ФИЗИКА ЗЕМЛИ, АТМОСФЕРЫ И ГИДРОСФЕРЫ

# Энергия и диссипация турбулентных флуктуаций скорости ветра и температуры в пограничном слое атмосферы

В. П. Юшков

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики атмосферы. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*
*E-mail: yushkov@phys.msu.ru*

Статья поступила 27.05.2010, подписана в печать 10.02.2011

По данным длительных высокочастотных измерений пульсаций температуры и скорости ветра в городской среде исследуется связь между энергией мелкомасштабной турбулентности и скоростью ее диссипации. Показано, что для широкого спектра метеоусловий (при изменении числа Ричардсона и масштаба Монина–Обухова) энергия турбулентных флуктуаций скорости ветра (TKE) линейно связана со скоростью диссипации $\varepsilon$. Коэффициент пропорциональности между TKE и $\varepsilon$ является размерной величиной, не зависящей от стратификации атмосферы, числа Ричардсона или масштаба Монина–Обухова. Измерения в разные сезоны года показывают, что этот коэффициент может быть связан со средней скоростью адиабатических движений (средней скоростью звука или температурой воздуха), что позволяет выделить более «универсальную» постоянную $\gamma$. Показана также линейная связь между дисперсией флуктуаций температуры (характеристикой внутренней энергии турбулентности) и скоростью их диссипации. Найденная линейная связь подтверждена измерениями в городской среде, в лесной зоне (в загородной местности) и в приземном слое над ровной опустыненной территорией.

*Ключевые слова*: турбулентность, диссипация, флуктуации скорости ветра и температуры, пограничный слой атмосферы.

УДК: 551.551.2:551.501.796. PACS: 92.60.Fm.

## Введение

Изучение атмосферной турбулентности продолжается уже около ста лет, и количество опубликованных в мире экспериментальных работ в этом направлении исчисляется тысячами. Имеется и ряд монографий, посвященных будущему теории турбулентности и необходимости новых подходов (см., например, [1]). Однако исследования многих ключевых вопросов турбулентности далеки от завершения. Среди главных проблем следует отметить отсутствие ясных подходов к описанию анизотропной/неоднородной и нестационарной («многомасштабной») турбулентности, с какой обычно и приходится иметь дело в реальной атмосфере; отсутствие системы уравнений для описания механизмов перемешивания, т.е. обмена импульсом и энергией между турбулентными неоднородностями разных масштабов; наконец, отсутствие законов сохранения и правил перехода от кинетической энергии турбулентности к внутренней (для этой характеристики в литературе по турбулентности используется термин «мера температурной неоднородности») и потенциальной энергии турбулентных неоднородностей плотности воздуха в поле силы тяжести.

В области теоретических исследований связи средних полей ветра и температуры с характеристиками турбулентности в атмосферном пограничном слое (АПС), до настоящего времени преобладают попытки построения теории подобия по примеру весьма плодотворной теории подобия Монина–Обухова для атмосферного приземного слоя. Результаты таких исследований можно найти в классических монографиях [2–6], а также в относительно недавних работах [7, 8] и в обширной цитированной там литературе. Однако применение теории подобия для описания турбулентности в АПС до сих пор встречает значительные трудности, поскольку для параметризации статистических связей эта теория использует локальные характеристики турбулентности, что с математической точки зрения означает необходимость существенного различия характерных пространственных масштабов (наличия малых параметров). Но в неоднородном пограничном слое имеется уже несколько характерных масштабов, соотношение между которыми зависит от метеорологической ситуации. Так, например, градиенты температуры и скорости ветра в АПС определяют еще два характерных масштаба пограничного слоя, и эти масштабы должны сопоставляться с масштабом Монина–Обухова, определяемым скоростями диссипации турбулентных неоднородностей скорости ветра и температуры в приземном слое. В сложной среде, например городской, дополнительно появляются еще характерные масштабы вертикальных и горизонтальных неоднородностей подстилающей поверхности, часто называемые мезомасштабной шероховатостью, а в крупном городе к ним добавляется и масштаб горизонтальных неоднородностей градиента давления. Имеется много литературных обзоров по этим вопросам (см., например, [9, 10]).

Измерения профилей температуры и скорости ветра и их вариаций в АПС, в том числе в городской среде, проводятся уже длительное время на стационарных высотных метеорологических и телевизионных мачтах

[11–16], на самолетах [17], а также с помощью привязных аэростатов и низкоуровневых радиозондов в ходе специальных экспериментов. В последние десятилетия для измерения турбулентности в пограничном слое также используются приборы дистанционного зондирования [18, 19]. Огромный объем данных, собранный во всех этих экспериментах, используется при разработке и проверке моделей, описывающих структуру и динамику турбулентных полей ветра и температуры в АПС. Подобные измерения в городской среде ведутся и на Физическом факультете МГУ.

Анализ данных измерений и традиционных подходов к описанию турбулентности в АПС показал, что использование теории подобия и поиск универсальных закономерностей часто приводит к исключению из рассмотрения важных общих характеристик турбулентности, таких как турбулентная кинетическая энергия, турбулентная внутренняя (тепловая) энергия и скорости их диссипации, а также их зависимость от высоты и средней скорости ветра, так как на них производится нормирование спектров анализируемых характеристик. В отличие от подобных работ целью настоящего исследования является изучение связи между энергетическими характеристиками и скоростями генерации и диссипации турбулентности — основными размерным параметрами теории подобия Монина–Обухова.

Несмотря на кажущуюся очевидность этой связи, имеются значительные трудности в определении основных понятий и измерении соответствующих характеристик. Так, например, измерение энергии турбулентности в АПС связано с необходимостью определения и разделения турбулентного и синоптического процессов. При этом сама синоптическая изменчивость также является стохастическим процессом (за границами гидродинамического прогноза погоды). Хорошо известно также, что при метеорологических измерениях в АПС временной ход характеристик турбулентности даже в условиях стационарной хорошей погоды демонстрирует значительную стохастическую изменчивость, связанную с мезомасштабными вариациями скорости ветра и градиента температуры в АПС (перемежаемость турбулентности). В то же время общефизические соображения подсказывают, что статистическая связь между энергетической и диссипационной характеристиками должна быть простой. Со статистической точки зрения эта связь является выражением флуктуационно-диссипационных отношений.

## 1. Постановка задачи. Скорость диссипации и энергетика турбулентных процессов в АПС

Главный результат теории локально однородной и изотропной турбулентности при больших числах Рейнольдса [20–22], подтвержденный в огромном числе полевых экспериментов в атмосфере, состоит в универсальном поведении спектров и структурных функций турбулентных характеристик в интервале между характерным масштабом изучаемой системы и масштабом диссипации. Ключевыми размерными параметрами на этом интервале является скорость диссипации турбулентной кинетической энергии $\varepsilon$, и скорость выравнивания температурных неоднородностей $N$. Важным свойством турбулентности в этом интервале является ее медленное изменение во времени и, как следствие, перенос средним ветром. Это позволяет определять характеристики $\varepsilon$ и $N$ по измерениям в одной точке при достаточно сильном среднем ветре. Однако в АПС скорость среднего ветра быстро изменяется с высотой и достаточно быстро со временем, поэтому при «одноточечных» наблюдениях инерционный интервал турбулентности не очень широк и применимость исходных гипотез теории турбулентности в АПС часто приходится доказывать по данным наблюдений.

Второй принципиальный вопрос теории — зависимость скорости генерации и диссипации турбулентности от высоты. Ведь если мелкомасштабные неоднородности в соответствии с гипотезой Колмогорова образуются из более крупномасштабных вплоть до масштаба самого пограничного слоя и скорость диссипации турбулентных вариаций с необходимостью должна равняться скорости их генерации при описании стационарного случайного поля, то эта скорость *генерации* не может зависеть от высоты и должна быть общей или «интегральной» для всего пограничного слоя характеристикой турбулентности и, по-видимому, должна быть связана с энергией турбулентности во всем пограничном слое. Как известно, классическая теория турбулентности связывает скорость диссипации $\varepsilon$ и турбулентную кинетическую энергию $b$ (ТКЕ) с функцией распределения флуктуаций по спектру. В спектральном представлении однородной и изотропной турбулентности [6]:

$$b = \int_0^\infty E(\varkappa)\,d\varkappa, \quad \varepsilon = 2\nu \int_0^\infty \varkappa^2 E(\varkappa)\,d\varkappa, \tag{1}$$

где $E(\varkappa)$ — спектральная плотность энергии однородной и изотропной турбулентности, а $\varkappa$ — модуль волнового числа. Тогда предположение, что $\varepsilon = \varepsilon(z)$, в рамках теории подобия равносильно предположению, что $E = E(\varkappa, z)$, которое имеет смысл только для $\varkappa \ll \frac{1}{z}$, но не при $\varkappa \sim \frac{1}{z}$. Это же предположение затем трактуется в смысле $b = \int E(\varkappa, z)\,d\varkappa = b(z)$. Однако спектр турбулентной изменчивости в АПС не имеет минимума между инерционным и энергетическим масштабом, а максимум энергетического спектра находится в самых больших масштабах. Поэтому чтобы найти $E(\varkappa, z)$ при $\varkappa \sim \frac{1}{z}$ для определения $b$, необходимо использовать дополнительные гипотезы.

Например, при выводе уравнений связи между скоростью диссипации и градиентами усредненных полей предполагается усреднение по времени (стационарная турбулентность) и усреднение по пространству (так как опускаются слагаемые типа дивергенции), т. е. рассматриваются некоторые средние значения скорости диссипации, усредненные по достаточно большому объему и времени. Если же предположить, что в наших измерениях мы можем фиксировать лишь средние характеристики диссипации и генерации турбулентности в пограничном слое, то эта средняя генерация должна быть связана со средней кинетической энергией турбулентности в АПС. Другими словами, если отказаться от представления $E(\varkappa, z)$ и считать, что $E = E(\varkappa)$ во всем пограничном слое, то $\varepsilon$ и $b$ являются «интеграль-

ными» или средними характеристиками турбулентности в АПС. (Мы пока совершенно не рассматриваем крупномасштабную турбулентность — синоптическую изменчивость.)

Связь распределений $\varepsilon$ и $b$ на разных высотах следует из единого спектрального представления $E(\varkappa)$ и его универсальности в области высоких частот (т. е. в инерционном и вязком интервалах). Соответствие между средними или «интегральными» характеристиками и $\varepsilon(z)$ и $b(z)$, используемыми теорией подобия, можно выразить, если предположить условно, что для турбулентных движений в АПС $E(\varkappa, z) = \psi(z)E^*(\varkappa)$ и, следовательно, $\varepsilon(z) = \psi(z)\varepsilon^*$ и $b(z) = \psi(z)b^*$. Заметим, что такое представление турбулентного спектра будет заведомо неправильным при $\varkappa \lesssim \frac{1}{z}$ и поэтому ошибка такой аппроксимации может зависеть от высоты. Тогда, если атмосферная турбулентность быстро падает вне пограничного слоя, $\int \varepsilon(z)\,dz = \varepsilon^* H$, а $\int b(z)\,dz = b^* H$, где $H = \int \psi(z)\,dz$ — характеристика высоты пограничного слоя. Так, например, если в соответствии с теорией подобия [3] $\varepsilon(z) = u_*^2 \dfrac{\partial V}{\partial z}$, то $\int \varepsilon(z)\,dz = \overline{u_*^2} V_\infty$, а $\varepsilon^* = \dfrac{\overline{u_*^2} V_\infty}{H}$, где $\overline{u_*^2}$ — среднее значение плотности потока импульса в АПС, а $V_\infty$ — скорость на верхней границе АПС.

Отметим еще, что в городской среде, особенно в мегаполисе, понятия пограничного и приземного слоя сильно смешиваются, поскольку практически нельзя выбрать диапазон высот, которые были бы много больше характерной высоты неоднородностей поверхности и одновременно много меньше высоты слоя перемешивания. Поэтому для городского пограничного слоя либо употребляют специальные параметризации, являющиеся модификацией моделей теории подобия Монина–Обухова, либо разделяют городской пограничный слой на несколько зон с разной параметризацией: городские каньоны, волновой подслой, собственно пограничный слой [24, 25].

Целью настоящей работы является изучение связи между «интегральными» или общими характеристиками АПС $\varepsilon^*$ и $b^*$. Для измерений проводимых на фиксированной высоте $\varepsilon(z, b)$ будет являться индикатором $\varepsilon^*(b^*)$, т. е. мы предполагаем, что связь между измерениями $\varepsilon$ и $b$ на фиксированной высоте будет отражать связь между соответствующими интегральными характеристиками. Таким образом, проводимые измерения мы будем связывать с энергией турбулентности всего пограничного слоя, а зависимость турбулентности от высоты соотносить с поведением функции $\psi(z)$. Ниже для простоты записи мы будем также опускать звездочку.

Разделение энергии на мелкомасштабную (турбулентную) и крупномасштабную (синоптическую) можно провести «постулативно» по линии, отделяющей крупномасштабные турбулентные движения от движений инерционного масштаба, т. е. там, где условие однородности и изотропности перестает выполняться. Хотя эта граница и условна, небольшое ее смещение не изменит значимо энергию крупномасштабных движений, так как основная ее часть сосредоточена в неоднородных и неизотропных формах движений. А поскольку энергия — величина аддитивная и сумма энергии крупномасштабного и турбулентного движения движения должна сохраняться на масштабах инерционного интервала (для крупномасштабных движений это один момент времени), то и энергия мелкомасштабной турбулентности на этом масштабе «в среднем» (статистически) тоже будет постоянной.

Очевидно, что из $b \to 0\,\mathrm{Ra}\,\varepsilon \to 0$, так как отсутствие турбулентности автоматически приводит к отсутствию турбулентной диссипации. Поэтому функциональную зависимость $\varepsilon(b)$ в окрестности $b = 0$ (или $b \ll c^2$, где $c$ — скорость звука) можно, например, аппроксимировать зависимостью $\varepsilon = \kappa b^\lambda + \ldots$, если представить непрерывную зависимость $\varepsilon(b)$ как зависимость «интегральных» характеристик турбулентности в АПС. Для атмосферных турбулентных движений условие малости $b$ (или малости числа Маха: $b/c^2 \ll 1$) выполняется с высокой степенью точности, но скорость звука, как фазовая скорость адиабатических движений и величина, близкая к средней скорости внутреннего (молекулярного) движения, играет роль предельной скорости движения «жидких частиц» и может входить в зависимость $\varepsilon(b)$, а также связывать кинетическую и внутреннюю энергию турбулентности. При любой степенной зависимости $(\lambda)$ между $\varepsilon$ и $b$ возникает размерный множитель, который не меняется для всей совокупности статистических ансамблей турбулентности при медленном изменении характеристик турбулентности, в том числе при изменении числа Ричардсона Ri или масштаба Монина–Обухова $L$. Иначе говоря, например, зависимость числа Ричардсона и масштаба Монина–Обухова от высоты входит в множитель $\psi$: $\psi(z) = \psi(z, \mathrm{Ri}(z))$. Одновременно среднее значение числа Ричардсона и масштаба Монина–Обухова и их предельные значения при $z = 0$ сами будут зависеть от кинетической и тепловой энергии турбулентности в АПС (через средние профили температуры и скорости ветра).

Вводя безразмерную характеристику $x = (\gamma/c)\varkappa$ и предположив из соображений размерности что $E(\varkappa) = b(\gamma/c)\phi(x)$, где $\phi(x)$ — безразмерная функция турбулентности на микромасштабах, получаем

$$b = \int_0^\infty b\frac{\gamma}{c}\phi(x)\,d\left(\frac{c}{\gamma}x\right) = b\int_0^\infty \phi(x)\,dx, \tag{2}$$

$$\varepsilon = 2\nu\int_0^\infty \left(\frac{x}{\gamma}c\right)^2 b\frac{\gamma}{c}\phi(x)\,d\left(\frac{c}{\gamma}x\right) =$$

$$= \frac{c^2 b}{\gamma}\,\frac{2\nu}{\gamma}\int_0^\infty x^2\phi(x)\,dx, \tag{3}$$

откуда следует условие нормировки $\phi(x)$: $\int\limits_0^\infty \phi(x)\,dx = 1$, и связь постоянной $\gamma$ с функцией распределения мелкомасштабных флуктуаций $\phi(x)$:

$$\gamma = 2\nu\int_0^\infty x^2\phi(x)\,dx. \tag{4}$$

В этом случае, как видим, между $\varepsilon$ и $b$ существует линейная связь:

$$\varepsilon = \frac{c^2}{\gamma} b. \tag{5}$$

Постоянная $\gamma$ определяет время жизни мелкомасштабных турбулентных неоднородностей и перемешивание «жидких частиц». Использование новой переменной $\gamma$ вместо $\nu$ связано с тем, что коэффициент пропорциональности между ними зависит от спектра турбулентных флуктуаций и не обязательно близок к единице. Появление квадрата скорости звука (или термодинамической температуры) связано с тем, что это единственная комбинация между $\varepsilon$ и $b$ и термодинамическими характеристиками среды, при которой связь будет линейной. Естественно, что такой вариант не является единственно возможным. Можно, например, предположить, что $\gamma^2\varepsilon = 2\nu b^2$. Это выражение не содержит скорости звука (температуры). Тогда безразмерной характеристикой будет $x = \frac{\gamma \varkappa}{\sqrt{b}}$, и, выразив из соображений размерности $E$ в форме $E(\varkappa) = \gamma\sqrt{b}\phi(x)$, получаем

$$b = \int_0^\infty \gamma\sqrt{b}\,\phi(x)\,d\left(\frac{\sqrt{b}}{\gamma}x\right) = b\int_0^\infty \phi(x)\,dx, \tag{6}$$

$$\varepsilon = 2\nu\int_0^\infty \left(\frac{x\sqrt{b}}{\gamma}\right)^2 \gamma\sqrt{b}\,\phi(x)\,d\left(\frac{\sqrt{b}}{\gamma}x\right) =$$

$$= 2\nu\frac{b^2}{\gamma^2}\int_0^\infty x^2\phi(x)\,dx. \tag{7}$$

Выяснение зависимости $\varepsilon$ от $b$ и установление степени постоянства $\gamma$ с учетом ошибок экспериментальных наблюдений и является целью настоящей работы.

Использование новых констант $\gamma$ и $c$ в сопоставлении с традиционной спектральной формулировкой гипотез об автомодельности однородной и изотропной турбулентности [4], по-существу, лишь видоизменяет гипотезу Кармана. «Универсальным» масштабом длины становится отношение $\frac{\gamma}{c}$, а масштаб смешения $l$ становится функцией локальной кинетической энергии турбулентности, т.е. $l = l(b)$, или

$$l = \frac{\gamma}{c} f\left(\frac{b(z,t)}{c^2}\right). \tag{8}$$

## 2. Методика эксперимента

Для измерений турбулентных флуктуаций в пограничном слое атмосферы (в его нижней части) использовались высокочастотные ультразвуковые измерения флуктуаций скорости ветра и температуры с помощью акустических анемометров (USA-1, Metek). Измерения проводились при существенно разных условиях стратификации (днем и ночью), шероховатости подстилающей поверхности (в городской и загородной местности) и в разные сезоны года (что позволяет шире учесть влияние температурных изменений и уточнить роль скорости звука в предполагаемой эмпирической связи).

Применение ультразвуковых датчиков для исследования высокочастотной компоненты атмосферной турбулентности в АПС за последние десятилетия стало широко распространенным методом измерений [26, 27]. Такие измерения проводятся над ровной поверхностью, над лесными массивами [30], в городских каньонах и выше «уровня крыш» [25]. Поэтому методика статистической обработки данных, хотя и варьируется, остается, по-существу, традиционной. Верхний предел частоты дискретизации у таких датчиков при традиционном использовании составляет 10–50 Гц, что позволяет в достаточной степени охватить инерционный интервал турбулентности. Безусловно, такие измерения имеют и ряд ограничений по точности измерений, в том числе спектров в инерционном интервале [28, 29], однако эти ограничения не являются препятствием для достаточно точного описания характеристик турбулентности в самых различных условиях (см., например, [30]).

Во многих исследованиях, посвященных поиску универсальных закономерностей в спектрах флуктуаций скорости и температуры в АПС при разной термической устойчивости и вертикальном градиенте скорости ветра, т.е. при разных значениях числа Ричардсона и масштаба Монина–Обухова, обычным является нормирование спектров на скорость диссипации, скорость ветра, высоту над поверхностью (см., например, [30, 31]). При таком подходе, однако, невозможно изучить связь между энергетической и диссипационной характеристиками. Поэтому в настоящей работе, в отличие, скажем, от достаточно близкой по методике работы [30], нормирование спектров не проводилось, как и нормирование частоты. Диапазон частот, на котором в большинстве метеорологических ситуаций выполняются закономерности спектра однородной и изотропной турбулентности, был ограничен небольшим участком спектра: $\sim 0.1$–$1$ Гц, хотя сами измерения характеризуют диапазон частот от $\sim 0.02$ до 10 Гц (некоторые измерения проводились и с частотой 50 Гц).

Основные элементы применяемой методики включали следующие пункты.

1. По коротким реализациям (512 точек с дискретизацией 10 Гц в большинстве случаев) строились спектры временной изменчивости декартовых компонент скорости ветра и температуры. Предварительный анализ показал, что в средней части спектра в широком диапазоне условий стратификации и скоростей выполняется закон $\sim f^{-5/3}$ для «замороженной» турбулентности. На рис. 1 приведены некоторые примеры такой зависимости для спектров разных компонент скорости и температуры, при разных условиях стратификации. Отметим сразу, что представление данных на этом рисунке в нетрадиционных координатах связано с их последующей обработкой.

2. Низкочастотная часть спектра (восемь первых гармоник) отбрасывалась, чтобы на определение $\varepsilon$ не влияли динамические процессы, связанные с изменением синоптических условий. Эта процедура аналогична обычно применяемому вычитанию линейных или нелинейных трендов из исходных рядов [30] и проще по реализации.

3. Высокочастотная часть спектров в области от $f_n/4$ до $f_n$, где $f_n$ — частота Найквиста, равная половине частоты дискретизации (5 Гц), также отбрасывалась,

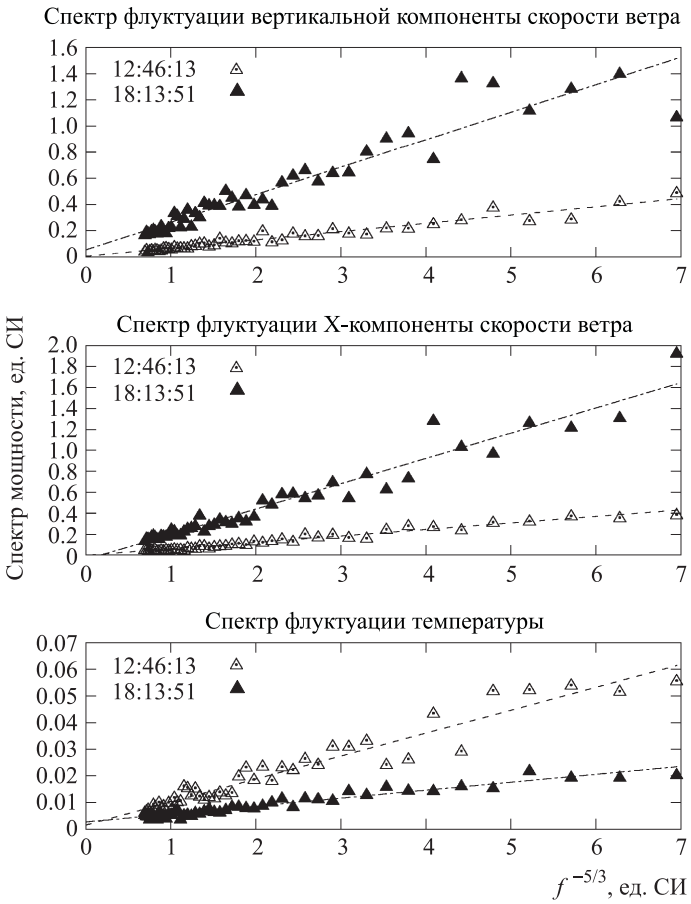



*Рис. 1.* Примеры спектральной плотности флуктуаций вертикальной компоненты скорости (вверху), горизонтальной компоненты и температуры (внизу) по измерениям в городской среде (02.06.2009, Москва, МГУ). Время указывает на окончание «часового» интервала усреднения (64 выборки по 512 точек)

чтобы не учитывать изменение спектра, связанное с искажением спектра вблизи частоты дискретизации («aliasing»), и изменение спектра из-за влияния «шумов дискретизации» и ограниченной точности измерений. Кроме того, предварительный анализ показал, что в ночных условиях при устойчивой стратификации спектр, например, турбулентных флуктуаций температуры уже начинает отклоняться от закона «$-5/3$». В средней же части спектра закон «$-5/3$» продолжает выполняться.

4. Были проведены эксперименты с различным параметрами обработки спектров: изменялась длительность реализаций, спектры нескольких серий измерений усреднялись для получения «статистической» оценки, усреднялись сами измерения по нескольким (10–20) отсчетам. Все эти методики показали сохранение спектрального закона в инерционном интервале, в результате чего был выбран самый простой метод оценки наклона спектра по достаточной длинной реализации (512 или более отсчетов). В то же время короткая длительность серии (меньше 1 мин для 512 отсчетов) гарантирует постоянство на этом интервале гидродинамического течения, что необходимо для перерасчета временной изменчивости в пространственную в соответствии с гипотезой Тейлора.

5. Оценка «среднего» спектра для расчета скорости диссипации обычно проводится одним из способов: либо по нескольким «мгновенным» спектрам строятся средние оценки и их доверительные интервалы для каждого спектрального отсчета, либо проводится сглаживание спектра по нескольким спектральным отсчетам, если спектр имеет достаточную длину (пример такой обработки спектральных данных можно видеть в [30]). В настоящем исследовании применен подход, являющийся модификацией этих двух методов и позволяющий также получить статистическую оценку изучаемого параметра. Так как мы не исследуем весь спектр, а используем для определения скорости диссипации только его малую часть, процедура сглаживания была заменена процедурой аппроксимации спектра в инерционном интервале. По спектральным отсчетам в диапазоне от 0.15 до 1.25 Гц, для которого в подавляющем большинстве синоптических условий выполняется гипотеза Тейлора (кроме практически штилевых ситуаций), область инерционного интервала аппроксимировалась прямой $y = \zeta x$, где $x = f^{-5/3}$ (рис. 1). В этом случае легко было определить и доверительный интервал для $\zeta$, чтобы в последующем пересчитать его в доверительный интервал для скорости диссипации.

Хорошо известно, что, например, для скалярного случайного поля температуры $\zeta_T \sim C_T^2 V^{2/3}$, где $C_T^2$ — структурный параметр однородного и изотропного поля флуктуаций температуры, а $V$ — модуль средней скорости ветра. В свою очередь $C_T^2 \sim N\varepsilon^{-1/3}$. Для векторного случайного поля скорости коэффициент $\zeta_X$ сопоставлялся либо со спектром каждой компоненты, либо со следом спектрального тензора, т.е. суммой спектров мощности компонент. Он пропорционален $\varepsilon^{2/3}V^{2/3}$.

Преимущество выбранного способа аппроксимации (линейной регрессии) заключается в том, что высокочастотная часть спектра, в которой шумовая компонента больше, при такой аппроксимации вносит минимальные искажения в определение его наклона, а случайные отклонения, обусловленные конечной длиной реализации, не будут систематически влиять на соотношение между ТКЕ и $\varepsilon$ (а также между $\sigma_T^2$ и $N$). Для учета влияния широкополосного (инструментального) шума к такой аппроксимации следует добавить постоянную. Одновременно эту постоянную и шумовую компоненту спектра можно использовать в качестве критерия инструментальных ошибок измерений, зашумленности данных, влияния выпадения осадков во время длительных измерений и пр. Следующий простой критерий был выбран как оценка достоверности измерений скоростей диссипации: если коэффициент корреляции для линейной регрессии был менее 95%, такой ряд не учитывался в дальнейших расчетах. При таком подходе единичные инструментальные выбросы данных фильтруются Фурье-преобразованием и отбрасыванием высокочастотной части спектра, а сильный шум, помехи и другие причины сильного искажения спектра — указанным критерием.

Была также опробована методика аппроксимации спектров уравнением, которое учитывает его искажение в области частоты Найквиста, но она не дала особых преимуществ по сравнению с простым отбрасыванием части спектра, поскольку в широком диапазоне терми-

ческой стратификации трудно разделить влияние искажений из-за ограниченной точности измерений и из-за изменения формы самого спектра. Можно лишь утверждать, что искажение спектра температурных флуктуаций больше ночью и меньше в дневные часы, т.е. вызвано, скорее всего, не столько городским шумом и помехами, сколько уменьшением интенсивности самих флуктуаций.

6. По этим же сериям измерений были рассчитаны дисперсии флуктуаций скорости ветра и температуры, т.е. энергетические характеристики $b$ и $\sigma_T^2$, определялись среднее значение скорости ветра $V$ и средняя температура $T$ (измеряемая акустическая температура и ее флуктуации считались близкими абсолютной температуре и соответствовали измерению скорости звука), необходимые для перерасчета временного спектра в пространственный, и оценки скорости адиабатических колебаний, рассчитывались потоки тепла и импульса $<u'w'> = u_*^2$ и $<T'w'> = u_*T_*$, которые можно использовать для оценки Ri и $L$. Следует, конечно, отметить, что в городской среде условия, необходимые для применения теории подобия (например, $z \gg h$, где $h$ — средняя высота зданий), не выполняется, в отличие от закона «$-5/3$».

Поскольку энергетические характеристики также определялись по коротким сериям, в их расчет не входила мезомасштабная изменчивость ветра и температуры. Так как исследуемые характеристики определяются по коротким сериям в «естественных» условиях, которые не могут считаться в достаточной степени стационарными (более низкочастотная и длинноволновая «мезомасштабная» турбулентность вносит случайные ошибки в определение как $b$, так и $\varepsilon$) и поскольку сильные отклонения, например, порывы ветра или заток теплого воздуха от окружающих зданий, также являются характерным свойством таких измерений, для уменьшения статистического разброса при сравнении энергетических и диссипационных характеристик была использована следующая методика осреднения. По примерно часовым сериям (64 спектра по 512 точек) отбирались те измерения, которые удовлетворяют критерию качества и при которых скорость ветра была более 1 м/с, чтобы заведомо выполнялся перенос «замороженных» неоднородностей. По этим измерениям строились выборочные функции распределения энергетической характеристики, а в дальнейшем изучалась связь медианы распределения с характеристикой $\zeta_X$. Такой подход позволяет не учитывать сильные отклонения отдельных измерений. В самих же спектрах эти выбросы уже отфильтрованы преобразованием Фурье и критерием отбраковки спектров.

7. Дисперсии флуктуаций скорости ветра и температуры далее сопоставлялись с соответствующими скоростями диссипации. По усредненным за «час» измерений спектрам (64 спектра) и энергетическим характеристикам (по медианам распределений) строились корреляционные графики для логарифма коэффициента $\zeta_X$ изучаемой характеристики и логарифма TKE с учетом скорости переноса и температуры среды, т.е. между $\ln \zeta_X$ и $\ln(bTV)^{2/3}$.

## 3. Сопоставление энергетических и диссипационных характеристик пульсаций скорости ветра

Первоначальный замысел исследования заключался в сопоставлении спектра флуктуаций температуры и TKE. Однако предварительный анализ показал, что прямой корреляционной связи между флуктуациями скорости ветра и температуры установить нельзя, и доверительный интервал формальной линейной регрессии превышает разумный предел (10%). На рис. 2, *а* показан характерный пример сопоставления суточного хода TKE и коэффициента $\zeta_T$ для температурных флуктуаций в течение одного летнего дня. Этот результат означает, что флуктуации кинетической и тепловой энергии турбулентности есть характеристики относительно независимые и пограничный слой атмосферы имеет две различные энергетические характеристики турбулентности, соответственно два масштаба интенсивности турбулентности и, возможно, два различных масштаба высоты пограничного слоя. Это предположение позволяет объяснить, почему измерения высоты пограничного

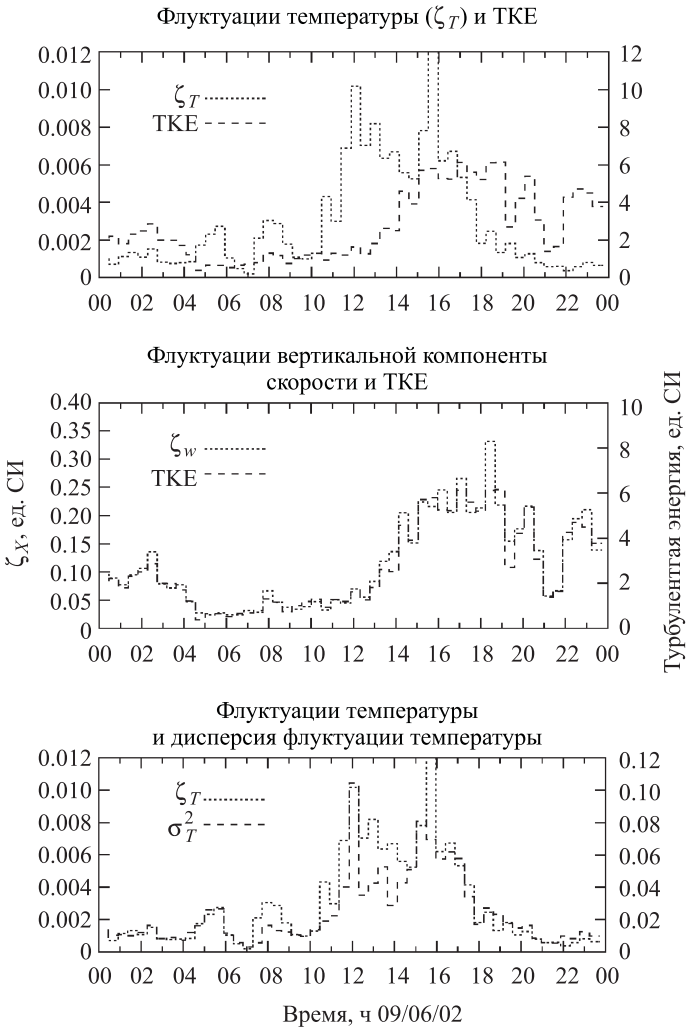



*Рис. 2.* Сравнение временного хода наклонов спектра $\zeta_X$ (коэффициента линейной регрессии к $f^{-5/3}$) для вертикальной компоненты скорости и температуры в сравнении с TKE и дисперсией флуктуаций температуры $\sigma_T^2$. 02.06.2009, время осреднения 30 мин

слоя приборами дистанционного зондирования, использующими разные принципы измерений, дают расхождение в десятки процентов и даже в разы. Очевидно, что и безразмерных параметров, характеризующих пограничный слой, должно быть несколько, а их производные, подобно тому, как связаны $L$ и Ri, будут давать разные масштабы высоты. Так, если учесть связь между температурой и скоростью адиабатических движений, то $\frac{R_\mu}{g}\frac{\partial\theta}{\partial z}$, где $\theta$ — потенциальная температура, а $R_\mu = R/\mu$ — газовая постоянная воздуха, является таким безразмерным числом, как и любое произведение или функция безразмерных чисел.

Вместе с тем сопоставление коэффициентов $\zeta_w$ для вертикальной компоненты и дисперсии вертикальной компоненты скорости $\sigma_w^2$, $\zeta_w$ и TKE (рис. 2, *б*), и, наконец, $\zeta_u$, $\zeta_v$ — для других компонент и их суммы указывает на их корреляционную связь. В данном месте использование характеристики $\zeta_X$ вместо скорости диссипации призвано лишь показать эту связь во времени. На рис. 2, *в* такая же «одновременная» связь показана для скорости диссипации температурных неоднородностей $N$ (коэффициент $\zeta_T$ связан с $N$) и интенсивности тепловых флуктуаций $\sigma_T^2$.

Предварительные расчеты показали, что линейная регрессия между турбулентной кинетической энергией и скоростью ее диссипации действительно имеет место, но значение среднего наклона степенной зависимости по корреляционным графикам логарифмов зависит от процедуры осреднения: поскольку, например, $\zeta_w \sim \varepsilon^{2/3}V^{2/3}$, то усреднение спектров при изменяющемся значении среднего ветра приводит к ошибкам определения среднего значения скорости диссипации. Очевидно, что более корректно сопоставлять среднее значение, например, $\zeta_w$ и среднее комбинации величин $(bTV)^{2/3}$, если предполагается, что $\varepsilon \sim bT$, осредняемой по серии «коротких» измерений, которые соответствуют измерению единичного спектра. То есть сопоставлять $\ln\overline{(bTV)^{2/3}}$ и $\ln\overline{\zeta_w}$, где черта сверху означает осреднение по «часовой» серии (ниже и на рисунках черта опущена). На рис. 3, *а* в логарифмических координатах сначала показано соотношение между $\ln(bTV)^{2/3}$ и $\ln\zeta_w$ для одного летнего дня. Расчет показывает, что линейная регрессия в этом случае действительно имеет единичный наклон (на графиках наклон обозначен буквой $m$ — это показатель степенной связи). Измерения для разных суток, при разных температурах в загородной местности и над ровной поверхностью (в полевом эксперименте) подтверждают этот вывод. Одновременно этот результат является аргументом в пользу универсального характера спектрального распределения мелкомасштабной турбулентности, которое можно определять и в городской среде, а не только над ровной поверхностью. На рис. 3, *б* приведено совокупное корреляционное соотношение уже для спектра мощности всех трех компонент ($\zeta_V$), т. е. суммы диагональных элементов спектрального тензора для двух дней: летнего и зимнего. Видно, что учет средней температуры сделан правильно, так как обе совокупности принадлежат одной линейной закономерности (если не учитывать этот параметр, то между двумя множествами точек был бы заметен сдвиг).

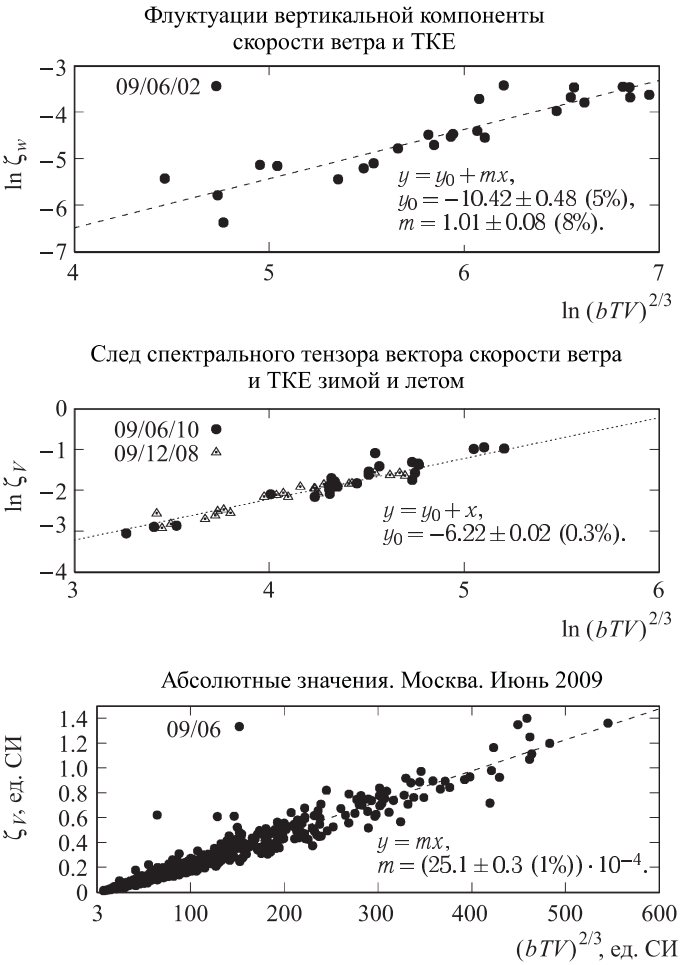



*Рис. 3.* Сравнение характеристики $\zeta_X$ с кинетической энергией турбулентности (TKE) для вертикальной компоненты скорости (*а*, вверху), следа спектрального тензора для летнего и зимнего дня (*б*) в логарифмических координатах и абсолютных значений для месяца наблюдений (*в*, внизу). Абсолютная температура характеризует изменение скорости звука

На рис. 3, *в* представлены данные уже для месяца измерений в линейном, а не логарифмическом масштабе. Этот график наглядно подтверждает выдвинутую гипотезу, что $\varepsilon \sim b$ и одновременно показывает, что эта связь носит вероятностный характер, т. е. отдельные измерения могут показывать значимые отличия на десятки процентов, что характерно для нестационарных метеорологических условий, в то время как общая закономерность, характеризующая взаимосвязь турбулентной кинетической энергии и ее диссипации во всем пограничном слое атмосферы, а возможно, и в атмосфере в целом, явно прослеживается.

Построенная корреляционная зависимость позволяет оценить значение постоянной $\gamma$. Однако следует сразу указать, что точное определение этой постоянной связано с точностью определения «константы Колмогорова» между наклоном спектра и скоростью диссипации, для которой в настоящее время принята точность около 10% [4]. Другим источником неопределенности является локальность измерений по высоте, поскольку пропорциональность интегральных и локальных (изме-

ренных на одной высоте) характеристик турбулентности лишь предполагается.

Как известно, след спектрального тензора скорости для однородной и изотропной турбулентности $\Phi_{ii} = \frac{E(\varkappa)}{2\pi\varkappa^2}$. Если обозначить через $A$ коэффициент в формуле $E(\varkappa) = A\varepsilon^{2/3}\varkappa^{-5/3}$, то временная спектральная плотность $W(f) = \frac{3}{5}A(2\pi)^{-5/3}\varepsilon^{2/3}V^{2/3}f^{-5/3}$ [6]. При значении $A = 1.35$ [4] имеем $\alpha = \frac{3}{5}A(2\pi)^{-5/3} = 0.038$, а соответствующий коэффициент $\zeta_V = \alpha\varepsilon^{2/3}V^{2/3}$. При условии выполнения гипотезы $\varepsilon = \frac{c^2}{\gamma}b$, где $c^2 = \frac{C_p}{C_v}R_\mu T$, и корреляционной связи $\zeta_V = \beta(bTV)^{2/3}$, где $\beta = 25.1 \cdot 10^{-4}$ (в ед. СИ, см. рис. 3, *в*), $\beta = \alpha\left(\frac{C_pR_\mu}{C_v\gamma}\right)^{2/3}$, или $\gamma = \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^{3/2}\frac{C_p}{C_v}R_\mu$. Считая воздух двухатомным газом с молярной массой $29 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, получаем $\gamma \approx 2.36 \cdot 10^4$ м$^2$/с.

## 4. Сопоставление энергетических и диссипационных характеристик пульсаций температуры

Следующим шагом было исследование связи энергетических и диссипационных характеристик турбулентных флуктуаций температуры. Спектр флуктуаций температуры в инерционном интервале, как известно, связан со скоростью диссипации температурных турбулентных флуктуаций $N$, поэтому если спектр флуктуаций температуры в развитом турбулентном движении тоже описывается некоторой универсальной функцией, а ее «интегральными», т.е. общими для всего пограничного слоя характеристиками являются скорость генерации и диссипации температурных неоднородностей и квадрат флуктуаций температуры $\sigma_T^2$ как энергетическая характеристика, то между ними так же должна быть общая связь, не зависящая от числа Ri и масштаба $L$.

Вполне очевидно, что «замороженная» турбулентность включает также и флуктуации энтропии или потенциальной температуры, т.е. сохраняющейся некоторое время в каждой частице среды характеристики. При этом пульсации давления, температуры и плотности можно разделить на адиабатические — быстрые колебания и медленные — пространственные, в силу закона сохранения энтропии переносимые ветром. Если вместо потенциальной температуры ввести такую характеристику, как потенциальная плотность — плотность жидкой частицы, адиабатически приведенную к «реперной» температурой $T_0$, определяющей скорость адиабатических движений, то такая потенциальная плотность будет описывать плотность вероятности обнаружить частицу единичной массы в заданной точке. Это удобно в случае рассмотрения турбулентных процессов планетарных масштабов, охватывающих всю атмосферу, например, при описании случайной синоптической изменчивости. Отметим еще, что в первых работах А.М. Обухова по турбулентности под температурой обычно понимается именно потенциальная температура, т.е. функция энтропии, а квадрат флуктуаций температуры $\sigma_T^2$ А.М. Обухов в своей классической работе [22] называет «свободной энергией». В пограничном слое, поскольку давление у поверхности Земли меняется слабо, в первом приближении будем считать, что флуктуации потенциальной температуры пропорциональны флуктуациям термодинамической температуры (возможно, это не совсем верно, но мы пока не имели возможности одновременно измерять флуктуации и давления, и температуры).

В отличие от структурных коэффициентов для компонент вектора скорости, которые пропорциональны $\varepsilon^{2/3}$, структурный коэффициент $C_T^2$ пропорционален $N$. Это различие показано на рис. 4, *а*, на котором первоначально масштаб сопоставления логарифмов характеристик был выбран таким же, как и для компонент скорости ветра, т.е. исходя из предположения, что коэфициент $\zeta_T \sim N^{2/3}V^{2/3}$ (ср. с рис. 3, *а*), поскольку использование теперь скорости звука и $R_\mu$ позволяет сделать такое предположение, если $\zeta_T \sim \left(NV\frac{c}{R_\mu}\right)^{2/3}$.

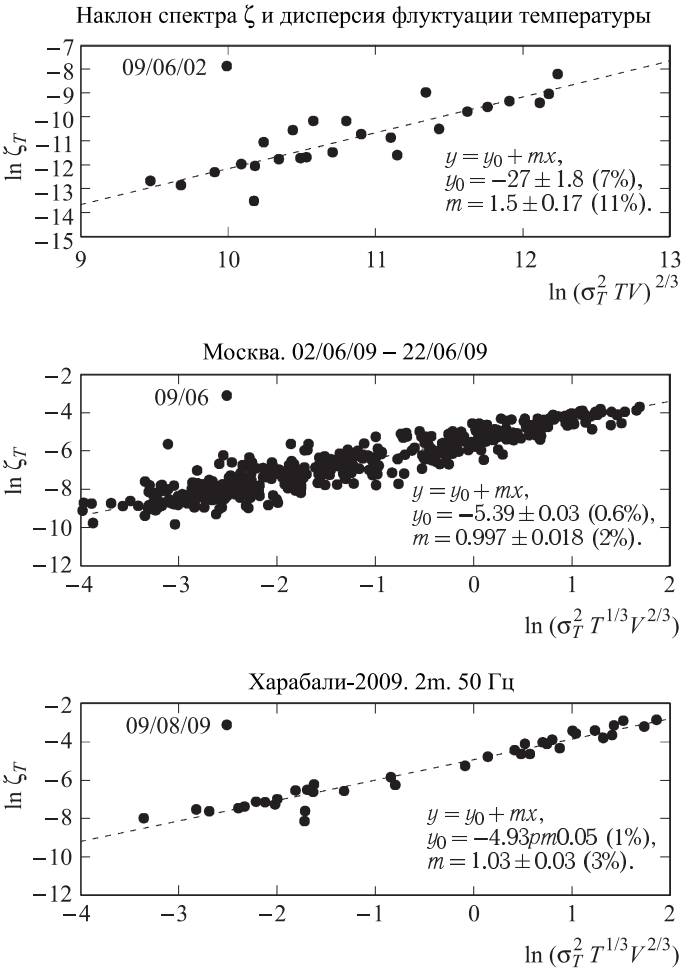



*Рис. 4.* Сопоставление характеристики температурных спектров $\zeta_T$ с дисперсией флуктуаций температуры $\sigma_T^2$ в логарифмическом масштабе. *а* — Проверка первоначальной гипотезы по измерениям в течение одного дня. Выявлено значительное отклонение от линейной зависимости, характерной для наклонов спектров скоростей ($m = 1.5$). *б* — Проверка гипотезы $N = \frac{c^2}{\gamma}\left(\frac{\varepsilon\gamma}{c^4}\right)^{1/3}\sigma_T^2$ по измерениям $\zeta_T \sim \frac{N}{\varepsilon^{1/3}}V^{2/3}$. *в* — Сопоставление с измерениями в условиях ровной пустынной местности (экспедиция «Харабали-2009»). Видно совпадение этой зависимости с измерениями в городской среде

При этом оказалось, что коэффициент наклона регрессионной прямой между логарифмом $\zeta_T$ и логарифмом квадрата флуктуаций температуры (вместе с зависимостью от средней скорости ветра и температуры) связаны иной зависимостью, так как показатель степенного наклона $m$ равен «3/2» (на рисунке показан и доверительный интервал для $m$). Этот результат отражает гипотезу, что $\zeta_T \sim N \sim \sigma_T^2$, что соответствует как классической гипотезе Обухова о микроструктуре турбулентного поля температуры, так и высказанному предположению о линейной связи между $N$ и $\sigma_T^2$, являющейся мерой «тепловой» энергии турбулентности (часто употребляется также термин «мера температурной неоднородности», а А. М. Обухов в работе [22] называл ее «свободной энергией»).

С другой стороны, появление параметра $\gamma$ сразу увеличивает число возможных эмпирических связей между $N$, $\sigma_T^2$ и $\varepsilon$. Общим выражением, например, линейной связи является выражение $N = \frac{c^2}{\gamma}\sigma_T^2 f\left(\frac{\varepsilon\gamma}{c^4}\right)$, или $N = \frac{\varepsilon}{c^2}\sigma_T^2 f_1\left(\frac{c^4}{\varepsilon\gamma}\right)$, где $f$ или $f_1$ — функции безразмерного аргумента, которые могут быть найдены по экспериментальным данным. Так, при $f(x) = x^{1/3}$ характеристика $\zeta_T$ не содержит зависимости от $\varepsilon$, что в наибольшей степени соответствует данным наших измерений. В этом случае $\zeta_T \sim \sigma_T^2 V^{2/3}\left(\frac{c}{\gamma}\right)^{2/3}$. На рис. 4, *б* построенном по данным за 20 дней непрерывных наблюдений в июне 2009 г., полученным в Московском мегаполисе (на высоте 50 м над уровнем земли или около 20 м над крышей здания Физического факультета МГУ), видно, что между $\zeta_T$ и дисперсией флуктуаций температуры $\sigma_T^2$ действительно имеется линейная корреляционная зависимость.

Для того чтобы проверить найденные закономерности также и в условиях, отличных от условий стационарно проводившихся наблюдений, было проведено их сравнение с данными измерений, сделанных тем же прибором, но в экспедиционных условиях в приземном слое (высота 2 м) над ровной поверхностью. Измерения проводились в Астраханской области (в экспедиции «Харабали-2009») в летнее время. Частота дискретизации измерений была увеличена до 50 Гц из-за близости подстилающей поверхности и большего градиента скорости ветра. Эти измерения также подтвердили временную корреляцию между наклонами спектров компонент скорости ветра и ТКЕ, а также между коэффициентом наклона $\zeta_T$ температурных флуктуаций и их интенсивностью. На рис. 4, *в* можно видеть, что $\zeta_T$ пропорциональна как скорости диссипации тепловых флуктуаций, так и интенсивности этих флуктуаций ($\sigma_T^2$). А размерный множитель между этими характеристиками, определенный в условиях городской среды с крупными препятствиями, близок к его значению в приземных измерениях над ровной поверхностью.

Хотя численное значение параметра $\gamma$ не может быть рассчитано по этим графикам непосредственно, так как включает неизвестную безразмерную функцию, однако по ним можно оценить, в какой мере это значение является одинаковым для различных внешних условий, т. е. для разных средних течений, стратификаций, температур и пр.

## Заключение

Таким образом, на экспериментальном материале показано, что в широком диапазоне метеорологических условий между турбулентной кинетической энергией и скоростью ее диссипации наблюдается линейная корреляционная связь. Аналогичная линейная связь обнаружена между интенсивностью тепловых флуктуаций $\sigma_T^2$ и скоростью их диссипации $N$.

Найденные эмпирические зависимости позволяют оценивать одновременно как энергетические, так и диссипационные характеристики турбулентности не только над ровной поверхностью, но и в городской среде. Универсальность связи между энергией турбулентности и скоростью ее диссипации подтверждает универсальный характер спектров турбулентности в инерционном и вязком интервалах вне зависимости от типа и шероховатости подстилающей поверхности. Измерение скорости диссипации по наклону спектра в инерционном интервале не требует фильтрации низкочастотной части и не зависит от фильтрации высокочастотной части спектра турбулентных флуктуаций. Измерение скорости диссипации в стационарных условиях (при равенстве диссипации и генерации) позволяет судить и об общей интенсивности турбулентного перемешивания во всем пограничном слое атмосферы, что важно, например, для задач контроля распространения загрязняющих примесей или для задач гражданской авиации, особенно ее малых форм. Конечно, важно и изучение зависимости скорости диссипации и энергии мелкомасштабной турбулентности от высоты, которое связано с распределением потока импульса и тепла, средней скорости ветра и температуры в АПС.

Изложенный в работе практический метод расчета энергетических и диссипационных характеристик турбулентности атмосферы даже в условиях, когда критерии применимости теории подобия в приземном слое не выполняются (высокие здания, измерения на небольшой высоте над «уровнем крыш»), может быть применен и в рутинных метеорологических наблюдениях.

Автор выражает искреннюю признательность М. А. Каллистратовой за поддержку и полезные замечания и Р. Д. Кузнецову за многолетнее сотрудничество и плодотворные дискуссии, а также благодарит Г. А. Курбатова за постоянную помощь в проведении экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 08-05-00984).

## Список литературы

1. *Фриш У.* Турбулентность. Наследие Колмогорова. М., 1998.
2. *Обухов А.М.* Турбулентность и динамика атмосферы. М., 1981.
3. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М., 1965.
4. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М., 1967.
5. *Ламли Дж.Л., Пановский Х.А.* Структура атмосферной турбулентности. М., 1966.

6. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., 1967.
7. *Hogstrom U.* // Bound. Layer Met. 1988. **42**. P. 55.
8. *Zilitinkevich S., Calanca P.* // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 2000. **126**. P. 1913.
9. *Counihan J.* // Atmos. Environ. 1975. **9**. P. 871.
10. *Roth M.* // Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 2000. **126**. P. 941.
11. *Бызова Н.Л.* Типовые характеристики нижнего 300-метрового слоя атмосферы по измерениям на высотной мачте. М., 1982.
12. *Al-Jiboori M.H., Xu Fei* // Adv. Atmos. Sci. 2005. **22**, N 4. P. 595.
13. *Wood C.R., Clark S.J., Barlow J.F., Chapman J.W.* // Bound. Layer Met. 2010. **137**. P. 77.
14. *Estoque M.A.* // Tellus. 1967. **19**, N 4. P. 560.
15. *Shi Feng Zhang* // Bound. Layer Met. 1981. **20**, N 1. P. 117.
16. *Thuillier R.H., Lappe U.O.* // J. Appl. Meteor. 1964. **3**. C. 299.
17. *Shao Y., Hacker J.M.* // Bound. Layer Met. 1990. **52**, N 1. P. 17.
18. *Wilczak J.M., Gossard E.E., Neff W.D., Eberhard W.L.* // Bound. Layer Met. 1996. **78**. P. 321.
19. *Coulter R.L., Kallistratova M.A.* // Meteorol. Atmos. Phys. 2004. **85**. P. 3.
20. *Колмогоров А.Н.* // Докл. АН СССР. 1941. **30**, № 4. С. 299.
21. *Обухов А.М.* // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геоф. 1941. **5**, № 4. С. 453.
22. *Обухов А.М.* // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геоф. 1949. **13**, № 1. С. 58.
23. *Обухов А.М.* // Докл. АН СССР. 1949. **66**, № 1. С. 17.
24. *Emeis S., Baumann-Stanzer K., Piringer M.* et al. // Meteorol. Zeit. 2007. **16**. P. 393.
25. *Christen A., Vogt R., Rotach M.W.* // Bound. Layer Met. 2009. **131**. P. 193.
26. *Kaimal J.C.* // Radio Sci. 1969. **4**. P. 1147.
27. *Wingaard J.C.* // Ann. Rev. Fluid. Mech. 1981. **13**. P. 399.
28. *Schotanus P., Nieuwstadt F.T.M., de Bruin H.A.R.* // Bound. Layer Met. 1983. **26**. P. 81.
29. *Contini D., Donato A., Belosi F.* // J. Atmos. Ocean. Tech. 2006. **23**, N 6. P. 785.
30. *Liu Sh., Liu H., Xu M.* et al. // Bound. Layer Met. 2001. **98**. P. 83.
31. *Кухарец В.П., Цванг Л.Р., Ягломм А.М.* // Физика атмосферы и проблемы климата. М., 1980. С. 162.

## Energy and dissipation rate of atmospheric turbulence in the boundary layer

**V. P. Yushkov**

*Department of Physics of Atmosphere, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*
*E-mail: yushkov@phys.msu.ru.*

Experimental comparison of turbulence dissipation rate in the inertial subrange with turbulence kinetic energy is carried out. In wide range of stratification, roughness (in urban and rural measurements), temperature and wind conditions their proportionality is shown. Temperature fluctuations dissipation rate and temperature variance is compared as well.

*Keywords*: turbulence, dissipation, temperature and wind velocity fluctuations, atmospheric boundary layer.
PACS: 92.60.Fm.
*Received 27 May 2010.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 3(2011).

**Сведения об авторе**

Юшков Владислав Пролетарьевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., тел.: (495) 939-15-41, e-mail: yushkov@phys.msu.ru.