

УДК 534.2.532

## МУЛЬТИФРАКТАЛЬНОСТЬ И УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТИ ПРИСТЕНОЧНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

© 1996 г. В. В. Зосимов

Научно-исследовательский институт прикладной акустики  
141980 Дубна-1, п/я 36

Поступила в редакцию 05.04.95 г.

Путем анализа цифровых записей сигналов датчиков давления исследуется перемежаемость пристеночных пульсаций давления в турбулентном пограничном слое (ТПС) при течении в трубе. Перемежаемость проявляется в наличии аномально больших выбросов амплитуд давления, имеющих более сложную структуру, чем импульсный процесс с независимыми интервалами. Изучаются зависимости статистических моментов выборочных средних квадратов пульсаций давления от времени усреднения. Установлены скейлинговые свойства этих моментов при изменении времени усреднения в интервалах, превышающих время корреляции процесса. Для всех исследованных режимов течения совпадают показатели скейлинга и безразмерные границы интервалов скейлинга, составленные с участием величин скорости потока и толщины ТПС. Это указывает на то, что перемежаемость пульсаций давления обусловлена перемежающимся характером производства турбулентной энергии в ТПС в процессе развития когерентных структур – турбулентных “всплесков”. Нормированные на средний период появления турбулентных “всплесков” верхние границы интервалов скейлинга близки к единице и одинаковы для разных скоростей потока и толщины пограничного слоя. Скейлинг моментов интерпретируется в терминах мультифрактальной модели. Получен универсальный для всех режимов течения мультифрактальный спектр процесса.

Механизмы генерации акустического шума турбулентным пограничным слоем (ТПС) при малых числах Маха по существующим представлениям сводятся к преобразованию вязких волн в продольные при отражении от твердой границы [1]. Сами же источники вязких волн определяются турбулентными пульсациями скорости и завихренности, не имеющими для ТПС столь же полного описания, как в случае изотропной однородной турбулентности. Это связано с перемежающимся во времени и пространстве процессом генерации турбулентной энергии в так называемых турбулентных “всплесках” – когерентных структурах, охватывающих всю толщину пограничного слоя [2]. Такие структуры возникают вследствие развития каскада неустойчивостей в пристеночном потоке.

Первый этап развития неустойчивости – возникновение примыкающих к стенке продольных вихрей, образующих периодическую в поперечном направлении структуру. Затем эта структура разрушается за счет локальных неустойчивостей, приводящих к выбросу вихрей в толщу пограничного слоя. Максимальный инкремент нарастания неустойчивостей первого типа зависит от уровня турбулентной энергии и пространственного периода вихрей. При этом с ростом турбулентной энергии пространственный период падает [3]. С другой стороны, приводящая к увеличению турбулентной энергии вторичная неустойчивость

продольных вихрей проявляется, если их пространственный период достаточно велик. Таким образом, возникает система с обратной связью, в которой рост турбулентной энергии приводит к снижению ее производства, а снижение энергии сопровождается увеличением ее производства [3].

Эта система существенно нелинейна. Развитие неустойчивостей имеет пороговый характер, а производимая при “всплесках” энергия передается другим областям течения в процессе нелинейной турбулентной диффузии. Процесс “всплесков” является результатом самоорганизации в такой системе и должен иметь нетривиальные статистические характеристики. Видимо поэтому, несмотря на наличие ясных экспериментов по визуализации пристеночного потока, данные о пространственном и временном распределении “всплесков” неполны. Известны лишь средние по большому количеству наблюдений периоды их появления, а также размеры, скорости сноса и времена жизни возникающих при всплесках структур [2].

Проведенные в [4] на основании этих данных оценки вклада “всплесков” в шум ТПС и их сравнение с данными измерений [5], выполненных на малощумном гидродинамическом стенде, показали, что структуры дают определяющий вклад в мощность акустического шума ТПС.

Вязкие волны затухают на длине волны, которая в рассматриваемом диапазоне частот мала ( $\approx 0.01$  см) по сравнению с размерами ТПС. Поэтому вязкий механизм генерации пульсаций давления обуславливает практически локальную связь между источниками вязких волн в ТПС и пульсациями давления на стенке. Это обстоятельство должно, очевидно, приводить к перемежаемости шума ТПС. Статистические характеристики перемежаемости шума дают информацию и о характеристиках "всплесков".

В одной из первых работ [6], где исследуются характеристики перемежаемости, измерялся эксцесс (отклонение четвертого момента от гауссова) распределения амплитуд пульсаций давления в треть-октавных полосах частот. Эксцесс имел значительную положительную величину, растущую с ростом частоты. Это указывает на наличие больших выбросов амплитуды пульсаций. Проведенный в [7] анализ спектров пристеночных пульсаций давления для ТПС при малых числах Рейнольдса подтвердил определяющий вклад "всплесков" в высокочастотную часть спектра пульсаций.

В работе [8] перемежаемость исследовалась путем анализа статистических моментов суммы квадратов пульсаций в зависимости от интервала суммирования. Установлены скейлинговые свойства моментов, сформулированные в терминах мультифрактальной модели.

Однако в [8] не были определены верхние границы интервалов скейлинга в силу ограниченных возможностей аппаратуры цифрового анализа сигналов.

Цель настоящей работы – подробное исследование структуры перемежаемости пристеночных пульсаций давления, развивающее подход, намеченный нами в [8]. Ограничение, заключающееся в недостаточной длине анализируемых записей сигнала, в настоящей работе отсутствует, что позволяет определить границы интервалов скейлинга. Анализ их зависимости от скорости потока и толщины ТПС дает возможность связать исследуемую перемежаемость пульсаций давления с процессом генерации турбулентной энергии в турбулентных "всплесках". Таким образом, полученные данные указывают и на самоподобную временную структуру самих всплесков, что ранее не отмечалось в работах по непосредственному исследованию структур в пограничном слое [2].

Исследования проводились на малозумном гидродинамическом стенде с гравитационным напором. Рабочий участок стенда длиной 3 м представляет собой трубу прямоугольного ( $2 \times 7$  см<sup>2</sup>) сечения. Поток образуется при истечении воды через рабочий участок из напорного бака в приемный бак. Разность уровней воды в напорном и приемном баках около 10 м. Диапазон средних по сечению рабочего участка скоростей потока со-

ставляет 5–10 м/с. Между напорным баком и рабочим участком имеется промежуточный успокоительный бак, соединенный с рабочим участком через конфузур. Конец рабочего участка через диффузор соединен с акустически заглушенным успокоительным баком, из которого вода поступает в приемный бак. Скорость потока регулируется задвижкой между вторым успокоительным баком и приемным баком. Верхняя и нижняя – широкие стенки рабочего участка выполнены из полированной стали, причем верхняя стенка составная, что позволяет устанавливать идентичные датчики пульсаций давления на разных расстояниях от начала рабочего участка. Боковые стенки плексигласовые.

Акустико-гидродинамические характеристики стенда хорошо исследованы и описаны в работах [5, 9]. Турбулентное течение возникает в начале рабочего участка в пограничных слоях, растущих вдоль потока, как при обтекании пластины. Далее вдоль потока слои смыкаются и устанавливается развитое турбулентное течение в трубе. Длина  $L$  смыкания слоев определяется расстоянием  $H$  ( $\approx 2$  см) между стенками и слабо зависит от числа Рейнольдса  $Re$ . По приведенной в [9] теоретической оценке  $L = 1.87Re^{0.25}H$ . В нашем диапазоне скоростей это составляет  $L \approx 30H$ .

Измерения проводились на расстоянии  $125H$  от входа в рабочий участок, где толщина пограничного слоя составляет  $\delta = H/2 = 1$  см, и на расстоянии  $10H$  от входа, где  $\delta = 10H^2/2L$ . Последнее равенство получено в предположении линейного роста толщины ТПС с расстоянием; в соответствии с указанной оценкой  $L \delta = 1/6H = 0.33$  см. Для измерений использовались пьезокерамические датчики пульсаций давления с диаметром чувствительной площадки 1 мм. Датчики устанавливались в верхней стенке заподлицо с обтекаемой поверхностью. Сигналы датчиков записывались на многоканальный измерительный магнитофон в полосе частот 0.01–20 кГц. Сигнал оцифровывался 12-разрядным аналого-цифровым преобразователем и обрабатывался в ПЭВМ. Частота дискретизации – 50 кГц, период –  $t_0 = 20$  мкс. Длительность непрерывных участков цифровой записи составляла около 40 с ( $2 \times 10^6$  отсчетов).

Перемежаемость пульсаций давления видна уже непосредственно на записи реализации процесса. На рис. 1 показан пример записи квадрата пульсаций. Процесс нормирован на дисперсию, длительность записи значительно превышает время корреляции процесса ( $\approx 0.3$  мс). На рис. 2а, 2б показаны выборочные спектры мощности пульсаций для всех исследовавшихся режимов. Спектры получены для нормированных на дисперсию пульсаций при времени усреднения  $T_0 = 1.3$  с с разрешением по частоте  $\delta f = 50$  Гц. Полученные нами спектры близки к приведенным в работе [9].

Примененная для анализа перемежаемости в [8] и ниже в настоящей работе мультифрактальная модель является по сути обобщением ясного с практической точки зрения подхода, заключающегося в определении разброса оценок средней мощности процесса по выборкам сигнала конечной длительности. Этот разброс определяется вторым моментом сумм квадратов пульсаций и зависит, очевидно, от распределения моментов появления выбросов во времени. Так при группировке моментов появления разброс будет расти, при антигруппировке – падать.

Пусть  $p_i, i = 1, 2, 3, \dots, N$ , – последовательность отсчетов сигнала. Тогда речь идет о величине

$$D(P_l) = \frac{\left\langle \left( \sum_{i=1}^l P_i^2 \right)^2 \right\rangle - \left\langle \sum_{i=1}^l P_i^2 \right\rangle^2}{\left\langle \sum_{i=1}^l P_i^2 \right\rangle^2}$$

дисперсии оценок средней мощности по выборке длительностью  $lt_0$ .

Прежде всего определим поведение этой величины в отсутствие перемежаемости, когда  $p_i$  – гауссовы случайные величины с корреляционной матрицей  $K = \|\langle p_i p_j \rangle\|$ . Статистические моменты величины  $P_l = \sum_{i=1}^l p_i^2$  найдем с помощью ортогонального в пространстве  $R^l$  преобразования набора случайных величин  $p_1, p_2, \dots, p_l$  в набор статистически независимых величин  $\tilde{p}_1, \dots, \tilde{p}_l$ . В силу ортогональности преобразования  $\sum p_i^2 = \sum \tilde{p}_i^2$ , то есть распределение величины  $P_l$  сводится к распределению суммы независимых слагаемых. Производящая функция моментов такого распределения имеет вид [10]:

$$M_l(t) = \prod_{i=1}^l (1 - 2\sigma_i^2 t)^{-\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

где  $\sigma_i^2$  – дисперсии величин  $\tilde{p}_i$ . Дисперсии  $\sigma_i^2$  суть ни что иное, как собственные значения корреляционной матрицы  $K$ . Теперь можно определить моменты величин  $P_l$ :

$$\langle P_l^q \rangle = \left. \frac{d^q M_l(t)}{dt^q} \right|_{t=0}. \quad (2)$$

Очевидно, что среднее  $\langle P_l \rangle = \sum \sigma_i^2 = tr(K) = l\sigma_p^2$ , где  $tr$  – означает след матрицы, а  $\sigma_p^2$  – дисперсия исходного сигнала. Для второго момента из (1), (2) получим  $\langle P_l^2 \rangle = 2 \sum \sigma_i^4 + \langle P_l \rangle^2$ . Тогда относительная

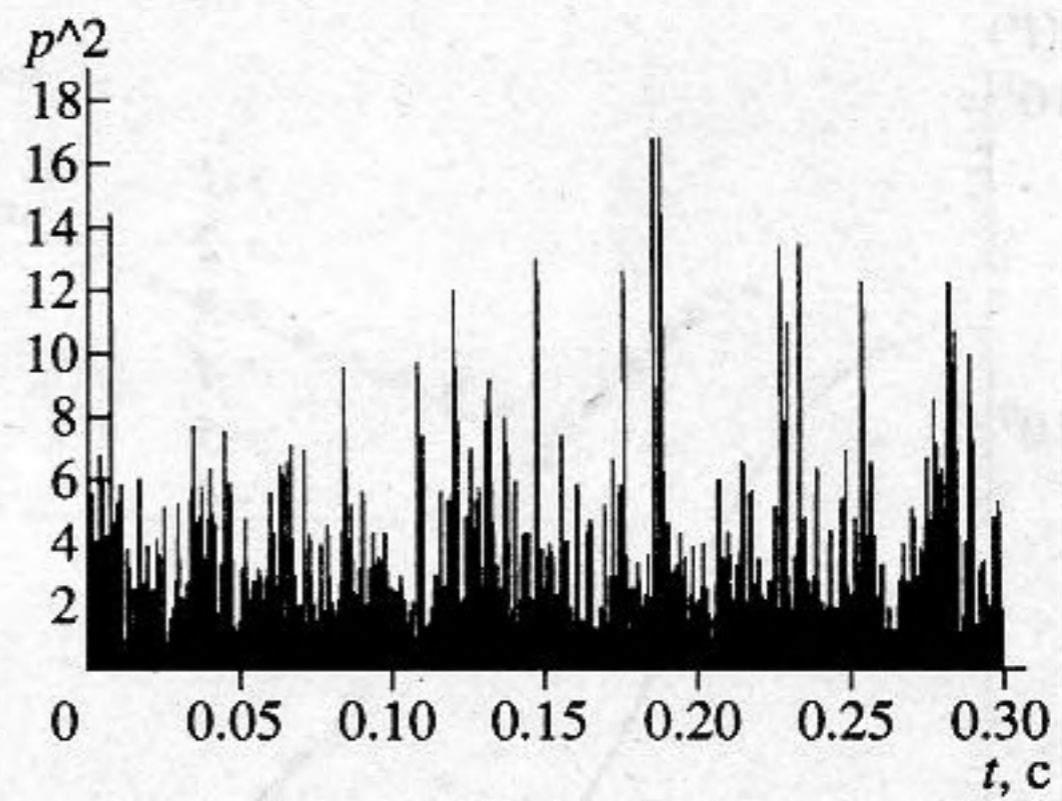


Рис. 1. Квадрат нормированных пульсаций давления в зависимости от времени. Скорость потока 10 м/с, расстояние от входа в рабочий участок 125Н.

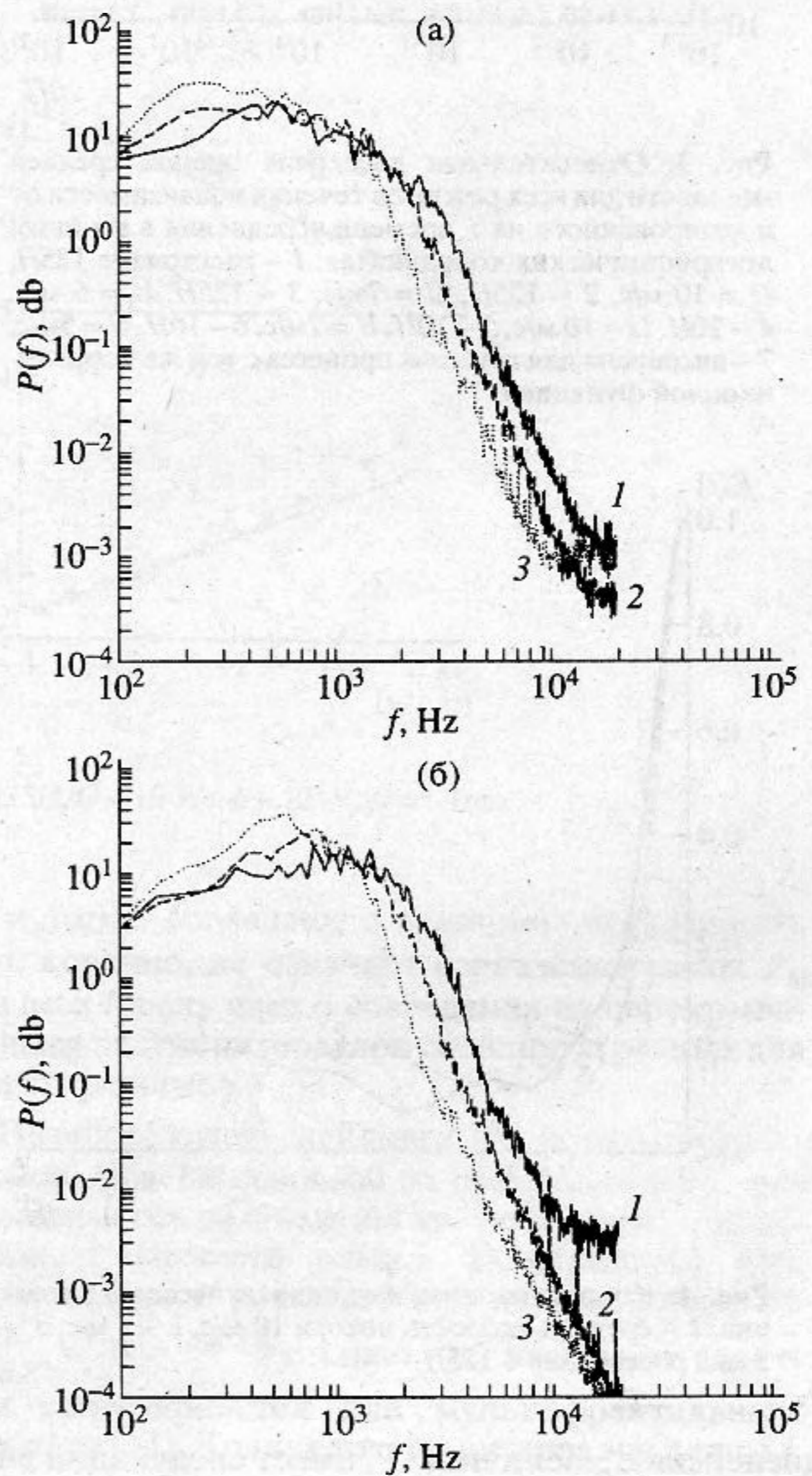
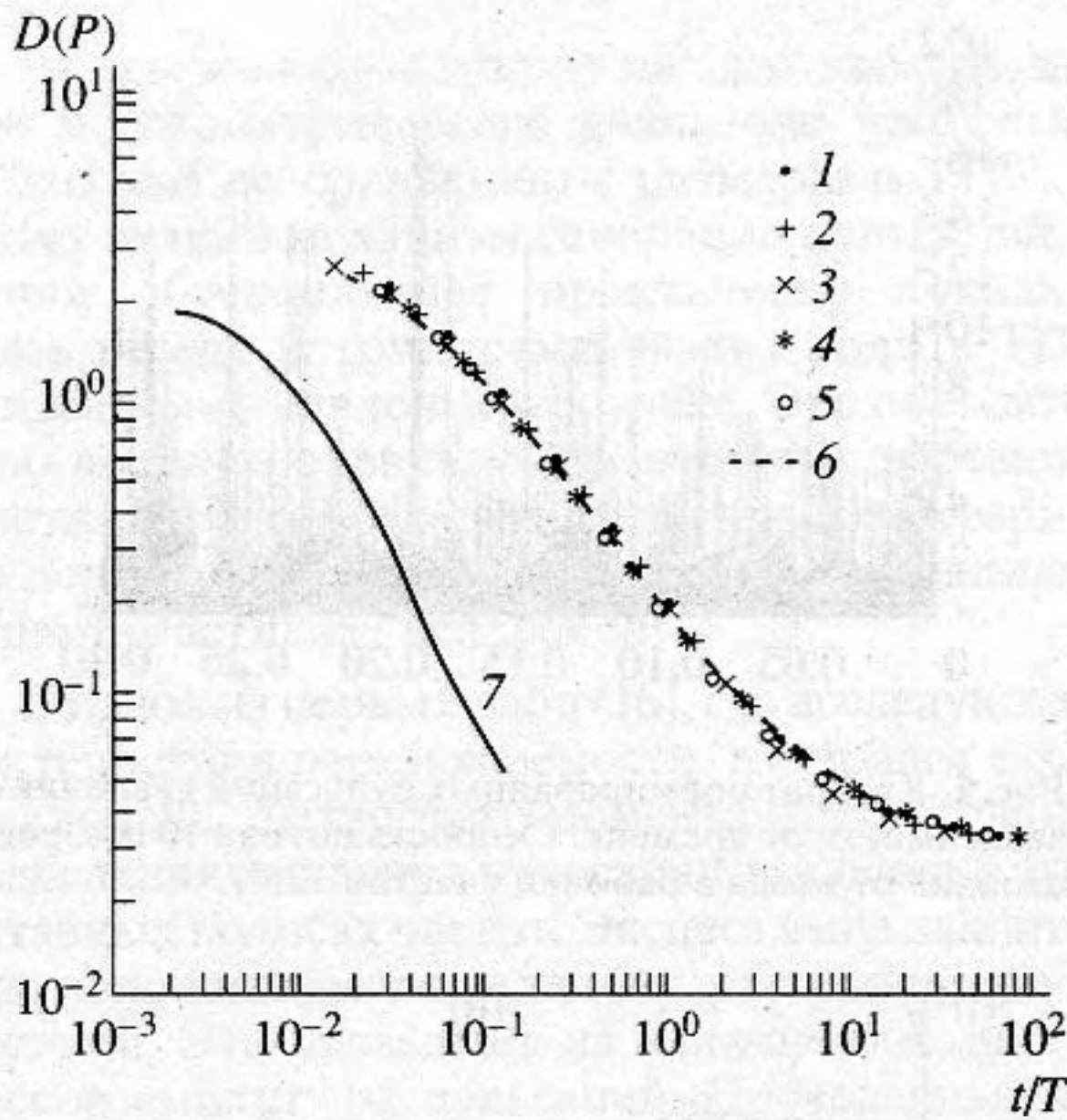
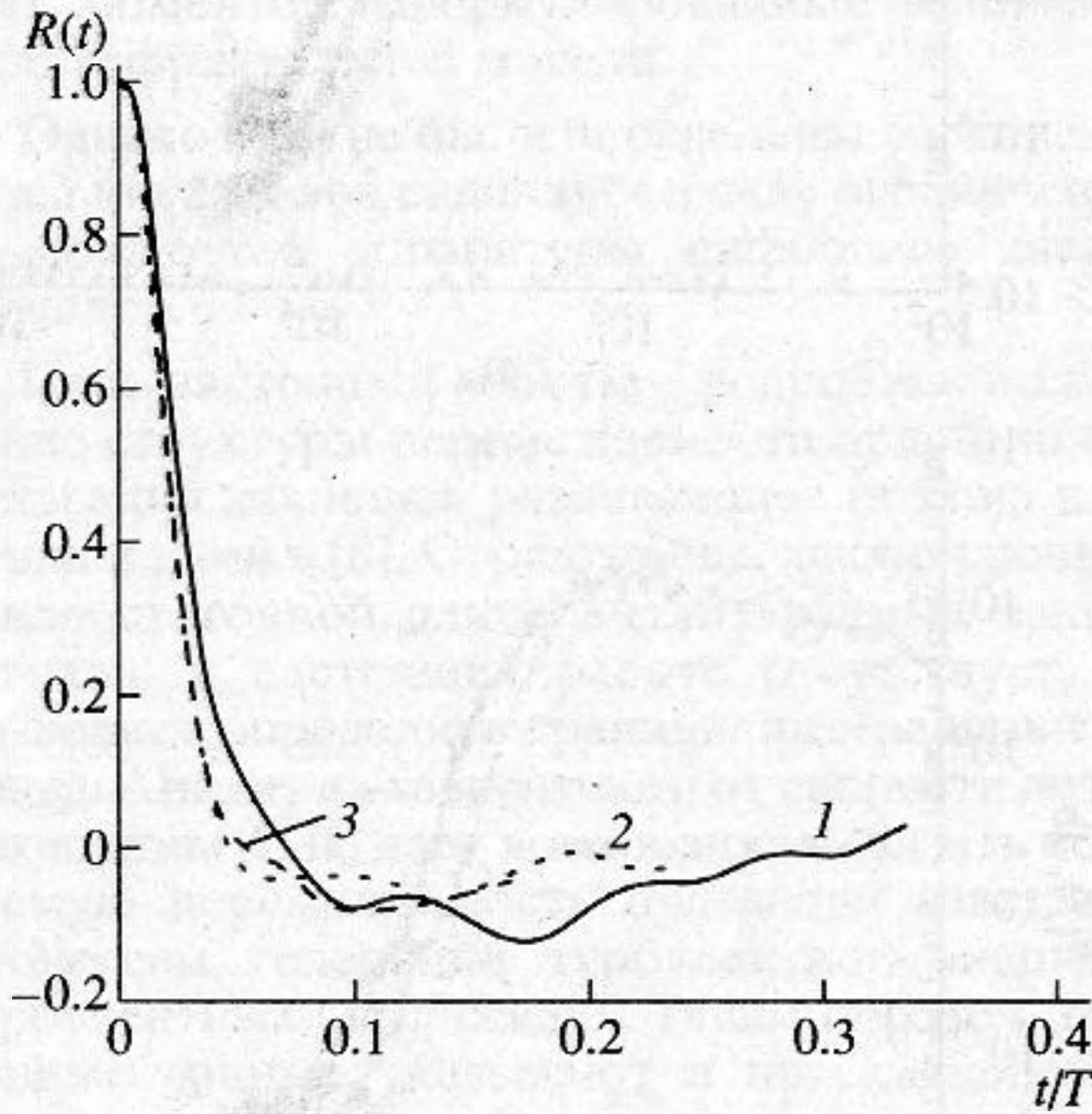


Рис. 2. Выборочные спектры мощности пульсаций давления. 1 – средняя скорость потока 10 м/с, 2 – 7 м/с, 3 – 5 м/с, а – расстояние 125Н, б – расстояние 10Н. Кривые 2, 3 на рис. б получены с подавлением шума выше 10 кГц, ввиду недостаточно большого отношения сигнал/шум.



**Рис. 3.** Относительная дисперсия оценок средней мощности для всех режимов течения в зависимости от нормированного на  $T$  времени усреднения в двойных логарифмических координатах. 1 – расстояние  $125H$ ,  $U = 10$  м/с, 2 –  $125H$ ,  $U = 7$  м/с, 3 –  $125H$ ,  $U = 5$  м/с, 4 –  $10H$ ,  $U = 10$  м/с, 5 –  $10H$ ,  $U = 7$  м/с, 6 –  $10H$ ,  $U = 5$  м/с, 7 – дисперсия для гауссова процесса с той же корреляционной функцией.



**Рис. 4.** Корреляционная функция пульсаций давления. 1 – средняя скорость потока 10 м/с, 2 – 7 м/с, 3 – 5 м/с, расстояние –  $125H$ .

дисперсия  $\sigma_{P_l}$  величины  $P_l$  имеет следующий вид:

$$D(P_l) = \frac{2 \sum \sigma_i^4}{(\sum \sigma_i^2)^2} = \frac{2 \text{tr}(K^2)}{\text{tr}(K)^2} \quad (3)$$

при больших  $l$   $D(P_l) \sim 1/l$ .

На рис. 3 представлены результаты измерения величины  $D(P_l)$  в зависимости от интервала времени  $t = lt_0$  и расчетные значения, полученные по формуле (3) для гауссова процесса, корреляционная функция которого совпадает с измеренной корреляционной функцией пульсаций давления. Корреляционные функции показаны на рис. 4.

Время на рис. 3, 4 измеряется в единицах среднего периода  $T$  появления всплесков в фиксированной точке, который согласно [2] определяется толщиной пограничного слоя  $\delta$  и внешней скоростью потока  $U_\infty$ :

$$T = \frac{6\delta}{U_\infty}$$

При такой нормировке времени измеренные зависимости дисперсии от времени с хорошей точностью совпадают для всех исследовавшихся режимов.

Измеренные значения  $D(P_l)$  значительно превышают рассчитанные по гауссовой модели и сохраняют заметную величину при временах усреднения, на порядок больших времени корреляции процесса. Кроме того, имеется интервал скейлинга  $t/T \sim 0.1-2$ , где  $D(P_l) \sim t^{-\alpha}$ , причем в отличие от гауссова случая  $\alpha < 1$ . Отметим, что центр интервала скейлинга соответствует среднему интервалу между “всплесками”.

Для расчетов использовались данные [9], согласно которым в области развитого течения  $U_\infty = 1.2U$ , в начальной области  $U_\infty = 1.07U$ , где  $U$  – средняя скорость потока. Как уже говорилось, для толщины пограничного слоя на этом участке известны лишь грубые оценки. Поэтому его значение подогнано, а обоснованием такого подхода служит то обстоятельство, что экспериментальные точки легли на одну и ту же кривую при единственном не зависящем от скорости подгоночном значении толщины ТПС на начальном участке  $\delta = 0.7$  см.

Проведенный анализ экспериментальных данных показал универсальный скейлинговый характер перемежаемости пульсаций. Для анализа процессов такого типа можно применять мультифрактальную модель [11]. В основе мультифрактального анализа лежит рассмотрение поведения сумм вида

$$P_{lq} = \sum_{k=1}^{n(l)} \left( \sum_{i=1}^l p_i^2 \right)^q \quad (4)$$

где внутренняя сумма – сумма квадратов давления по  $l$  последовательным отсчетам, а  $n(l) = N/l$  во внешней сумме – число интервалов длины  $l$  в полной выборке длиной  $N$ . Для достаточно больших  $l$ , когда интервал  $lt_0$  превышает характерный временной масштаб перемежаемости, внутренняя

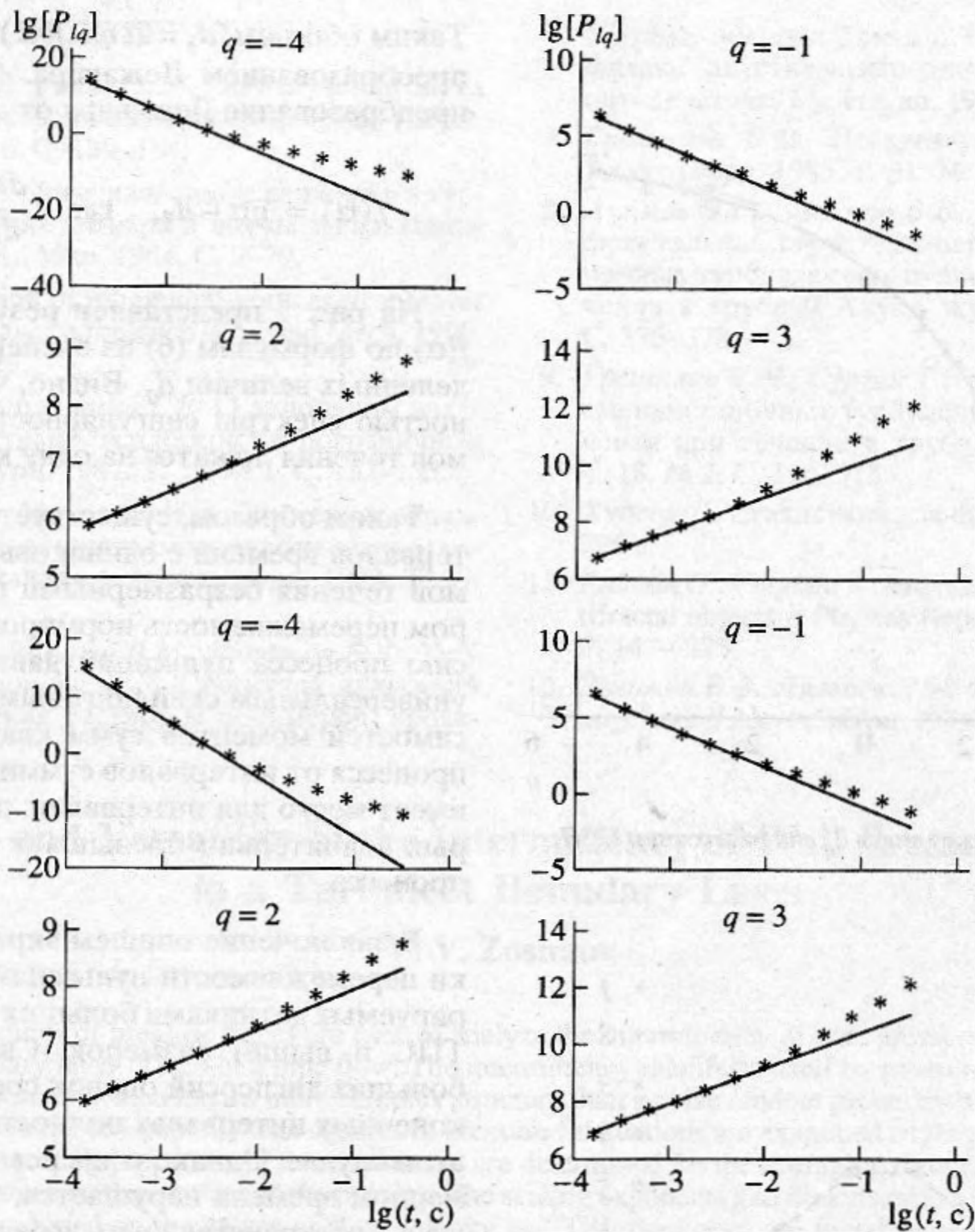


Рис. 5. Скейлинг величин  $P_{lq}$ . а – расстояние 125H,  $U = 10$  м/с, б – 125H,  $U = 5$  м/с.

сумма в (4) становится одинаковой для всех интервалов и  $P_{lq} = A^q l^{q-1}$ , где постоянная  $A$  определяется нормировкой процесса,  $A = N\langle p^2 \rangle$ . Согласно (1), (2) для гауссовых процессов такое поведение величины  $P_{lq}$  имеет место, если интервал  $lt_0$  превышает время корреляции процесса.

В нашем случае это не так. Тем не менее в интервале  $t/T \sim 0.1-1$  скейлинг  $P_{lq} \sim l^{d_q}$  выполняется с  $d_q \neq q - 1$ . На рис. 5 показаны примеры поведения величины  $P_{lq}$  для разных  $q$  и режимов потока. Прямые получены методом наименьших квадратов для указанного интервала. Пример зависимости  $d_q$  от степени  $q$  для интервала  $t/T \sim 0.1-1$  с указанием ошибок показан на рис. 6. Скейлинг для больших интервалов в точности соответствует зависимости  $P_{lq} = (N\langle p^2 \rangle)^q l^{q-1}$ .

В пределах ошибок величины  $d_q$  для всех режимов совпадают; более того, в выражении вида

$P_{lq} = A(q)l^{d_q}$  совпадают и величины  $A(q) (\neq \text{const}^q)$ . Это, конечно, не означает совпадения самих  $P_{lq}$  при всех  $l$ , речь идет о совпадении на перекрывающихся частях интервалов скейлинга, разных для разных режимов.

Интерпретация скейлинга  $P_{lq}$  в мультифрактальной модели основана на предположении, что временная ось разбивается на совокупность фрактальных множеств разных размерностей  $f(\alpha)$ . Вблизи каждой точки любого из этих множеств  $(\sum_{i=1}^l p_i^2)^q \sim l^{\alpha q}$ . Функцию  $f(\alpha)$  называют спектром сингулярностей или мультифрактальным спектром [11]. Количество  $N_\alpha$  интервалов длины  $l$ , покрывающих множество с данным  $\alpha$  в соответствии с определением фрактальной размерности, зависит от  $l$ , как  $N_\alpha \sim l^{-f(\alpha)}$ . Тогда для  $P_{lq}$  получаем

$$P_{lq} \sim \int d\alpha l^{\alpha q - f(\alpha)} \quad (5)$$

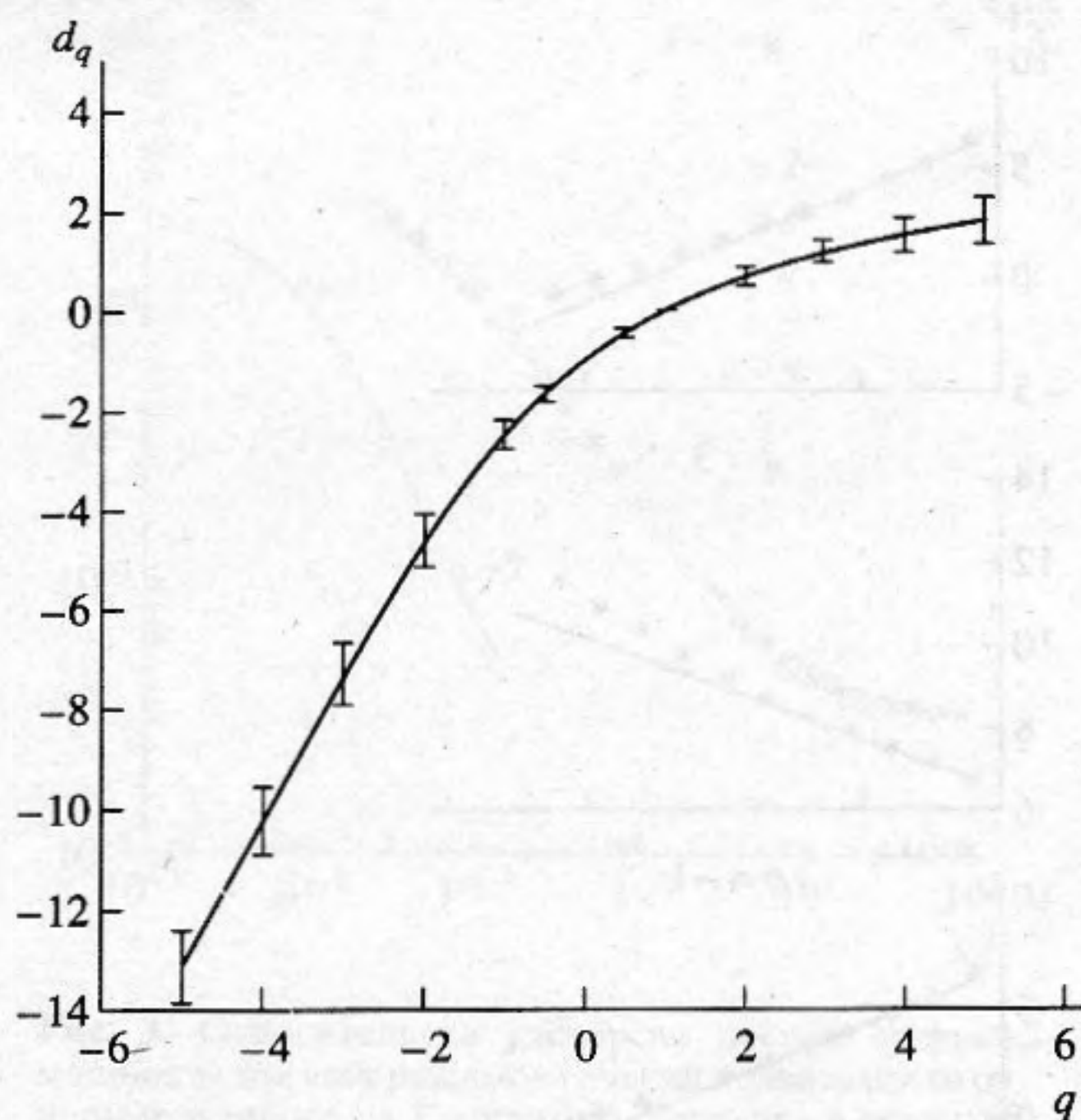


Рис. 6. Показатель скейлинга  $d_q$  для расстояния  $125H$ ,  $U = 10$  м/с.

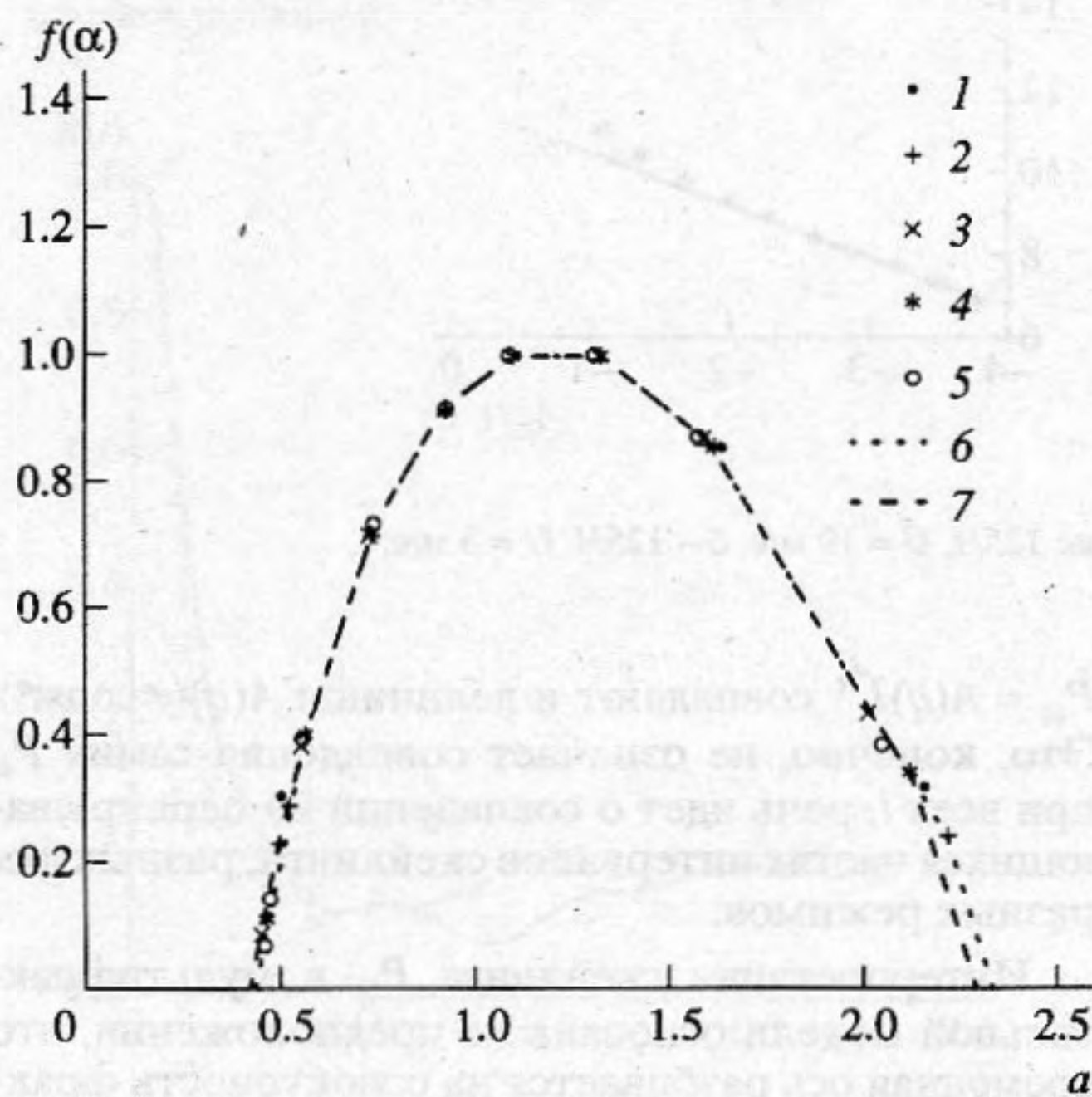


Рис. 7. Спектры сингулярностей для всех исследованных режимов потока. 1 – расстояние  $125H$ ,  $U = 10$  м/с, 2 –  $125H$ ,  $U = 7$  м/с, 3 –  $125H$ ,  $U = 5$  м/с, 4 –  $10H$ ,  $U = 10$  м/с, 5 –  $10H$ ,  $U = 7$  м/с, 6 –  $10H$ ,  $U = 5$  м/с, 7 – средний по всем режимам спектр.

Оценка интеграла в (5) методом перевала дает (с логарифмической точностью по  $l$ )

$$P_{lq} \sim l^{\bar{\alpha}q - f(\bar{\alpha})}, \quad \text{где} \quad \left. \frac{df(\alpha)}{d\alpha} \right|_{\alpha = \bar{\alpha}} = q.$$

Таким образом,  $d_q = \bar{\alpha}q - f(\bar{\alpha})$  получается из  $f(\alpha)$  преобразованием Лежандра. Обратно,  $f(\alpha)$  есть преобразование Лежандра от  $d_q$ :

$$f(\alpha) = \bar{q}\alpha - d_{\bar{q}}, \quad \text{где} \quad \left. \frac{dd_q}{dq} \right|_{q = \bar{q}} = \alpha. \quad (6)$$

На рис. 7 представлен результат вычисления  $f(\alpha)$  по формулам (6) из экспериментально определенных величин  $d_q$ . Видно, что с хорошей точностью спектры сингулярностей для всех режимов течения ложатся на одну кривую.

Таким образом, существует диапазон длин интервалов времени с одинаковыми для всех режимов течения безразмерными границами, в котором перемежаемость нормированного на дисперсию процесса пульсаций давления описывается универсальным скейлинговым законом для зависимостей моментов сумм квадратов амплитуды процесса от интервалов суммирования. Скейлинг имеет место для интервалов, длительность которых значительно превышает время корреляции процесса.

В заключение опишем вкратце характеристики перемежаемости пульсаций давления, регистрируемых датчиками больших (порядка толщины ТПС и выше) размеров. Свойство anomalously больших дисперсий оценок средней мощности на конечных интервалах полностью сохраняется и в этом случае. Однако универсальность при безразмерном времени нарушается, что, видимо, связано с пространственным усреднением, вносящим свой масштаб времени. Дисперсии с большей точностью совпадают при одинаковой шкале времени для разных скоростей потока. Скейлинг величин  $P_{lq}$  имеет место на интервалах с совпадающими для всех режимов границами. Длина интервалов скейлинга меньше, чем в случае малых датчиков. Универсальность же показателей  $d_q$  скейлинга и спектров сингулярностей сохраняется, как это было отмечено и в [8]<sup>1</sup>. Спектр сингулярностей для сигналов больших датчиков существенно отличается от приведенного на рис. 7. Максимальное значение  $\alpha$  здесь не превышает 2, а сам спектр более симметричен и близок к спектру сингулярностей модели биномиального мультипликативного процесса [12].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 94-02-06084а.

<sup>1</sup> Приведенные в [8] спектры сингулярностей для больших датчиков хорошо совпадают с измеренными в настоящей работе по записям большой длительности. Для малых датчиков результат [8] весьма неточен, что связано с неверным определением интервалов скейлинга из-за недостаточной длины обрабатываемых записей.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Наугольных К.А., Рыбак С.А. Об излучении звука турбулентным пограничным слоем // Труды Акуст. ин-та. 1971. № 16. С. 129–134.
2. Кантуэлл Б.Дж. Организованные движения в турбулентных потоках // Вихри и волны. / Ред. Николаевский В.Н. М.: Мир, 1984. С. 9–79.
3. Aihara Y. Formation of longitudinal vortices in sublayer due to boundary-layer turbulence // J. Fluid Mech. 1990. V. 214. P. 111–129.
4. Реутов В.П., Рыбушкина Г.В. О дипольном излучении турбулентных “всплесков” в пограничном слое // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 1. С. 152–153.
5. Грешилов Е.М., Миронов М.А. Экспериментальная оценка звука, порождаемого турбулентным течением в гидроканале // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 4. С. 460–469.
6. Грешилов Е.М., Лямшев Л.М., Липатов Б.В., Ткаченко В.Г., Широкова Н.Л. Структура пульсаций давления в потоках растворов полимеров, проявляющих эффект Томса // II Всесоюз. симпоз. по физике акустико-гидродинамических явлений и оптоакустике. М.: Наука, 1982. С. 127–130.
7. Грешилов Е.М. Псевдозвук и вихри Клайна // Акуст. журн. 1985. Т. 31. № 3. С. 320–322.
8. Акимов В.Г., Зосимов В.В., Сушков А.Л. Мультифрактальная структура перемежаемости пристеночных турбулентных пульсаций давления при течении в трубе // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 2. С. 375–378.
9. Грешилов Е.М., Сурган Т.Н. Некоторые особенности пристеночных турбулентных флюктуаций давления при течении в трубе // Акуст. журн. 1972. Т. 18. № 2. С. 316–318.
10. Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1970. 296 с.
11. Paladin G., Vulpiani A. Anomalous scaling laws in multifractal objects // Physics Reports. 1987. V. 156. № 4. P. 147–225.
12. Зосимов В.В., Лямшев Л.М. Фракталы и скейлинг в акустике // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 5. С. 709–737.

## Multifractality and Versatility of the Intermittency of Wall Pressure Fluctuations in a Turbulent Boundary Layer

V. V. Zosimov

Digitized recordings of pressure traces are used to analyze the intermittency of wall pressure fluctuations in a turbulent boundary layer (TBL) of a pipe flow. The intermittency manifests itself by pressure bursts of abnormally high amplitude, which have a more complex structure than a pulse random process with independent intervals. The moments of sampled mean squares of pressure fluctuations are examined as functions of the averaging time. The scaling properties of these moments are determined for the averaging time varying over intervals exceeding the correlation time of the process. The scaling exponents and dimensionless boundaries of the scaling intervals, based on the values of flow velocity and TBL thickness, are found to be equal for all flow regimes examined. This equality indicates that the intermittency of pressure fluctuations is due to the intermittent nature of turbulent energy production during the development of coherent structures (turbulent bursts) in the TBL. The upper boundaries of the scaling intervals, normalized to the average interval between turbulent bursts, are close to unity, being equal for different values of the flow velocity and boundary layer thickness. The moment scaling is interpreted in terms of a multifractal model. A multifractal spectrum of the process, universally applicable to all flow regimes, is obtained.