

Результаты экспериментов указывают на то, что спектральная компонента ветрового волнения при наличии пленки ПАВ ослабляется не только за счет механизма пленочной диссипации, но и за счет уменьшения поступления ветровой энергии. Влияние вида ПАВ на затухание хорошо видно на относительных спектрах. Влияние резонансного эффекта затухания на кривых S_c/S_d не обнаруживается. Это может быть связано с тем, что в наших экспериментах частоты максимумов спектра и частоты, соответствующие максимумам отношений β_d/β_c , близки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Шулейкин В. В. Физика моря. М.: Наука, 1968, с. 1082. [2] Hühnerfuss H., Garrett W. D. J. Geoph. Res., 1981, 86, p. 439. [3] Ермаков С. А., Пелиновский Е. Н., Талинова Т. Г. В кн.: Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность. Горький, 1982, с. 31. [4] Доброклонский С. В., Тюменева В. А. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1950, № 5, с. 425. [5] Поверхностно-активные вещества. Справочник. Л.: Химия, 1979. [6] Показеев К. В., Розенберг А. Д. Океанология, 1983, 29, с. 575. [7] Cini R., Lombardini P. P. J. of Colloid and Interface Science, 1978, 65, N 2, p. 387. [8] Cini R., Lombardini P. P. Ibid., 1981, 81, N 1, p. 125. [9] Cini R., Lombardini P. P., Hühnerfuss H. Int. J. Remote Sens., 1983, 4, N 1, p. 101. [10] Филлипс О. М. Динамика верхнего слоя океана. Л.: Гидрометеиздат, 1980, с. 319.

Поступила в редакцию
07.05.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 4

УДК 532.517.4

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ СТЕПЕННОЙ ФУНКЦИИ, АППРОКСИМИРУЮЩЕЙ СПЕКТР ФЛУКТУАЦИЙ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Н. Ф. Горшков

(кафедра физики атмосферы)

Для приземного слоя экспериментально показано [1], что временной спектр флуктуаций атмосферного давления в точке может быть представлен степенной зависимостью спектральной плотности $\mathcal{F}_{pp}(f)$ от частоты f :

$$\mathcal{F}_{pp}(f) = af^n, \quad a = \text{const}, \quad n < 0. \quad (1)$$

Экспериментальная зависимость (1) в билогарифмическом масштабе имеет два характерных излома на частотах f_1 и f_0 (согласно [1], $f_1 \approx 0,05$ Гц, $f_0 \approx 2,6$ Гц при высоте травяного покрова $\sim 0,2$ м), причем масштаб областей возмущений давления на частоте f_0 сравним с высотой растительного покрова. Изменение характера спектра на частоте f_1 , по-видимому, связано с изменением свойств движения воздуха на высотах 4—10 м. Временной спектр давления в диапазоне частот измерений $\Delta f = 0,005 \div 20$ Гц, таким образом, разделяется на три участка с различными значениями показателя n , зависящими от стратификации приземного слоя воздуха, причем $n_1 \approx -2,5$ ($0,005 \text{ Гц} < f < 0,05 \text{ Гц}$), $n_2 \approx -1,4$ ($0,05 \text{ Гц} < f < 2,6 \text{ Гц}$), $n_3 \approx -4,1$ ($f > 2,6 \text{ Гц}$). Значения n определены путем осреднения по времени (3—5 спектров).

В настоящей работе проводится дальнейшее изучение экспериментальных спектров флуктуаций атмосферного давления в приземном слое путем исследования зависимости показателя n_2 от стратификации с целью установления главных источников флуктуаций давления.

Согласно работе [2], во флуктуациях давления проявляется влияние флуктуаций скорости диссипации ε кинетической энергии турбулентности. Спектры флуктуаций давления, по крайней мере, на небольших масштабах, сравнимых с высотой растительного покрова, обусловлены моментами порядков $4/3$; 2 ; $8/3$; $10/3$ скорости диссипации ε , определяемыми температурной стратификацией. С помощью этих же моментов скорости диссипации описываются структурные функции флуктуаций скорости порядков 4 , 6 , 8 и 10 . Однако из этого не следует, что флуктуации давления описываются именно такими структурными функциями флуктуаций скорости.

В соответствии с уравнением для флуктуаций давления [3] спектры флуктуаций давления должны на первый взгляд определяться четвертыми моментами поля флуктуаций скорости*. Можно лишь предполагать, что взаимодействие этих моментов при учете влияния вязкости и флуктуаций температуры приводит к повышению порядков структурных функций поля скорости, определяющих спектр флуктуаций давления. Одним из следствий этих взаимодействий может быть передача энергии по спектру, учитываемая при описании спектра флуктуаций давления с помощью теории подобия и размерностей, если при этом скорость диссипации взята в качестве одного из определяющих параметров. Именно при таком предположении и приведены указанные выше высокие порядки структурных функций флуктуаций скорости.

Независимо от того, правильно ли это предположение, ясно, что скорость диссипации и флуктуации давления зависят от температурной стратификации. Изучение зависимости от стратификации показателя в (1) может дать поэтому дополнительные сведения о влиянии флуктуаций скорости диссипации на спектр флуктуаций давления.

Из работы [2] следует, что параметр a в (1) должен зависеть от скорости диссипации. В приземном слое среднее значение скорости диссипации турбулентной энергии ε складывается в основном из трех компонент [4], обусловленных диссипацией турбулентной энергии, генерируемой механическими и архимедовой силами и за счет переноса вверх части энергии, который связан с влиянием флуктуаций давления:

$$\bar{\varepsilon} = \tau \frac{dU}{dz} + \frac{q}{c_p \rho} + \alpha, \quad (2)$$

где τ — напряжение трения, dU/dz — градиент средней скорости, q — поток тепла, c_p — теплоемкость при постоянном давлении, ρ — плотность воздуха, α — энергия, перенесенная вверх за счет диффузии. Каждая из компонент в (2) зависит от температурной стратификации и высоты.

Спектральный состав указанных трех компонент турбулентной энергии различен. Относительное влияние каждой из них на спектр давления зависит от масштаба областей флуктуаций давления (или частоты) и от параметра $\zeta = z/L$, где L — известный параметр длины Монина—Обухова. Таким образом, спектральный состав флуктуаций давления, обусловленный влиянием той или иной компоненты турбулентной энергии, должен изменяться в зависимости от стратификации.

Рассматривая примеры применения теории подобия при описании турбулентного движения, А. М. Обухов в 1966 г. на одном из рабочих семинаров показал, что в приземном слое атмосферы в идеализирован-

* В работе [2] ошибочно по вине автора отмечено, что флуктуации давления определяются четвертыми моментами флуктуаций скорости.

ном случае преобладания механических сил при турбулентном движении показатель n в спектре флуктуаций атмосферного давления (1) должен быть равным -1 для инерционного интервала масштабов движения. В другом крайнем случае, когда движение протекает в условиях преобладания сил плавучести (свободная конвекция), показатель n в спектре (1) должен быть равен $-2,3$.

В данной работе используется вывод статистической теории Монина—Обухова о том, что средние характеристики турбулентного движения в приземном слое зависят от параметра устойчивости ζ . Влияние подстилающей поверхности характеризуется в теории параметром z_0 — высотой шероховатости. Из экспериментов по флуктуациям давления следует, что влияние параметра z_0 проявляется только на частотах $f > f_0$ независимо от высоты. В данной работе изучаются спектры флуктуаций давления при $f < f_0$, поэтому влияние z_0 на спектр флуктуаций давления не учитывается.

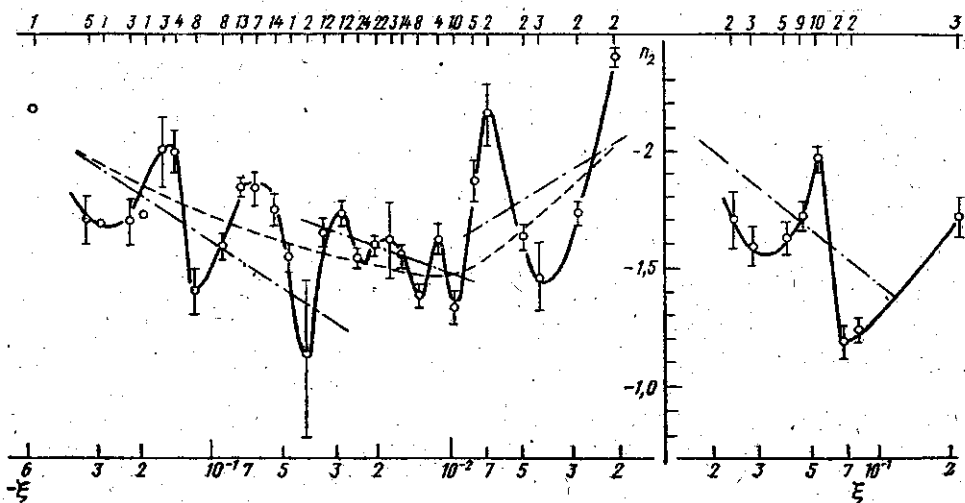


Рис. 1. Зависимость показателя n_2 от параметра $\zeta = z/L$

На рис. 1 приведена экспериментальная зависимость показателя n_2 от $\lg \zeta$ по результатам обработки свыше 200 временных спектров давления, полученных в течение нескольких летних экспедиций для всех встретившихся на практике температурных стратификаций. Масштаб Монина—Обухова L определен для высоты 1 м по градиентным измерениям скорости ветра и температуры на высотах 0,5; 1 и 2 м. Основная часть спектров давления получена при высоте травяного покрова 0,18–0,2 м и примерно десятая часть — при высоте его до 1 м. Усреднение по времени при получении одной точки на рис. 1 составляет ~ 50 мин (в случае усреднения значений n_2 для каждой точки по 5 спектрам).

По данным, приведенным на рис. 1, можно уточнить указанное выше значение n_2 . Среднее значение показателя n_2 , усредненное по всем значениям параметра температурной стратификации, встретившимся в эксперименте, равно

$$n_2 = -1,68 \pm 0,03.$$

При этом общее усреднение по времени составляет ~ 30 ч.

На рис. 1 сплошная линия проведена по точкам, полученным при

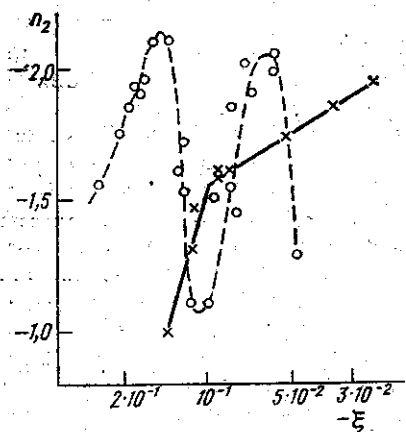
усреднении измеренных значений n_2 по параметру стратификации ζ в 8%-ной полосе для каждого значения n_2 . Штрих-пунктирными линиями выделены области, где отмечается в среднем линейная тенденция к изменению показателя n_2 в зависимости от $\lg \zeta$. Пунктирная линия проведена с учетом усреднения значений n_2 в областях его скачкообразного изменения (при $\zeta = -0,008$ и $-0,03$). При проведении усредняющих линий учитывался также результат усреднения показателя n_2 при постоянном $\Delta \zeta = 0,005$ для всех ζ . Сверху на рис. 1 для каждой точки указано количество спектров давления, обработкой которых получено соответствующее значение n_2 и среднеквадратичное отклонение.

Из рис. 1 видно, что зависимость n_2 от $\lg \zeta$ имеет колебательный характер с постепенным изменением показателя n_2 в диапазоне $-1,5 \div -2,0$ при увеличении стратификации, начиная от безразличной. Необходимо отметить, что при безразличной стратификации, по-видимому, должно наблюдаться постоянство n_2 , однако в настоящей работе это не обнаружено, откуда следует, что флуктуации атмосферного давления весьма чувствительны к температурной стратификации. На основе данных, приведенных на рис. 1, затруднительно определить значение n_2 при безразличной стратификации, можно лишь утверждать, что для $|\zeta| < 0,005$ показатель $|n_2| > 2,0$.

При изменении параметра ζ с высотой в приземном слое (обычно ζ изменяется с высотой в 2—3 раза на высотах до 10 м) или при неточном измерении ζ происходит неизбежное усреднение по ζ показателя n_2 . Действительно, для изменения Δn показателя n_2 относительно некоторого среднего значения получаем

$$\Delta n \sim \int_x^{x+\Delta x} \cos x dx \approx \Delta x, \quad \Delta x \ll x. \quad (3)$$

Полагая $x = \lg \zeta$, получаем изменение показателя n_2 на величину $\Delta n \approx 0,3$, если ζ изменяется в два раза по высоте. Появление Δn является неизбежным для реальных условий эксперимента при разовых измерениях в приземном слое.



На рис. 2 представлены зависимости показателя n_2 от $\lg \zeta$ при строгом постоянстве параметров ζ и \mathcal{L} при изменении высоты в приземном слое, полученные выборками значений n_2 из общего массива результатов измерений. Характер зависимости при постоянстве ζ по высоте существенно отличается от зависимости $n_2 = \varphi(\mathcal{L})$ при постоянстве \mathcal{L} по высоте.

Важно отметить на рис. 2 большее, чем на рис. 1, размах почти гар-

Рис. 2. Зависимость показателя n_2 от параметров ζ и \mathcal{L} в случае их строгого постоянства при изменении высоты в приземном слое: $\zeta = \text{const}$ (O) и $\mathcal{L} = \text{const}$ (X)

монического изменения n_2 при постоянстве ζ с высотой (на рис. 2 приведены те значения n_2 , для которых изменение ζ с высотой составляет не более 20%). По-видимому, необходимость усреднения значе-

ний n_2 при построении графика рис. 1 занижает величины изменения n_2 за счет изменчивости параметра ζ по высоте. Согласно рис. 2, показатель n_2 в условиях свободной конвекции изменяется почти по гармоническому закону от $-1,1$ до $-2,3$ при изменении параметра ζ .

На основе кривых рис. 1 для полосы частот $\Delta f = 0,0054 \div 2,6$ Гц в приземном слое атмосферы показатель n в выражении (1) для спектра флуктуаций давления можно представить в виде

$$n \simeq -1,7 - c \lg \left(\frac{\zeta}{\zeta_0} \right) - 0,6 \cos \left(a \frac{\lg \zeta}{\lg \zeta_0} + b \right). \quad (4)$$

Параметры a, b, c можно определить по рис. 1. Порядок слагаемых в (4) подразумевает все меньшую степень усреднения по стратификации. Величина ζ_0 , согласно рис. 1, близка к значениям $-0,03$ и $+0,06$.

Эмпирическая формула (4) для показателя n в (1) является довольно сложной. Такое выражение трудно получить из соображений подобия и размерностей; поэтому целесообразно провести краткое рассмотрение причин появления каждого слагаемого в (4).

Первый член в (4), по-видимому, обусловлен четвертыми моментами поля флуктуаций скорости (нет влияния подстилающей поверхности). Второе слагаемое, по-видимому, является следствием изменения частоты f_0 с увеличением стратификации, что уже отмечалось в работе [2]. Рассмотрение третьего члена в (4) позволяет провести дальнейшее уточнение источников флуктуаций давления. Гармонический характер третьего члена заставляет предположить, что этот член обусловлен влиянием компоненты градиента средней скорости ветра (или самой скорости ветра), также изменяющейся гармонически в зависимости от стратификации. Согласно [5], градиент средней скорости ветра во внешней части пограничного слоя может быть представлен выражением

$$\frac{dU}{dz} = \frac{u_*}{\kappa z} + \frac{0,55u_*}{0,837\kappa\delta} \sin \left(\frac{\pi}{0,837\delta} z \right), \quad 0 < z \leq 0,837\delta. \quad (5)$$

Здесь δ — толщина пограничного слоя, κ — постоянная Кармана. Если для приземного слоя в качестве линейного параметра для оценки принять $\delta \approx \alpha_1 \mathcal{L}$, то в (5) второе слагаемое можно считать пропорциональным $\sin(\pi \xi / 0,837)$, откуда и может следовать гармоническая зависимость показателя n в (4). Сравнивая приближительную периодичность показателя n_2 по рис. 1 с периодом гармонической функции в (5), можно получить экспериментальную оценку: $\alpha_1 \approx 0,60 \div 0,66$.

Таким образом, параметр a в (1) может зависеть и от градиента средней скорости ветра (или непосредственно от средней скорости) в верхней части приземного слоя. Получаем следующие определяющие параметры, от которых может зависеть коэффициент a в спектре (1) флуктуаций атмосферного давления в приземном слое: $\epsilon; z; dU/dz$ или U .

Значение первого члена в (4), равное $-1,7$, близко к значению показателя, который можно получить по временному спектру флуктуаций атмосферного давления, представленному в работе [6] для очень широкого диапазона частот $\Delta f = (10^{-6} \div 1)$ Гц и полученному при измерениях, проведенных на башне высотой ~ 20 м. Представленный в [6] спектр в билогарифмическом масштабе в среднем имеет вид монотонно

падающей с повышением частоты линии. Можно предполагать, что поперечные масштабы областей возмущений давления в [6] на самых низких частотах сравнимы с высотой однородной атмосферы (масштабы в направлении скорости ветра составляют $\sim 5 \div 5 \cdot 10^6$ м при скорости ветра ~ 5 м/с). Очевидно, для таких больших размеров неоднородностей при увеличении высоты наблюдаются как неустойчивая, так и устойчивая стратификация для отдельных слоев атмосферы. В связи с этим средний по всему диапазону частот или по всей толще атмосферы показатель n , определенный по работе [6], по-видимому, не должен вообще зависеть от стратификации. Такое предположение дает основание сравнивать значение показателя n , полученное усреднением по стратификации в данной работе, с показателем спектра давления, определенным по графику работы [6].

Из рис. 1 следует сделать вывод о наличии нескольких режимов турбулентного движения в приземном слое в зависимости от температурной стратификации (при $\xi < -0,07$; $-0,07 < \xi < -0,03$ и $\xi > -0,03$), что согласуется с общепринятыми результатами измерений флуктуаций скорости и градиента средней скорости [3]. Если воспользоваться этими результатами при рассмотрении рис. 1, то можно сделать вывод, что при различных значениях параметра ξ генерация турбулентной энергии производится за счет либо чисто механического движения ($n \approx -1$), либо чисто конвективного ($n \approx -2,3$).

Анализируя результаты настоящей работы, можно оценить порядок среднеквадратичных изменений атмосферного давления в приземном слое: $(\bar{p}^2)^{1/2} = \sigma_p$ в различных полосах частот $\Delta f = f_v - f_n$, где индексами «в» и «н» обозначены верхняя и нижняя частоты диапазона,

$$\sigma_p^2 = a \int_{f_n}^{f_v} f^{-5/3} df.$$

В случаях, когда $f_v/f_n > 10$, $(\bar{p}^2)^{1/2} \approx (3/2) a f_n^{-2/3}$. Следует заметить, что верхняя частота f_v должна быть при этом ниже u_s/h , где h — высота растительного покрова, и не должна быть равна частотам суточных и полусуточных колебаний атмосферного давления. Значение коэффициента a , согласно экспериментальным данным для степи в средней полосе Советского Союза, определенное по измеренным нами спектрам (по спектральной плотности при $f=1$ Гц), составляет $a = 15$ (дин/см²)²·с^{-2/3}. Например, для периодов колебаний 3 ч, т. е. $f_n = 9,26 \cdot 10^{-3}$ Гц, случайная компонента изменений атмосферного давления составляет $(\bar{p}^2)^{1/2} \approx 0,1$ мбар.

Автор благодарит Г. С. Голицына и А. Х. Хргиана за ряд замечаний, высказанных в процессе подготовки данной статьи, и коллектив отдела атмосферной турбулентности ИФА АН СССР за предоставленную возможность использования градиентных измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Горшков Н. Ф. Изв. АН СССР. ФАО, 1970, 6, с. 1317. [2] Горшков Н. Ф. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1984, 25, № 2, с. 58. [3] Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М.: Наука, 1965. [4] Зубковский С. Л., Копрлов Б. М. Изв. АН СССР. ФАО, 1970, 6, с. 989. [5] Bull. M. K. Aeronaut. J., 1969, 73, N 698, p. 143. [6] Gossard E. E. J. Geophys. Res., 1960, 65, p. 3339.