ (или $dU/dz < 0$).

Оценим суммарный угол поворота луча в поле скорости $U(z)$ или $M(z) = U(z)/c$. Введем полярный ϑ и азимутальный φ направляющие углы вектора s и обозначим его начальную ориентацию индексом "0". После интегрирования (4) получим уравнения ($M \ll c$), определяющие углы $\{\vartheta, \varphi\}$ в зависимости от его начальной ориентации $\{\vartheta_0, \varphi_0\}$, и координаты z для данного распределения скорости $M(z)$:

$$\left. \begin{aligned} \sin \vartheta \cos \varphi &= \sin \vartheta_0 \cos \varphi_0 + M(z) \\ \sin \vartheta \sin \varphi &= \sin \vartheta_0 \sin \varphi_0 \end{aligned} \right\}, \quad (5)$$

откуда

$$\left. \begin{aligned} \sin \vartheta &= \sqrt{\sin^2 \vartheta_0 + 2M(z) \sin \vartheta_0 \cos \varphi_0 + M^2(z)} \\ \sin \varphi &= \frac{\sin \vartheta_0 \sin \varphi_0}{\sqrt{\sin^2 \vartheta_0 + 2M(z) \sin \vartheta_0 \cos \varphi_0 + M^2(z)}} \end{aligned} \right\}.$$

По компонентам единичного вектора s можно определить траекторию пробной точки волны в поле скорости $M(z)$. Для этого вначале найдем траекторию при распространении волны относительно центра ее возникновения без учета верхней стенки. Положение волны относительно центра возмущения обозначим безразмерным вектором $\rho\{\xi, \eta, \zeta\}$. В соответствии с уравнениями (5) координаты пробной точки волны в зависимости от пройденного волной пути l описывает система следующих параметрических дифференциальных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\xi}{dl} &= \sin \vartheta_0 \cos \varphi_0 + M(z) \\ \frac{d\eta}{dl} &= \sin \vartheta_0 \sin \varphi_0 \\ \frac{d\zeta}{dl} &= \sqrt{\cos^2 \vartheta_0 - 2M(z) \sin \vartheta_0 \cos \varphi_0 + M^2(z)} \end{aligned} \right\}, \quad (6)$$

$$\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 > a^2$$

Перейдем теперь к переменным в системе координат, связанной с каналом. В ней положение центра волны задано безразмерным векто-

ром $rp\{xp, yp, zp\}$ в масштабе расстояния d , как на рис. 5. В этой точке волна может возникать с задержкой tp ($tp = \tau \frac{c}{d}$) относительно начала отсчета, которая может быть и положительной, и отрицательной. Как ясно из предыдущего, в плоском канале число отражений n волн зависит от ординаты пробной точки ζ , $n = \text{In}(\zeta)$, где In — знак взятия целой части числа. С учетом места rp и времени tp зарождения волны систему уравнений (6) представим в виде

$$\left. \begin{aligned} x &= xp + \int_0^{l-tp} (\sin \vartheta_0 \cos \varphi_0 + M(z)) dl \\ y &= yp + \sin \vartheta_0 \sin \varphi_0 (l-tp) \\ z &= zp + \int_0^{l-tp} \sqrt{\cos^2 \vartheta_0 - 2M(z) \sin \vartheta_0 \cos \varphi_0 - M^2(z)} \times \\ &\times dl - 2 \ln \left[\frac{n+1}{2} (-1)^{n+1} zp \right] \\ n &= \text{In} \left[(l-tp) \sqrt{\cos^2 \vartheta_0 - 2M(z) \sin \vartheta_0 \cos \varphi_0 - M^2(z)} \right] \\ (x-xp)^2 + (y-yp)^2 + (z-zp)^2 &> a^2 \end{aligned} \right\} (7)$$

Система уравнений (7) определяет положение пробной точки волны как функцию пройденного волной пути l с учетом места $rp\{xp, yp, zp\}$ и времени tp возникновения возмущения. Совместное решение (7) и (3) определяет вектор пульсаций исследуемого параметра в этой точке. Однако длина пути l_n пробной точки волны до точки наблюдения после n отражений и изгиба траектории не совпадает с расстоянием r_0 до нее по прямой линии, и выражение (3) следует переписать в виде

$$u, p, \rho \sim (1 - \alpha)^n f \left(\frac{l_n - ct}{a} \right) \frac{1}{l}. \quad (8)$$

Здесь коэффициент $(1 - \alpha)^n$ учитывает ослабление волны при n отражениях от стенок.

Конфигурацию волнового фронта и распределение вектора пульсаций дает вариация направляющих углов $\varphi_0 \in [0, 2\pi]$ и $\vartheta_0 \in [0, \pi/2]$, а эволюцию системы — изменение значения $l = ct$. Причем пределы изменения $\{x, y, z\}$ должны отвечать профилю канала, выбранному объему и стадии развития процесса. Когда параметры rp и tp являются последовательностями, уравнения (7) описывают эволюцию структуры волновых фронтов возмущений в канале, а совместное решение (7) и (8) дает пространственно-временное поле пульсаций гидродинамических параметров течения в канале. Математические пакеты, такие как Mathematica, Maple, MatLab, позволяют вычислить это поле, далее используется система Mathematica 4.2.

Рассмотрим траекторию вектора s (6) в вертикальном сечении $y = 0$ плоского канала, в котором она испытывает наибольшие изменения. Скорость течения представим выражением

$$M(z) = M_0 \{4z(1 - z)\}^{1/m}, \quad (9)$$

где m — параметр, характеризующий режим течения. При ламинарном режиме течения $m = 1$, при турбулентном режиме $m \gg 1$ ($m = 5, 10$), при постоянной по сечению скорости $m = \infty$.

Для принятых условий направление вектора s определяется углом $\vartheta \in [-\pi/2, \pi/2]$:

$$\vartheta = \arcsin (\sin \vartheta_0 + M_0 [4z(1 - z)]^{1/m}). \quad (10)$$

Согласно (10) изменение направления вектора s в поле скорости $M(z)$ при прочих равных условиях зависит от его начальной ориентации. При движении против течения $\vartheta < 0$ траектория искривляется в направлении от стенки. В противоположном случае $\vartheta_0 > 0$ наклон изменяется в направлении к стенке и, начиная с некоторого значения $\vartheta_0 = \vartheta_*$, близкого к $\pi/2$, траектория удаляется от стенки на расстояние не более чем z_* . Пройдя этот максимум, траектория вновь возвращается к стенке. Этот поворот происходит, очевидно, при условии, что вектор s горизонтален, $\vartheta = \pi/2$, тогда (10) дает зависимость z_* от параметров течения и угла ϑ_0 :

$$z_* = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{1 - \sin \vartheta_0}{M_0} \right)^m} \right). \quad (11)$$

Формула (11) относится к нижней стенке, у верхней стенки меняется знак перед корнем.

Поверхность $z_*(m, M_0, \vartheta_0)$ делит волну на два сектора. В секторе больших углов ϑ_0 (малых углов ϑ_0) параметр z_* является действительным числом, определяющим точку поворота луча в сторону стенки. Для малых ϑ_0 значение z_* оказывается мнимым, точки поворота не существует, и луч уходит в область ядра течения. Критическая величина угла зависит от режима течения. Как показывает анализ [13], при ламинарном течении ($m = 1$) движение луча в обратном направлении может происходить лишь в пределах небольшого, прилегающего к стенке сектора волны, $\vartheta_0 > 86^\circ$, тогда как при $m = 5$ и 10 этот сектор расширяется до $\vartheta_0 > 60^\circ$. С ростом m функция $z_*(\vartheta_0)$, означающая смену режима движения вектора s , становится все более резкой.

Отклонение траектории вектора s от прямой линии зависит от расстояния l , которое он проходит в слое сильного градиента скорости толщиной δ [15]. Длина $l_0 = \delta / \cos \vartheta_0$ линии, которая

проходит в этом слое в направлении угла ϑ_0 , быстро растет с углом ϑ_0 , но за счет искривления траектории реальная длина пути l увеличивается еще быстрее, $l \gg l_0$. Выражение для градиента скорости потока дает дифференцирование (9):

$$\frac{d}{dz} M(z) = M_0 \frac{\sqrt[m]{4}}{m} \frac{1-2z}{(z(1-z))^m}$$

При ламинарном течении ($m = 1$) этот градиент мал, и отклонение траектории незначительно. При ядре турбулентного течения градиент скорости практически отсутствует, но резко возрастает у стенок в слое толщиной δ . Например, при $m = 5$ и $M_0 \sim 0,15$ на границе этого слоя ($z = 0,03$) градиент увеличивается по сравнению с ламинарным случаем ($m = 1$, $M_0 \sim 0,005$) в 30 раз. Изгиб траекторий при $\vartheta_0 \geq \vartheta_*$ создает ряд эффектов, которым посвящен следующий раздел.

Структура пограничного слоя

В поле сильного градиента скорости течения волны возмущения деформируются. Деформация при прочих равных условиях является функцией направления, поэтому искажения волны удобно определять по изменениям формы траекторий вектора s с разной начальной ориентацией. Для выяснения особенностей этих деформаций воспользуемся уравнениями (6), имея в виду траектории в плоскости $y = 0$ полупространства с началом отсчета в точке зарождения волны.

Рассмотрим поведение волны в области углов ϑ_0 достаточно больших, но лежащих вне зоны непосредственной близости к $\pi/2$. Турбулентное течение будем характеризовать параметрами $M_0 = 0,05$; $m = 5$. Чтобы не перегружать рисунок деталями, но отразить особенности процесса, ограничим слой у стенки высотой $z \in [0; 0,1]$, а пройденный волной путь — длиной $l \approx 1,2$. Начальные направления лучей зададим значениями углов $\vartheta_0 = 70, 73, 75, 76$ и 77° . Траектории для этих углов приведены на рис. 6.

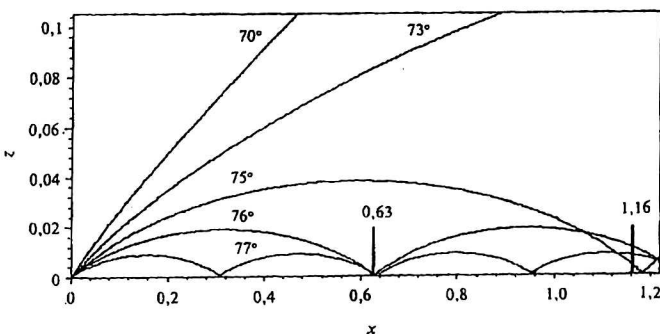


Рис. 6. Распространение звуковых лучей у стенки для углов $\vartheta_0 = 70, 73, 75, 76$ и 77°

Согласно (6) для траектории с начальным углом действительного значения z_* не существует. Траектория отклоняется от первоначального направления всего на несколько градусов и уходит в ядро течения, сохраняя направление распространения практически неизменным.

Начальной ориентации $\vartheta_0 = 73^\circ$ соответствует действительное значение $z_* \approx 0,15$. Достигая максимального удаления от стенки при $\vartheta = \pi/2$, траектория возвращается к стенке, описывая дугообразную кривую длиной $l \approx 4,5$. При такой длине пути амплитуда пульсаций в возмущении уменьшается более чем на два порядка и практически затухает, не дойдя до стенки.

В выделенном слое остаются траектории с начальной ориентацией $\vartheta_0 = \{75, 76, 77^\circ\}$. При их рассмотрении обнаруживаются интересные явления [14, 15]. Эти траектории также образуют дугообразные кривые. Так как они симметричны относительно линии $z = z_*$, абсолютное значение угла падения $|\vartheta_0|$ звукового луча равно углу ϑ_0 его отражения. Лучи совершают циклическое движение, которое продолжается до полного затухания возмущения. Они образуют от одного до четырех циклов и переплетаются. Например, в сечении $x = 1,16$ вместо ожидаемого расположения лучей в порядке $77-76-75^\circ$ наблюдается последовательность $75-77-76^\circ$. В волне, конечно, угол ϑ_0 меняется непрерывно, и при $\vartheta_0 \geq 75^\circ$ в слое высотой $z_*(75^\circ) \approx 0,04$ происходит полное перемешивание лучей, т. е. волновой фронт разрушается.

Здесь необходимо сделать одну оговорку. Приближение геометрической акустики предполагает существование идеального луча с бесконечно малой угловой апертурой. Но если ширина волнового пакета $2a$ превосходит значение z_* , то расчет возмущений следует выполнять методами волновой акустики.

При перемешивании лучей взаимодействие волн формирует свое пространственно-временное поле пульсаций, но характер поля здесь меняется. Изменение процесса формирования дает основание для выделения этой части поля пульсаций в отдельную область, называемую пограничным слоем. Его внутреннюю границу, обращенную к основному потоку, образуют траектории лучей, вдоль которых возмущение не затухает, по крайней мере, в пределах одного цикла. В примере, приведенном на рис. 6 ($m = 5$; $M_0 = 0,05$), эта граница соответствует $z_*(\vartheta_0 = 75^\circ) \approx 0,04$.

Через внутреннюю границу слоя в основное течение уходят лучи с начальным направлением $\vartheta_0 < 75^\circ$. Для большей части этих направлений величина z_* имеет мнимое значение, и траектории монотонно удаляются от стенки. Но в узком

диапазоне ϑ_0 при переходе от пограничного слоя к ядру течения параметр z_* имеет действительные значения. Возмущения вдоль таких траекторий затухают, не доходя до стенки. Выберем в качестве критерия затухания уменьшение амплитуды волны в 100 раз. Тогда, например, для первичного возмущения размером $2a = 0,1$ затухание происходит на длине $l = 5$. Решения уравнений (6) для $l = 5$ и углов $\vartheta_0 \in [72, 73^\circ]$ с шагом $\Delta\vartheta_0 = 0,1^\circ$ приведены на рис. 7.

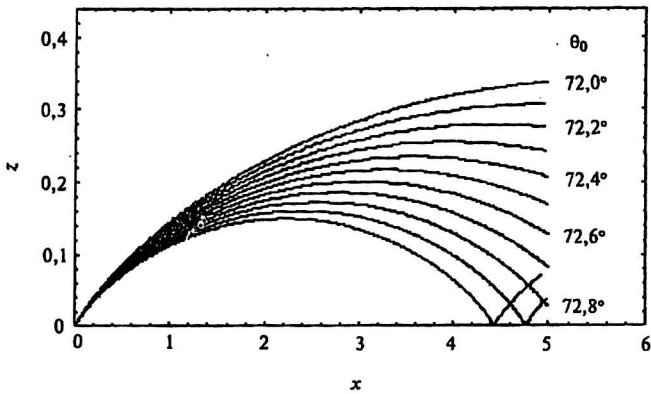


Рис. 7. Траектории лучей в области перехода от пограничного слоя к ядру течения

Из графика видно, что длина $l = 5$ составляет лишь часть расстояния вдоль одного цикла в интервале $\vartheta_0 \in [72, 72,8^\circ]$, в котором траектория описывает дугу вихреобразной формы. Однако график на рис. 7 дает лишь упрощенную картину вихреобразования, поскольку на нем изображено только семейство траекторий, лежащих в плоскости $y = 0$. Для траекторий вне этой плоскости продольная составляющая скорости волны уменьшается и становится переменной величиной. Соответственно меняется структура семейства траекторий и возрастает их кривизна. В общем случае структуру возмущений в канале целесообразнее исследовать с помощью полной системы уравнений (7), учитывающей также отраженные волны. Заметим, что основным параметром, влияющим на структуру возмущений в канале, является число Маха (несмотря на условие $M_0 \ll 1$).

На внешней стороне пограничного слоя, в узкой полоске, непосредственно прилегающей к поверхности стенки, проявляется другое свойство течения. Как известно [7], с пульсациями скорости в волновом пакете связан удельный поток энергии $c\mu^2$. При отражении пакета пульсации скорости на стенке исчезают, и их энергия передается колебаниям давления и плотности. Исчезновение пульсаций скорости у стенки позволяет идентифицировать эту полоску как ламинарный подслой турбулентного пограничного слоя. Высота δ_L подслоя зависит от распре-

деления гидродинамических параметров в первичном возмущении, т. е. от вида функции $f(r, t \leq a)$. Как нетрудно убедиться, для разных видов $f(r, t \leq a)$ толщина подслоя δ_L составляет небольшую часть от величины a , но не превышает $(0,1-0,2)a$.

Отметим еще одно следствие переплетения лучей в пограничном слое, которое связано с совпадением точек (зон) отражения лучей для разных углов ϑ_0 . На рис. 6 одна такая зона находится вблизи $x = 0,63$. Напомним, что в пределах волнового пакета толщиной $2a$ гидродинамические параметры пульсируют. При отражении пакета падающая и отраженная волны взаимодействуют. В зоне взаимодействия, $z \leq a$, вдвое увеличивается амплитуда пульсаций и одновременно в два раза уменьшается их частота. Такие же изменения происходят с пульсациями плотности. Но колебания параметров в соседних секторах одной волны когерентны, и при совпадении их зон отражения взаимодействие не сводится к простой суперпозиции. Возникают нелинейные эффекты и пространственная угловая модуляция.

В этих условиях зоны высотой a , в которых одновременно отражаются элементарные волны с разными углами ϑ_0 , сами становятся источниками новых первичных возмущений. Так как взаимодействие волн происходит в зоне переплетения лучей, что является основным признаком пограничного слоя, первичное возмущение, возникающее в виде центра избыточного давления, можно характеризовать размером $a \approx z_*$.

Таким образом, сформулированные условия определяют области ядра течения, пограничного слоя, ламинарного подслоя и вихреобразных движений турбулентного течения.

Поле пульсаций и его хаотизация

Центр избыточного давления создает в пространстве бегущую волну. Пульсации гидродинамических параметров в волне зависят от времени согласно формуле (8), которая является решением линейного волнового уравнения. Эту зависимость можно интерпретировать как пространственно-временное поле волновой природы. Суммирование колебаний многих волн дает зависимость от времени пульсаций в выбранной точке, а в совокупности они представляют пространственно-временное поле пульсаций в канале.

С помощью системы уравнений (7), (8) или формул для ядра течения в плоском канале и в трубе [13] можно вычислить это поле. Но графические возможности трехмерного изображения ограничены и не позволяют представить одновременно конфигурацию волнового фронта и поле скоростей в зависимости от времени t (или

от параметра l . Поэтому на рис. 8 приведены амплитуды векторов пульсаций (указаны стрелками) в плоском канале для $y = 0$ и двух значений l .

Фактически на рис. 8 показаны кадры анимации двух процессов: распространения одной волны (слева) и семи волн (справа). На кадрах канал выглядит как белая полоса, пространство за пределами канала затенено. Значение параметра l указано в правом верхнем углу затененной части каждого кадра. В первом случае изображены положение волнового фронта и соответствующие ему вектора амплитуд пульсационной скорости. Положение волнового фронта и амплитуда пульсаций в точке наблюдения изменяются со временем вполне предсказуемым образом, и волна создает регулярное поле пульсаций.

При распространении в канале многих (семи) волн на графиках волновые фронты не показаны и изображены только вектора амплитуды пульсаций скорости. На верхнем кадре ($l = 0,3$), как и в случае одной волны, регулярность поля пульсаций очевидна. Результат хаотизации проявляется на нижнем кадре для $l = 2,3$ ($n = 2$). Здесь распределение амплитуд пульсаций скорости и их изменения в точке наблюдения выглядят хаотически, хотя в действительности следуют определенному порядку и, как ясно из предыдущего, поддаются точному расчету.

Заметим, что расчет выполнен для интервала времени зарождения возмущений $tp \leq 0,2$, т. е. почти при одновременном возникновении волн, что обусловлено условиями визуализации векторов. Поэтому хаотизация касается только направления пульсаций. В действительности диапазон tp не ограничен, и при его расширении пульсации будут отличаться не только по направлению, но и по амплитуде, что ясно из сравнения верхнего и нижнего кадров.

Для количественного анализа пульсаций в ядре течения распределение скорости в волновом пакете представим соотношением

$$u = (1 - \alpha)^{n(t)} \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{l_n - t}{a}\right) \frac{l_n - t}{t}.$$

Численный коэффициент в нем принят равным единице, поскольку в первую очередь нас интересуют изменения пульсаций скорости. Напомним, скорость отлична от нуля только внутри волнового пакета толщиной $2a$, $|l_n - t| < a$, поэтому пульсации в точке x, y, z появляются лишь в момент прихода в нее переднего фронта и прекращаются с уходом из нее заднего фронта волнового пакета. Пульсации скорости u в волновом пакете затухают. При $a = \alpha = 0,1$ и $\tau = 10$ их амплитуда уменьшается более чем в 100 раз. Для наших целей пульсациями меньшей амплитуды можно пренебречь и рассматривать период $\tau = 10$ как время жизни волны.

В условиях суперпозиции волн встает вопрос о стадии развития процесса формирования пульсаций. В дальнейшем мы ограничимся установившимся режимом. Если за все время T развития процесса в потоке возникает k возмущений, то в этом случае в канале в среднем постоянно будет находиться $kn\tau/T$ отраженных волн. Обратная величина означает разрешение β процесса во времени или в пространстве.

Определение времени установления структуры пульсаций аналогично задаче об уровне воды в сосуде при постоянном в среднем ее поступлении и при скорости истечения, зависящей от высоты этого уровня. Баланс между рождением и затуханием волн определится выражением типа $\exp(-t/\tau)$. Режим можно считать установившимся с момента времени $t_1 = 3\tau$, когда число волн, одновременно находящихся в канале, отличается от равновесного не более чем на 5 %.

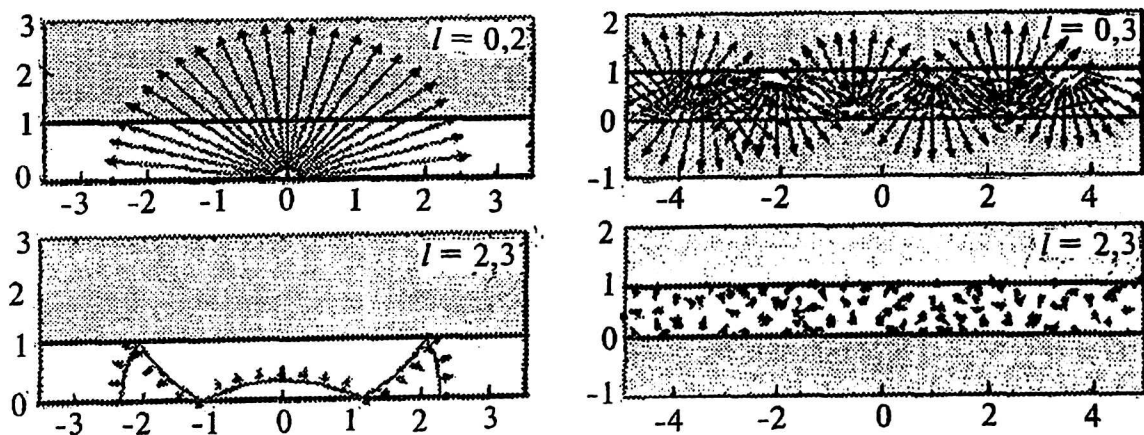


Рис. 8. Пульсации скорости в плоском канале, создаваемые одной (слева) и семью (справа) волнами

Для описания свойств пространственно-временного поля пульсаций в эксперименте обычно регистрируют пульсации во времени в фиксированной точке канала или получают мгновенную фотографию распределения возмущений в каком-нибудь направлении. Оценим вначале свойства пульсации в фиксированной точке на примере скорости. В период динамического равновесия пульсаций интервал времени наблюдения за процессом в выбранной точке должен удовлетворять условию $t \in [t_1, t_2]$, где $t_1 = 3\tau$, а $t_2 (t_2 \leq T)$.

Величина исследуемого объема канала должна отвечать условию динамического равновесия пульсаций в месте наблюдения. Для этого достаточно учесть возмущения, удаленные от точки наблюдения не дальше расстояния, эквивалентного времени жизни волны τ . Отсюда при $\tau = 10$ получаем границы исследуемого объема $\{[x_1, x_2], [y_1, y_2], (z_1, z_2)\} \in \{[0, 20], [0, 20], (0, 1)\}$ с центром в точке $x = y = 10$. Пульсации в точке (x, y, z) найдем, суммируя кусочно-гладкую функцию $u(x_1, x_2, y_1, y_2, z_1, z_2, t_1, t_2, xp, yp, zp, tp, x, y, z, n, k, T)$ по всем k волнам и их отражениям от стенок.

В примерах, которые здесь приводятся, принято значение $k = 100$. Точка наблюдения задана координатами $\{x, y, z\} = \{10; 10; 0,7\}$, исследуе-

мый период — промежутком $[t_1, t_2] = [30, 50]$ при длительности процесса $T = 50$. При численном определении пульсаций полное время наблюдения за процессом разбивалось на $N = 2000$ интервалов. При распространении в канале многих волн необходимо также выбрать вид последовательностей rp и tp . Реальное значение имеют варианты, когда серия возмущений возникает в случайных или фиксированных точках rp , а моменты времени tp могут быть как случайными, так и периодическими или квазипериодическими.

Спектры пульсаций скорости в виде преобразования Фурье $A[u(t)]$ как функции частоты ν для трех типов последовательностей rp и tp приведены в верхнем ряду рис. 9. Частота представлена числом N разрешаемых интервалов согласно $N = 20\nu + 1$. Графики на рис. 9, а соответствуют случайным значениям последовательностей rp и tp ; рис. 9, б представляет вариант, в котором возмущения в каждой из пяти равномерно расположенных точек возникают в случайные моменты времени; вариант рис. 9, в отличается от предыдущего тем, что последовательность tp также упорядочена и имеет период 0,05 T.

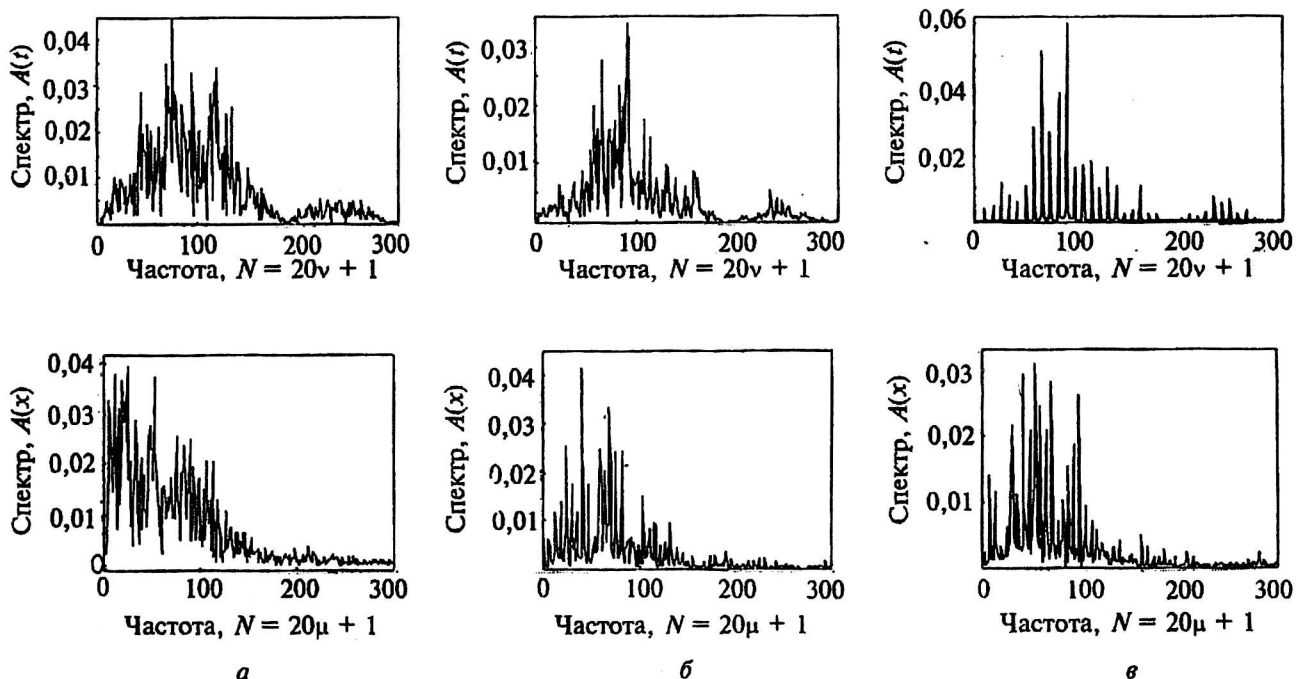


Рис. 9. Спектры пульсаций скорости в точке $x = y = 10, z = 0,7$ во времени $t \in [30, 50]$ (верхний ряд) и структура пульсаций вдоль линии $x \in [10, 30], y = 10, z = 0,7$ в момент $T = 50$ (нижний ряд): а — случайные rp и tp ; б — пять заданных rp при случайных tp ; в — пять точек rp с периодом $tp = T/20$

Найдем теперь структуру пульсаций, пространственный спектр Фурье $A[u(x)]$ скорости u вдоль отрезка r , параллельного оси x , в условиях и в объеме предыдущего расчета, в момент времени $t = T = 50$. Зависимость пульсаций от координат выбранного отрезка r определяется суммированием кусочно-гладкой функции $u(x_1, x_2, y_1, y_2, z_1, z_2, t_1, t_2, x_p, y_p, z_p, t_p, x, y, z, r, n, k, \tau, T)$ по всем k волнам для последовательности точек выделенного отрезка. Однако чтобы обеспечить ту же удельную плотность возмущений на отрезке r , необходимо учесть краевой эффект. Для этого увеличим протяженность области зарождения возмущений с каждой стороны на расстояние, соответствующее времени жизни волны $\tau = 10$, и скорректируем число возмущений. Для $\tau = r = 10$ это дает $k = 200$ и рабочий объем $\{x_1 - x_2, y_1 - y_2, z_1 - z_2\} = \{0 - 40, 0 - 20, 0 - 1\}$. Структуры пульсаций приведены на нижних графиках рис. 9.

Спектры Фурье $A[u(x)]$ распределения скорости $u(x)$ в зависимости от пространственной частоты μ приведены в интервале $x \in [10, 30]$ с шагом $\Delta x = 0,01$ для значений $y = 10, z = 0,7$ и $T = 50$. Пространственная частота выражена числом N разрешаемых элементов согласно соотношению $N = 20\mu + 1$. Разрешение β , выбранное для времени жизни $\tau = 10$, отвечает спектральному диапазону $N = 1000$ (полосе частот $\mu = 50$), но спектры на графиках ограничены наиболее информативной частью, составляющей $\mu \approx 15$. Характеристики последовательностей rp и tp для спектров во времени и в пространстве идентичны.

Как показывает сопоставление спектров $A[u(t)]$ и $A[u(x)]$, пространственные характеристики пульсаций похожи на свойства пульсаций во времени. Максимумы огибающих спектров расположены на частоте $\nu = \mu = 1/2a$, в спектрах видны отдельные линии. Первая такая линия расположена на частоте $\nu = \mu = 2$, что совпадает со средней частотой зарождения возмущений, но есть и различия. В низкочастотной (длинноволновой) области плотность пространственных спектров значительно превосходит плотность спектров во времени, это различие вполне объяснимо.

Характерная частота в фиксированной точке связана с толщиной $2a$ волнового пакета. Плотность спектра на других частотах зависит от длины когерентности цуга пульсаций, участвующих в суперпозиции. Но в точке наблюдения возможность увеличения длины цуга свыше $2a$ уменьшается, что и приводит к падению плотности спектра в области низких частот. При пересечении же волной отрезка, на котором изучается пространственный спектр, длина когерентности автоматически возрастает с увеличением радиуса волнового пакета.

Из рис. 9 видно, что существует и другая особенность пульсаций. Она состоит в том, что графики *a, б, в* отличаются контрастом спектральных линий, т. е. регулярностью пульсаций. Нерегулярность поля волновой природы может быть обусловлена разными причинами: нелинейностью волнового уравнения, формой границ канала, граничными значениями поля, т. е. функцией источников возмущений. В нашем случае исследуются решения линейного волнового уравнения, поэтому причину нерегулярности поля пульсаций следует искать в закономерности последовательностей rp и tp возникновения возмущений и в условиях, когда форма границ канала аналогична бильярду Синая, в котором роль кривых границ играет кривизна фронта волны.

Нерегулярное волновое поле может быть стохастическим или случайным. Внешне стохастический процесс не отличается от реализации случайного. Оба имеют сплошной спектр Фурье и спадающую автокорреляционную функцию. Однако случайный процесс в отличие от стохастического генерируется системой с неограниченным числом степеней свободы. В нашем случае используется конечное число возмущений, поэтому характер нерегулярности определяется свойствами последовательностей rp и tp .

При случайном распределении возмущений в последовательностях rp и tp (см. рис. 9, *a*) для пульсаций характерен непрерывный спектр, на фоне которого видны отдельные выбросы. При упорядоченной последовательности rp и случайном распределении tp (см. рис. 9, *б*) полуширина спектра сужается и заметно возрастает изоляция выбросов. Для возмущений с полной упорядоченностью последовательностей rp и tp отдельные выбросы становятся в спектре доминирующими, а в случае верхнего графика с спектр фактически состоит из 23 отдельных линий.

Средний частотный сдвиг линий, составляющая 0,4, определяется постоянной частотой зарождения группы из пяти возмущений с периодическим распределением в последовательности rp . Этот спектр описывает периодические колебания скорости, которые во времени можно считать регулярными. Интересно отметить что непрерывная часть соответствующего ему пространственного спектра (см. рис. 9, *в*) более заметна, и распределение пульсаций вдоль оси x является скорее стохастическим.

Таким образом, степень упорядоченности пульсаций зависит от вида последовательностей rp и tp . Существуют два крайних состояния пульсаций. При случайном зарождении первичных возмущений пульсации в точках наблюдения носят случайный характер. При полностью

упорядоченном зарождении возмущений в точках наблюдения исследуемого объема колебания скорости становятся регулярными. Но быстрые изменения поля пульсаций, обусловленные высокой скоростью звуковой волны, разнообразием конфигураций возмущений и широкой полосой частот, создают впечатление хаотичности пульсаций, даже если в действительности они регулярны.

В заключение выясним, какие исходные параметры и как они влияют на спектр пульсаций в канале. Очевидно, что задержка старта волны tp на вид спектра не влияет, тогда как удаление источника от места наблюдения rp должно деформировать пульсации скорости и спектр, что связано с затуханием и изменением угла отражения. Скорость u в волновом пакете пропорциональна t^{-1} , поэтому от времени наблюдения T (или максимального значения n) зависит минимальная амплитуда пульсаций и, следовательно, высокочастотная часть спектра, требующая соответствующего количества разрешаемых элементов N .

Менее очевидна роль размера a и вида функции $f(r)$ распределения параметров в исходном возмущении, а также коэффициента потерь α . Об их влиянии дает представление функция (8) в интегральной форме преобразования Фурье. При интегрировании два сомножителя этой функции дали бы соотношение типа интегральный синус si . Как известно, в низкочастотной части спектра он равен $\pi/2$, но с увеличением частоты si аппроксимируется выражением типа $\cos\psi/\psi$, при этом частота ν (или μ) заменяется в нашем случае произведением $a\nu$ (или $a\mu$), т. е. спектр в той или иной степени будет промодулирован, и полоса частот должна расти с уменьшением a . Согласно (8) свои коррективы в форму спектра вносит вид функции $f(r)$, а также коэффициент потерь α , обуславливающий скачок скорости пульсаций при отражении волны.

Влияние этих параметров на спектр рассмотрено в работах [12 и 13]. Расчеты показали, что полоса частот спектра пульсаций определяется толщиной $2a$ волнового пакета. Спектр содержит гармоники, полуширина которых и расстояние между ними также зависят от величины $2a$. Декремент затухания гармоник в значительной степени связан с функцией $f(r)$ и ее спектром и может отличаться в несколько раз. Наименьшее значение декремент имеет в случае прямоугольной формы функции $f(r)$. Увеличение коэффициента потерь α при отражении волны сглаживает спектральную характеристику. Его влияние заметно сказывается начиная с 0,03, и при значении 0,3 выбросы на спектральной кривой становятся едва различимыми.

Итак, по заданным исходным условиям можно построить пространственно-временное поле пульсаций в канале. С другой стороны, приведенные примеры показывают, что количественные характеристики пульсаций сильно зависят от исходных параметров. Эта зависимость позволяет решить обратную задачу и по имеющимся спектрам определить многие свойства как самих исходных возмущений, например размер a и распределение параметров $f(r \leq a)$, так и закономерности последовательностей rp и tp . Указанная методика была применена при изучении структуры пробоя газовой мишени в поле волнового пучка с компенсацией дифракционной расходимости для процессов микронных размеров и пикосекундного диапазона [16–18].

Компоненты пульсаций в поле градиента скорости течения

С распространением волнового пакета в поле градиента скорости течения связано еще одно интересное свойство пульсаций, которое проявляется в изменении отношения их компонент. В ядре течения, где можно пренебречь градиентами скорости и использовать прямолинейность траекторий, система уравнений (7) превращается в систему алгебраических уравнений [13]. Прямолинейность траекторий означает, что прямые и отраженные волны с произвольной начальной локализацией возмущений участвуют в суперпозиции в любой точке канала. Единственным критерием для оценки вклада волны в возмущение параметров является ее затухание, т. е. расстояние l до точки наблюдения в направлении соответствующего луча.

В случае сложного профиля скорости течения суперпозиция волн тоже формирует пространственно-временное поле пульсаций. Но в суперпозиции участвуют волны, траектории которых искривляются и, соответственно, их вклад в возмущение параметров в заданной точке начинает сложным образом зависеть от целого ряда факторов: выше или ниже по течению расположена точка зарождения возмущения относительно точки наблюдения, каково расстояние между этими двумя точками и, наконец, каково удаление места наблюдения от стенки. Рассмотрим указанные процессы в сечении $y = 0$ плоского канала.

Через точку $z = z_*$ проходит сколь угодно траекторий с разной начальной локализацией xp , но для каждого z_* существует предельное расстояние x_* , за которым восходящие траектории в эту точку z_* не попадают. Предельная траектория имеет предельный начальный наклон ϑ_* , который зависит от M_0 и m . Но в точку z_* приходят

волны не только по восходящей ветви траекторий, но и по нисходящей. Последние тоже участвуют в суперпозиции, однако длина пути вдоль таких траекторий зависит от положения точки наблюдения относительно стенки и что существенно, что изменение наклона лучей ϑ вызывает перераспределение вкладов в продольные и поперечные компоненты пульсаций.

Поясним сказанное на примере потока с параметрами $M_0 = 0,05$ и $m = 5$, сопоставляя суперпозицию возмущений в точках: $\{x, z\} = \{0; 0,5\}$ и $\{x, z\} = \{0; 0,1\}$. Траектории лучей в этих точках показаны на рис. 10. Для упрощения картины процесса приняты во внимание только волны, берущие начало на ближней стенке. Учет отраженных волн не меняет общего хода рассуждений.

Как видно из рис. 10, влияние профиля скорости $M(z)$ проявляется прежде всего в том, что симметрия траекторий относительно точки наблюдения $x = 0$ нарушается. Возмущения, расположенные вниз по течению, справа от линии $x = 0$, имеют начальные координаты $x_p > 0$, обозначим их через x_p^+ . Аналогично координаты области вверх по течению обозначим через x_p^- . Возмущения из области x_p^+ усиливают поперечную компоненту u_z пульсаций по сравнению со случаем симметричных траекторий, а возмуще-

ния из области x_p^- усиливают продольную компоненту u_x .

Из области x_p^+ в точку наблюдения попадают элементы волн с начальной ориентацией траекторий во всем диапазоне углов $\vartheta_0 \in [0, -90^\circ]$. Начальная ориентация лучей, приходящих в эту точку из области x_p^- , ограничена значениями ϑ_0 , близкими к ϑ_* , $\vartheta_0 \in [0, \sim\vartheta_*]$. Но по протяженности область x_p^- значительно превышает область x_p^+ . Соответственно, учет профиля скорости течения при равномерном распределении pp -возмущений по поверхности стенки даст преимущественную ориентацию вектора пульсаций u в направлении потока U .

Именно эта тенденция была обнаружена в экспериментах, проведенных Г. Райхардта [19] с каналом и П. С. Клебанова [20] — с плоской пластинкой [3]. Г. Райхардт измерял пульсации в воздушном потоке в канале прямоугольного поперечного сечения шириной 1 м и высотой 24,4 см. Число Маха составляло $M_0 = 0,003$ ($U_0 = 100$ см/с), число Рейнольдса несколько превышало 10^4 . Измеренные им распределения квадратичных средних продольных $\sqrt{u^2}$ и поперечных $\sqrt{w^2}$ пульсаций приведены на рис. 11, а как отношение текущей величины к максимальному значению продольных пульсаций $(\sqrt{u^2})_{\max}$.

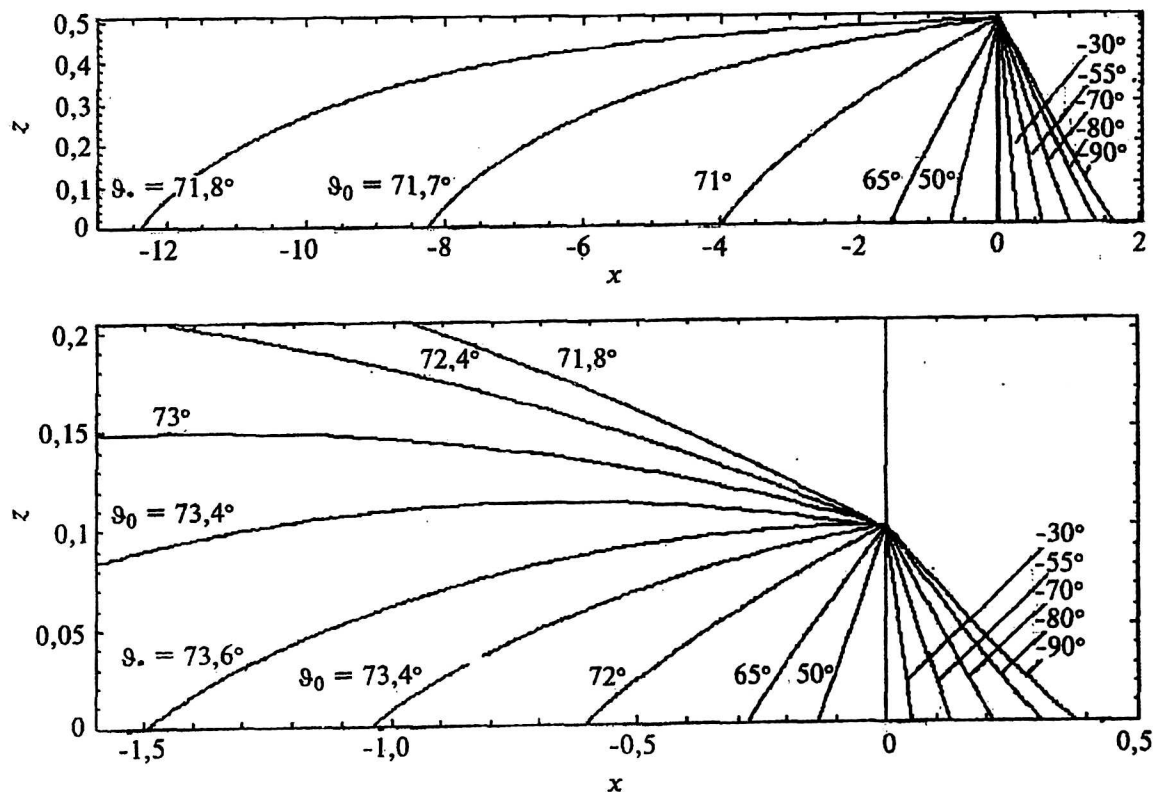
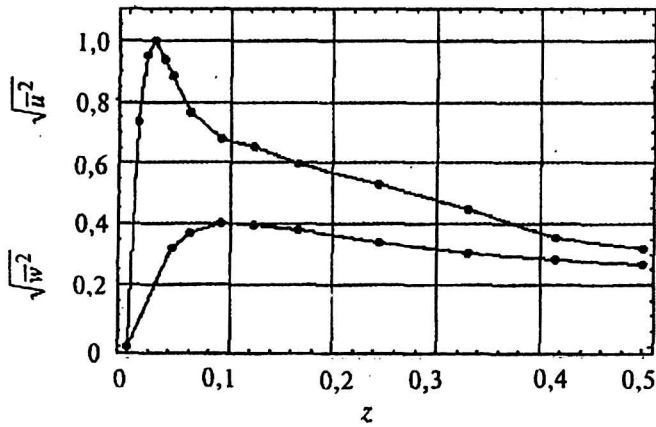
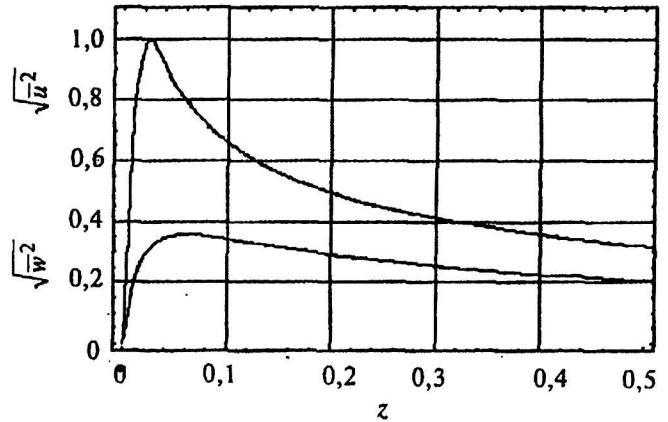


Рис. 10. Траектории лучей к точкам наблюдения $\{x, z\} = \{0; 0,5\}$ и $\{x, z\} = \{0; 0,1\}$



а



б

Рис. 11. Изменения продольных $\sqrt{u^2}$ и поперечных $\sqrt{w^2}$ пульсаций скорости в канале: а — эксперимент Г. Райхардта; б — расчет компонент пульсаций

Измерения показывают, что поперечная компонента пульсаций слабо зависит от z , тогда как продольная компонента имеет на расстоянии $\delta \approx 0,03$ от стенки резкий максимум. Этот результат, до сих пор не получивший должного объяснения, на основе волнового механизма интерпретируется естественным образом. Более того, в рамках этого механизма имеется возможность количественно описать компоненты пульсаций.

Используя соотношение (8), запишем компоненты пульсаций скорости в виде:

$$u \approx f\left(\frac{l_n - l}{a}\right) \sin(\vartheta) / l; \quad w \sim f\left(\frac{l_n - l}{a}\right) \cos(\vartheta) / l. \quad (12)$$

Входящие в (12) переменные означают: l — пройденное волной расстояние, l_n — расстояние до точки наблюдения, ϑ — угол наклона луча в этой точке, $a = \delta$ — характерный размер первичного возмущения.

Их значения можно рассчитать, решая уравнения (7), (8). Но в целях демонстрации метода получим аналитические выражения для компонент пульсаций, несколько упростив схему расчета. Для этого исключим из рассмотрения отраженные волны и заменим дуговую траекторию, соединяющую точки $\{xp-x, z=0\}$ и $\{xp=x, z\}$, прямой линией.

В данной задаче выбор координаты x места наблюдения произволен, ордината z изменяется в пределах полувысоты канала. Распределение xp вдоль оси x считаем равномерным, а положение первичного возмущения ограничим пределами $xp \in [-10, 10]$. За пределами этого интервала амплитуда пульсаций уменьшается более чем в

$(xp/\delta) = 330$ раз, и в наших целях ими можно пренебречь. Тогда зависимость среднеквадратичных компонент пульсаций от координаты z найдем, выражая входящие в соотношения (12) величины через xp и z :

$$\begin{aligned} \sqrt{u^2} &\sim \sqrt{2 \int_0^{10} \left(\frac{(1+\varepsilon)xp}{xp^2 + (z+a)^2} \right)^2 d(xp)}; \\ \sqrt{w^2} &\sim \sqrt{2 \int_0^{10} \left(\frac{(1-\varepsilon)xp}{xp^2 + (z+a)^2} \right)^2 d(xp)}. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь коэффициент ε введен для компенсации искажения вкладов в пульсации за счет изгиба траекторий под действием градиента скорости потока. Параметр a в знаменателе учитывает тот факт, что выражение (8) справедливо вне пограничного слоя, и при интегрировании уравнений (7) $z > a$. При построении графиков учтено, что в объеме первичного возмущения поле скоростей падает от ее наибольшего значения при $z = a$ до нуля при $z = l = 0$. Этот тип распределения пульсаций сохраняется при суперпозиции серии возмущений, составляющих пограничный слой.

Компоненты пульсаций, найденные по формулам (13), представлены на рис. 11, б. В расчетах принято значение коэффициента $\varepsilon = 0,2$. Сопоставляя графики рис. 11, заключаем, что модельные зависимости вполне удовлетворительно описывают результаты измерений. Заметим, значение $\varepsilon = 0,2$ является результатом весьма грубой аппроксимации, поэтому при необходимости более точного расчета компонент

пульсаций следует решать систему уравнений (7) и (8).

В экспериментах Г. Райхардта скорость потока воздуха составляла $U = 100$ см/с, а пульсации скорости $u \sim 5$ см/с. В звуковой волне пульсации скорости u и давления p связаны соотношением $u/c = p/P$ [7]. Отсюда легко найти экспериментальное значение отношения давлений, $p/P \approx 10^{-4}$. Для воздуха при атмосферном давлении ($p_0 \approx 10^5$ Па) имеем $p \approx 10$ Па, или $\sim 0,1$ мм рт. ст. Такие же пульсации наблюдались в экспериментах с трубой квадратного сечения, описанных выше. Значения пульсаций $u \sim 5$ см/с и $p \approx 10$ Па не являются сколько-нибудь экзотическими. Звуковые волны с пульсациями такого уровня создаются человеческим голосом.

Заключение

Механизм пульсаций гидродинамических параметров турбулентного течения связан с формой возмущающего движения. В экспериментах исследовались неоднородности плотности потока в трубе, аналогичного течению газа в волне Римана перед поршнем. Анализ шпиренграмм показал, что возмущения представляют собой центры избыточного давления, которые возникают при торможении потока на его границах у стенок, в области градиента скорости течения.

Возмущения распространяются по потоку в виде постепенно затухающих акустических волновых пакетов. Суперпозиция волн, прямых и отраженных от границ течения, формирует в потоке пространственно-временное поле пульсаций. Соответственно, пульсации, рассматриваемые ранее как невоспроизводимые, в действительности можно описать, решая волновое уравнение. Для течения $M \ll 1$ амплитуда колебаний гидродинамических параметров в таких волнах лежит в диапазоне громкости человеческого голоса.

На основе волновых представлений о пульсациях даны определения пограничному слою, ламинарному подслою и вихреобразованию. В ядре течения фронт волны возмущения имеет форму, близкую к сферической. В поле сильного градиента скорости течения волновой фронт разрушается. Область разрушения волн интерпретируется как пограничный слой. Под влиянием волн, компенсирующих потери энергии потока на трение, в пограничном слое воспроизводятся новые возмущения соответствующего его толщины размера.

На внутренней границе пограничного слоя, при переходе к ядру течения, звуковые лучи волнового пакета принимают вихреобразную форму. На внешней границе уменьшение амплитуды пульсаций скорости при отражении волно-

вого пакета создает непосредственно у стенки ламинарный подслой. Простое физическое объяснение получают такие явления, как диффузия энергии в область мелкомасштабных колебаний, перемежаемость, корреляция пульсаций, увеличение продольной компоненты пульсаций у стенки. Основным параметром, влияющим на свойства течения, является число Маха, несмотря на условие $M \ll 1$.

Соотношения, полученные в рамках волнового механизма, позволяют рассчитать пространственно-временное поле пульсаций параметров. Детерминированное распространение волновых пакетов создает при суперпозиции хаотическое поле пульсаций. Они имеют непрерывные спектры Фурье, но становятся случайными только при случайном характере последовательности зарождения возмущений во времени и пространстве.

Свойства пространственно-временного поля пульсаций сильно зависят от параметров течения и, соответственно, от условий задачи. Это дает возможность в ряде случаев решить задачу в обратной постановке и найти значения параметров процесса по результатам измерений пульсаций во времени или пространстве.

Литература

1. Рабинович М. И., Суцник М. М. Турбулентность: Физическая энциклопедия. — М., БРЭ.
2. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. — СПб., 1992.
3. Schlichting H. Grenzschicht-Theorie. V. G. Braun. Karlsruhe. 1960: Пер. с нем.: Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1969.
4. Lord Rayleigh// Scientific Papers. 1887. V. 3. P. 17; 1913. V. 6. P. 197.
5. Lorentz H. A. Über die Entstehung turbulenter Flüssigkeitsbewegungen und über den Einfluß dieser Bewegungen bei der Strömung durch Röhren. Abh. Theor. Physik., Teubner, Leipzig, 1907. S. 43.
6. Prandtl L. Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung. Verhandlg. III. Intern. Math. Kongr., Heidelberg. 1904. P. 484—491.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. — М.: Наука, 1988.
8. Зельдович Я. Б. Теория горения и детонации газов. — М. — Л. Изд. АН СССР, 1946.
9. Пятницкий Л. Н. О механизме ускорения пламени при переходе нормального горения в детонацию// ДАН СССР. 1962. Т. 144. № 6. С. 1262—1264; О структуре двойного разрыва при нестационарных режимах горения// Там же. 1967. Т. 176. № 3. С. 631—635.
10. Pyatnitsky L. N. Origin of turbulent pulsations. Proceed. 4d Intern. Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications. Moscow. IVTAN. 2003. P. 340—349.
11. Пятницкий Л. Н. К вопросу о природе турбулентности// ЖЭТФ. 1998. Т. 113. С. 191—203.
12. Pyatnitsky L. N. Mechanism for hydrodynamic pulsations// Physics of Vibrations. — Moscow. 2000. V. 8. № 3. P. 184—207.
13. Пятницкий Л. Н. Моделирование турбулентности// ЖЭТФ. 2001. Т. 119. Вып. 4. С. 665—684.

14. Pyatnitsky L. N. A concept of turbulence. Proceed. 3d Intern. Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics in Aerospace Applications. — Moscow. IVTAN. 2002. P. 407—414.

15. Пятницкий Л. Н. Структура турбулентного пограничного слоя// Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. № 9. С. 9—17.

16. Пятницкий Л. Н. Структуры плазменных каналов бесселевых пучков// Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 9. С. 846—858.

17. Pyatnitsky L. N. Structure of extended laser spark. Proceed. 4d Intern. Workshop on Magneto-Plasma Aerodyna-

mics in Aerospace Applications. — Moscow. IVTAN. 2003. P. 118—128.

18. Пятницкий Л. Н. Неоднородности лазерной искры в пучках с компенсацией дифракционной расходимости// Прикладная физика. 2003. № 1. С. 55—64.

19. Reichardt H. Messungen turbulenter Schwankungen. Naturwissenschaften 404, 1938.

20. Klebanoff P. S. Characteristics of turbulence in boundary layer with zero pressure gradient. NACA. Rep. 1247, 1955.

Wave model of hydrodynamic turbulence

L. N. Pyatnitsky

Institute for High Temperatures of RAS, Moscow, Russia

The wave mechanism of hydrodynamic parameter pulsation in turbulent flow, and thereof spatial-temporal field calculation technique are suggested. Nature of turbulent boundary layer, laminar sublayer, and vortices are explained. Process of deterministic exciting motion transformation into chaotic field is explored. Distributions of longitudinal and transversal components of velocity pulsations in channel are computed to compare with experimental ones.