Флуктуации давления в турбулентной атмосфере и их роль в генерации адиабатических движений

В. П. Юшков[a]
Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

Поступила в редакцию 09.09.2020, после доработки 17.09.2020, принята к публикации 01.10.2020.

Детально проанализировано место флуктуаций давления в турбулентном перемешивании. С их помощью объясняется выравнивание пространственных неоднородностей флуктуаций скорости звука, а также перенос энергии между кинетической и потенциально доступной формой. Они характеризуют неопределенность, возникающую между оценкой адвекции флуктуаций давления в турбулентных вихрях и работой сил адиабатических флуктуаций давления. На основе предположения, что потенциально доступная энергия равно распределена между адиабатической (σ_p^a) и турбулентной (σ_p^t) компонентами, показано, что скорость перехода кинетической энергии турбулентных флуктуаций в потенциально доступную форму сопоставима со скоростью диссипации ε.

Ключевые слова: турбулентности, давление, энтропия, адиабатические флуктуации.
УДК: 551.511.61. PACS: 47.27.Ak.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие теорий атмосферной турбулентности продолжается уже больше столетия (см., например, [1, 2]), однако накопленный багаж наблюдений и теорий требует значительного переосмысления [3, 4]. Для некоторых из гипотез за прошедшие годы так и не было получено достаточного физического обоснования, а некоторые предположения плохо подтверждаются экспериментальными наблюдениями. Часть гипотез, предложенных еще в 30–40 гг. прошлого века, постепенно переходит в разряд приближений или «моделей турбулентности», а некоторые из них, по-существу, тормозят дальнейшее развитие теоретического анализа.

Флуктуации давления в турбулентной среде, конечно, не являются новым объектом исследования. Теоретические работы Обухова [5] и Бэтчелора [6], экспериментальные работы Голицына [7] и Булла [8], как и десятков других исследователей, хорошо известны и, казалось бы, отвечают на многие вопросы. В теоретических работах, однако, почти всегда используется приближение несжимаемости, а в экспериментальных, при измерениях в одной точке невозможно отделить малую адиабатическую компоненту флуктуаций скоростей от динамической. Для такого разделения, поскольку эти две компоненты обладают разными дисперсионными соотношениями, необходимо проводить синхронные измерения на расстояниях, бóльших размера статистического ансамбля турбулентных вихрей.

Конечно, приближение несжимаемости, как и другие приближения в уравнениях гидродинамики, являются вынужденной мерой, существенно упрощающей теоретический анализ, однако следствием использования такого приближения является потеря информации об источнике случайности и его статистических свойствах. Уравнения же гидродинамики, после статистического осреднения остаются «точечными» и не содержат пространственных и временных масштабов турбулентности, а для характеристики случайности, например вторых и последующих моментов, и их связи со средними полями, приходится прибегать к дополнительным «моделям» или «гипотезам».

Значимая роль адиабатических флуктуаций в теории турбулентности, казалось бы, была опровергнута работами Лайтхилла [9, 10] и «освящена» Ландау (см. [11, §18]), однако более внимательный анализ показывает, что работы Лайтхилла, как и других исследователей в то время, не учитывали пространственных флуктуаций температуры или скорости звука и их выравнивания при турбулентном перемешивании. Экспериментальные же свидетельства ключевой роли этих флуктуаций для взаимодействия адиабатических волн и несжимаемых турбулентных движений были получены несколько позже, в 1959 г. [12, 13].

Зачем же нужны в теории турбулентности эти весьма малые по амплитуде движения? Проще всего это понять, сравнивая *вариации* кинетической $\mathcal{K} = \langle \frac{v^2}{2} \rangle$ и лабильной (суммы потенциальной и внутренней, $\Phi + U$) энергии или вводя понятие потенциально доступной энергии турбулентности. Сохранение полной энергии воздушных или лагранжевых частиц $E = \mathcal{K} + \Phi + U$ в реальном, а не статистическом ансамбле вихрей, очевидно, не препятствует переходу кинетической энергии в потенциальную форму и сжатию/разряжению этих квазичастиц. Даже не учитывая неоднородностей притока тепла, в адиабатическом приближении, когда

$$T\frac{dS}{dt} = 0,$$

изменение внутренней энергии лагранжевой частицы, на единицу массы воздуха:

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{p}{\rho}\,\mathrm{div}\,\mathbf{v},$$

и значит это изменение, то есть переход кинетической энергии турбулентности в иные формы, при подъеме или опускании и столкновениях воздушных частиц возможен только если $\mathrm{div}\,\mathbf{v} \neq 0$, то есть через

[a] E-mail: yushkov@phys.msu.ru

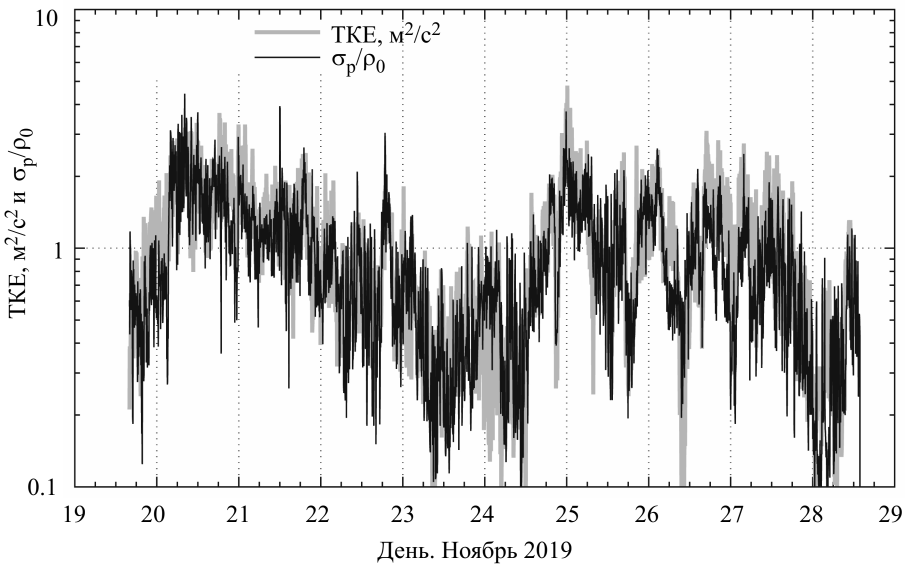

Рис. 1. Пример сопоставления кинетической энергии турбулентных флуктуаций (КЭТ) и нормированных на плотность СКО флуктуаций давления (σ_p/ρ_0) по измерениям в пограничном слое в городской среде в ноябре 2019 г. Интервал осреднения — 10 мин

адиабатические сжимаемые движения. И поскольку перед $\operatorname{div} \mathbf{v}$ стоит множитель порядка квадрата средней скорости звука $\bar{c}^2$, даже очень малые колебания сжимаемости приводят к значимым флуктуациям внутренней или потенциально доступной энергии, сопоставимым с изменениями кинетической энергии турбулентности в ансамбле лагранжевых частиц.

В самом деле, при сопоставлении с кинетической энергией турбулентности флуктуациями давления пренебрегать нельзя, поскольку в турбулентном потоке $\dfrac{\sigma_p}{\rho_0} \sim a v_*^2$, где $a \approx 3$, а $v_*^2 = \tau_w/\rho_0$ — квадрат динамической скорости [14], сравнимый с дисперсией вертикальной компоненты флуктуаций скоростей. Показанное на рис. 1 сопоставление флуктуаций давления с кинетической энергией турбулентности по нашим измерениям в пограничном слое атмосферы наглядно подтверждает это, известное еще с 1960-х годов по измерениям в аэродинамических трубах, соотношение.

Малость же относительных флуктуаций давления $\dfrac{p'}{p_0}$, по сравнению с относительными флуктуациями плотности и температуры, известная как приближение Буссинеска, имеет место лишь в термодинамическом уравнении состояния:

$$\frac{\rho'}{\rho_0} + \frac{T'}{T_0} \approx 0,$$

что приводит к замене в уравнении движения флуктуаций плотности на флуктуации температуры или потенциальной температуры в теории турбулентной конвекции.

Малые флуктуации температуры нетрудно связать с флуктуациями скорости звука. Если

$$c_s^2 = (\bar{c}_s + c_s')^2 = \frac{C_P}{C_V} R_\mu T = \frac{C_P}{C_V} R_\mu (T_0 + T'),$$

то

$$\frac{T'}{T_0} \approx \frac{2c_s'}{\bar{c}_s} \text{ если } c_s' \ll \bar{c}_s \text{ , где } \bar{c}_s^2 = \frac{C_P}{C_V} R_\mu T_0.$$

Важно отметить, что исключение уравнения баланса полной энергии из системы уравнений гидродинамики в классической теории турбулентности и замена его на приближение несжимаемости в конечном счете и привело к многолетней задержке в развитии теории турбулентности и отсутствию до настоящего времени детального анализа связи флуктуаций кинетической энергии с флуктуациями внутренней энергии ансамбля лагранжевых частиц или флуктуациями скорости звука. Ведь и дисперсия σ_c^2, и скорость диссипации ε_c этих флуктуаций на единицу массы совпадают по размерности с кинетической энергией турбулентности $\mathcal{K} = \sigma_v^2/2$ и скоростью диссипации кинетической энергии

$$\varepsilon = \frac{\nu}{2} \overline{\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)^2},$$

а значит, их безразмерные отношения $\varepsilon_c/\varepsilon$, и σ_c^2/σ_v^2, хотя они и значительно меньше 1 (см. рис. 2) могли бы быть включены в «соображения размерности» классической теории турбулентности и заменить постоянные коэффициенты на безразмерные функции этих соотношений.

1. ВНЕШНИЕ МАСШТАБЫ ТУРБУЛЕНТНОСТИ, СРЕДНИЕ РАЗМЕРЫ ВИХРЯ И АНСАМБЛЯ ЛАГРАНЖЕВЫХ ВИХРЕЙ

Классическая статистическая теория турбулентности, изложенная Тейлором [15] и в значительной степени развитая в работе Кармана и Ховарта [16], а в нашей стране — школой Колмогорова (см. [1, 2]), в целях максимального упрощения теоретического анализа предполагает изотропность турбулентных пульсаций. Это предположение позволило свести все многообразие возможных свойств турбулентных течений к анализу небольшого числа моментов, прежде всего вторых. Однако гипотеза изотропности, очевидно, не работает на внешних масштабах, сопоставимых с толщиной турбулентного слоя, да и на

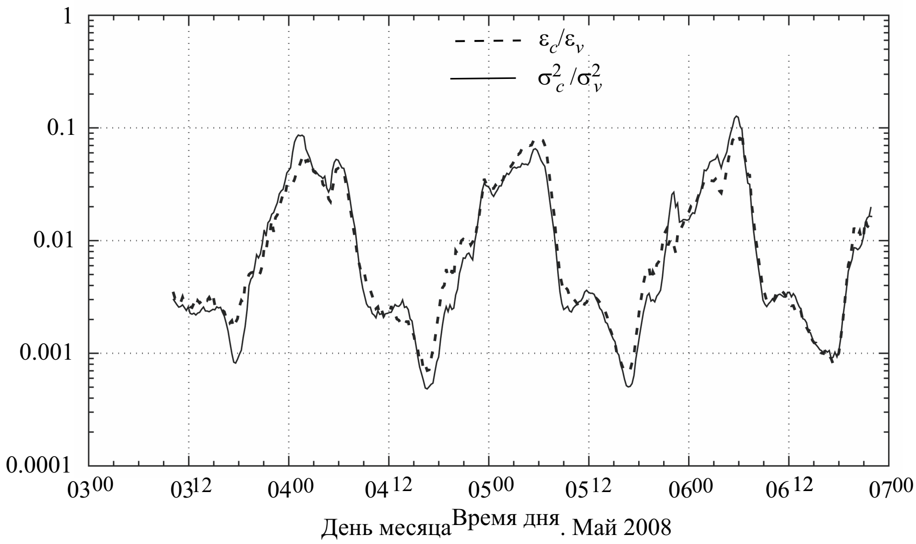

Рис. 2. Пример сопоставления двух скоростей диссипации: флуктуаций скорости звука (ε_c) и кинетической энергии (ε) с дисперсиями флуктуаций скорости звука и скорости при измерениях над ровной поверхностью в Кабау (Нидерланды) в мае 2008 г. Интервал осреднения — 1 час

меньших масштабах измерения демонстрируют весьма приближенное выполнение этого условия [17].

Между тем внешний или энергетический масштаб турбулентности необходим для оценки *изменения в пространстве* статистических характеристик турбулентности: энергии или потока импульса. А от внешнего *временно́го* масштаба зависит, как быстро могут меняться эти характеристики. Без этих внешних масштабов в нестационарном и неизотропном турбулентных течениях невозможно отличить *изменение* средних величин от случайных вариаций с такими же пространственными и временными масштабами.

Для пограничного слоя атмосферы, например, эта проблема касается разделения быстрых изменений профиля среднего течения при прохождении фронта и мезомасштабных флуктуаций скорости. Или изучения таких ярких спорадических феноменов, как волны Кельвина–Гельмгольца [18]. Последние, очевидно, не являются изотропными, но и точное или явное их гидродинамическое описание невозможно из-за случайной компоненты генерации и диссипации.

В изотропной модели турбулентных флуктуаций внешние масштабы принято определять по соображениям размерности из средней кинетической энергией $\mathcal{K}$ и скорости диссипации ε. С точностью до множителя, который сам может быть порядка 2π, временной масштаб $\tau_0 \sim \mathcal{K}/\varepsilon$, а пространственный — $l_0 \sim \mathcal{K}^{3/2}/\varepsilon$ или σ_v^3/ε.

Одновременно, турбулентное движение приводит к смешению и взаимодействию лагранжевых воздушных частиц (или вихрей) с разной энтропией, при их опускании или подъеме в пограничном слое, а в изэнтропическом, в среднем течении, — к перемешиванию при столкновениях таких воздушных частиц с разной температурой. В обоих случаях, дисперсия флуктуаций скорости звука σ_c^2 является мерой интенсивности такого перемешивания, а σ_c^2/ε_c и σ_c^3/ε_c дают еще одну пару временны́х и пространственных масштабов.

Проводимые во всем мире измерения турбулентности в пограничном слое, пример которых показан на рис. 2, однако, показывают, что $\dfrac{\varepsilon}{\varepsilon_c} \approx \dfrac{\sigma_v^2}{\sigma_c^2}$, то есть и флуктуации скорости звука, и турбулентные флуктуации вихревой (несжимаемой) компоненты поля скорости обладают одним общим временным масштабом $\tau_0 = \dfrac{\sigma_v^2}{\varepsilon} = \dfrac{\sigma_c^2}{\varepsilon_c}$. В то же время, поскольку $\dfrac{\sigma_c^2}{\sigma_v^2} \sim 10^{-2}$, из-за существенной разницы между этими двумя величинами можно определить два пространственных масштаба $\sigma_v\tau_0 = l_0$ (интегральный пространственный масштаб) и $l_* = \sigma_c\tau_0$. Характерный масштаб l_* связан со скоростью выравнивания неоднородностей энтропии и переходом от масштабов бароклинной генерации завихренности, когда $\dfrac{d\Omega}{dt} \neq 0$, к масштабам согласованного баротропного вихревого движения, на котором пространственным изменением завихренности или энстрофии можно пренебречь. То есть масштаб l_* характеризует некоторый средний размер одного вихря, а l_0 — масштаб всего статистического ансамбля вихрей, определяемый условием отсутствия среднего потока через границу и связанный, как будет показано, с пространственным масштабом корреляции адиабатического шума.

Бо́льший пространственный масштаб l_0 в теории турбулентности связывают с «путем перемешивания» по Прандтлю l_P. Это связано с тем, что в логарифмическом пристеночном слое, где с хорошей точностью

$$\varepsilon = v_*^2\left|\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z}\right|, \text{ а } v_*^2 = K_T\left|\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial z}\right| \text{ и } K_T = v_* l_P$$

(здесь $\mathbf{V}(z)$ — средняя скорость турбулентного потока, а K_T — коэффициент турбулентной диффузии), с точностью до множителя,

$$\frac{v_*^2}{\varkappa} \sim \frac{\sigma_v^2}{2}\text{ , а значит, } \varepsilon = \frac{v_*^4}{K_T} = \frac{v_*^3}{l_P} \sim \frac{\sigma_v^3}{l_0},$$

то есть $l_0 \sim l_P$.

Однако, в отличие от масштаба Прандля l_P, масштабы l_0 и l_* описывают статистические характеристики ансамбля турбулентных вихрей. Поэтому, когда $l_P = \varkappa z \to 0$, где $\varkappa$ — постоянная Кармана, скорость диссипации энергии в статистическом ансамбле ограничена конечным средним размером вихря l_*.

Эту конечность пространственного масштаба l_* в приземном слое можно проиллюстрировать простой механической аналогией. Если представить вихри вблизи поверхности как множество дисков разного размера, катящихся по поверхности, то, очевидно, их средний размер не зависит от расстояния до поверхности.

А зависимость скорости диссипации от высоты: $\varepsilon(z)$ не является характеристикой скорости диссипации статистического ансамбля вихрей. Эту среднюю скорость диссипации характеризует другая величина: $\dfrac{1}{l_0}\displaystyle\int \varepsilon dz$, остающаяся конечной из-за того, что непосредственно вблизи поверхности часть вихря проводит лишь очень малое время.

Можно предположить, что l_* характеризует как раз тот масштаб, в пределах которого $v_*^2 \approx \text{const}$ (примерно 10% высоты АПС). Наоборот, когда $z \to \infty$, выше приземного слоя, масштаб Прандтля изменяется медленнее, чем $\varkappa z$, поскольку он ограничен интегральным масштабом l_0, по порядку величины совпадающим с высотой АПС.

В конвективном же пограничном слое, там где, наоборот, вертикальные градиенты средней скорости малы, интегральный масштаб $l_0 = \sigma_v \tau_0$ связан с временем жизни флуктуаций температуры и плотности τ_0, и потому остается конечным и при $z \to \infty$.

Можно сказать, что масштаб l_0 характеризует длину того пути, который проходит лагранжева частица до потери корреляции флуктуаций скорости со своим предыдущим значением, и он связан с временем «забывания» (и формирования) этих флуктуаций τ_0, которые на этом интервале, в рамках гипотезы Тейлора, остаются постоянными:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla)\mathbf{v} \approx 0.$$

Другими словами, время жизни τ_0 — это среднее время замороженности вихревых структур или время выполнения гипотезы Тейлора. Поведение же спектра флуктуаций скоростей за границами этого интегрального масштаба, то есть для волновых чисел $\kappa \to 0$, в локальных измерениях турбулентных флуктуаций характеризует не их статистический ансамбль, а влияние тех случайных сил, которыми мы пренебрегли, принимая гипотезу Тейлора.

Поскольку пространственный масштаб l_*, как следует из наблюдений, значительно меньше масштаба ансамбля вихрей l_0, чтобы его определить, понять физический смысл и связать с флуктуациями давления и энтропии, необходимо рассмотреть процесс генерации завихренности и модель выравнивания флуктуаций энтропии. Такая модель была предложена автором в работе [19]:

$$\frac{dS}{dt} = \gamma \Delta S + \frac{\dot{Q}}{\overline{\overline{T}}}, \tag{1}$$

где $\gamma \Delta S$ описывает выравнивание энтропий «соседних» воздушных частиц, на малых масштабах, а $\dfrac{\dot{Q}}{\overline{\overline{T}}}$ — случайный источник тепла, в том числе и тепла диссипации, добавление которого необходимо для существования квазистационарных флуктуаций энтропии или скорости звука.

В отличие от аналогичного уравнения, предложенного Обуховым в работе [20], скорость выравнивания флуктуаций скорости звука или энтропии γ много больше температуропроводности χ или скорости выравнивания адиабатических флуктуаций $\eta = \left(\dfrac{4}{3}\nu + \xi\right) + \left(\dfrac{C_p}{C_v} - 1\right)\chi$ [11], где C_p и C_v — соответствующие теплоемкости идеального газа, ν — кинематическая, а ξ — так называемая вторая вязкость. То есть затухание адиабатических флуктуаций должно быть слабым на масштабах выравнивания энтропии за счет этих самых флуктуаций. Это выравнивание энтропии или вариаций скорости звука и происходит за счет адиабатических флуктуаций.

При этом ширина спектра адиабатических флуктуаций может быть весьма большой, однако конечной. А это значит, что время корреляции адиабатических флуктуаций будет малым и из соображений размерности равным $\tau_* = \dfrac{\sigma_v}{c_s}\tau_0$, поскольку адиабатические флуктуации, в отличие от несжимаемых, обладают дисперсионным соотношением: $\omega_a = \bar{c}_s \kappa_a$.

Выравнивание энтропии на малых масштабах l_* приводит к тому, что гидродинамическое движение становится *баротропным* на малых масштабах, и вектор бароклинности (вихрь силы) $\mathbf{B} = \text{rot}\left(-\dfrac{1}{\rho}\nabla p\right)$, как и генерация завихренности $\dfrac{d\Omega}{dt}$, стремятся к нулю. То есть вихрь на этом масштабе начинает двигаться как единое целое с сохранением энстрофии (завихренности). Выравнивание энтропии и определяет тот конечный масштаб волновых чисел κ_*, характеризующий средний размер одного вихря $l_* \sim 1/\kappa_*$. Именно на этом масштабе и происходит характерное изменение как скоростей (вихревых флуктуаций), так и динамических флуктуаций градиента давления p_t, для которых

$$\nabla p_t = -\rho_0 \frac{\partial^2 v_i v_j}{\partial x_i \partial x_j},$$

как и предполагает классическая теория турбулентности [6].

2. СКОРОСТЬ ДИССИПАЦИИ ФЛУКТУАЦИЙ СКОРОСТИ ЗВУКА И ЭНЕРГИЯ АДИАБАТИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЙ

Второе начало термодинамики через осредненную характеристику $\left\langle T\dfrac{dS}{dt}\right\rangle$ описывает и приток тепла и скорость затухания адиабатических флуктуаций [11]. Этот простой факт говорит о невозможности отличить генерацию турбулентности за счет неоднородностей нагревания или остывания от пространственной неоднородности скорости диссипации и выделения тепла при такой диссипации.

Чтобы связать скорость генерации ε_c с флуктуациями скорости звука, введем безразмерную энтропию λ следующим условием:

$$\varepsilon_c = \left\langle T\frac{dS}{dt}\right\rangle = \left\langle c_s^2\frac{d\lambda}{dt}\right\rangle, \qquad (2)$$

где с учетом приближения Буссинеска для воздуха как идеального газа,

$$\lambda = \frac{C_v}{R_\mu}\ln\frac{\Theta}{\Theta_0} \approx \frac{C_v}{R_\mu}\frac{\Theta'}{\Theta_0} = 5\frac{c_s'}{\bar{c}_s} \ll 1. \qquad (3)$$

Из уравнений (1), (2) видно, что S, как и λ определяется с точностью до постоянной. Если еще определить малые флуктуации скорости звука через безразмерную функцию ϕ:

$$c_s^2 = \bar{c}_s^2\phi \text{ так, что } \phi = 1+\phi' \text{ и } \phi' \ll 1. \qquad (4)$$

Наша цель — показать как связаны флуктуации ϕ' и λ с флуктуациями давления.

В приближении Буссинеска $\phi' = -\dfrac{\rho'}{\rho_0}$, то есть характеризует и флуктуации плотности, а значит

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = -\operatorname{div}(\phi\mathbf{v}). \qquad (5)$$

Можно, наоборот, определить ϕ как ρ/ρ_0, а безразмерную энтропию λ выразить через логарифм *потенциальной плотности* ρ_s. Если $S = -R_\mu\ln\rho_s$, то

$$\rho_s = \rho\left(\frac{T_0}{T}\right)^{C_v/R_\mu} \text{ и } \lambda \approx -\frac{C_v}{C_p}\frac{\rho_s'}{\rho_0},$$

однако эти определения, как нетрудно посчитать, эквивалентны.

Из уравнения (5) можно увидеть, что нелинейный член $\phi\mathbf{v}$ смешивает адиабатические и несжимаемые флуктуации скоростей и температур, поскольку неопределенность турбулентного перемешивания не позволяет отличить $\phi\operatorname{div}\mathbf{v} \approx \operatorname{div}\mathbf{v}_a$ от неопределенности адвекции несжимаемых флуктуаций плотности: $(\mathbf{v}\nabla)\phi'$. Обе эти характеристики, как будет показано ниже, имеют один характерный масштаб.

Поскольку скорость диссипации флуктуаций скорости звука ε_c одновременно характеризует и затухание адиабатических движений и является положительно определенной величиной, можно предположить, что в уравнении (1) за скорость диссипации отвечает первый член в правой части, а второй отвечает за скорость генерации этих флуктуаций. Тогда, если считать λ волновой формой, то есть принять $\langle\lambda\rangle t = 0$, то

$$\varepsilon_c = \gamma\langle\phi'\Delta\lambda\rangle\bar{c}_s^2. \qquad (6)$$

Если предположить что флуктуации ϕ' и λ могут быть описаны в рамках одного функционального пространства, как будет показано ниже, то $\gamma\varepsilon_c$ можно выразить через квадратичную форму. Физические же соображения и соображения размерности подсказывают, что скорость диссипации флуктуаций скорости звука ε_c пропорциональна и энергии турбулентных флуктуаций E_t, являющейся суммой кинетической и потенциально доступной энергии, и энергии адиабатических движений E_a, выравнивающих эти флуктуации, то есть

$$\gamma\varepsilon_c = E_aE_t. \qquad (7)$$

Такое соотношение показывает, что характерное время затухания адиабатических флуктуаций E_a/ε_c зависит от интенсивности турбулентных флуктуаций: чем больше энергия турбулентных флуктуаций, тем шире спектр адиабатических и меньше время их затухания. А характерное время корреляции турбулентных флуктуаций E_t/ε_c связано с большим «временем жизни» низкочастотных адиабатических флуктуаций l_0/σ_a и их малой сжимаемостью, так как $\operatorname{div}\mathbf{v}_a \sim \sigma_a\kappa_0$ определяет скорость перехода кинетической энергии турбулентности в другие формы. То есть среднеквадратичная сжимаемость $(\operatorname{div}\mathbf{v}_a)$ и пропорциональна интенсивности адиабатической компоненты (энергии E_a).

В силу малости адиабатических флуктуаций у нас нет возможности инструментально отделить их от турбулентных и измерить, поэтому формула (7), по существу, является определением энергии адиабатических флуктуаций E_a на единицу массы среды. Такое определение хорошо согласуется с измеряемыми амплитудами σ_c^2 и σ_v^2. В самом деле, с точностью до коэффициента порядка 2π, если (см. 3) $\phi' \sim \lambda \sim \sigma_c/\bar{c}_s$ и (см. рис. 2)

$$\varepsilon_c/\sigma_c^2 = \varepsilon/\sigma_v^2 \text{ , а } \sigma_c^2 = \sigma_a\sigma_v, \qquad (8)$$

то

$$\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon} = \frac{\sigma_a}{\sigma_v} \text{ или } \gamma\varepsilon_c = \sigma_a\gamma\kappa_0\sigma_v^2 \qquad (9)$$

или

$$\gamma\varepsilon_c = \langle\phi'\gamma^2\Delta\lambda\bar{c}_s^2\rangle t = \gamma^2\kappa_*^2\sigma_c^2 = \sigma_c^4 = \sigma_a^2\sigma_v^2 \qquad (10)$$

где κ_*^2 характеризует среднее значение лапласиана от λ.

Как видно, определение (7) и связь σ_a с σ_c^2 и σ_v также определяют и связь характерных амплитуд флуктуаций, дисперсий или СКО с характерными или «средними» значениями волновых чисел κ_* и κ_0. В самом деле, из (7) следует, что $\gamma\kappa_* = \sigma_c \gg \gamma\kappa_0 = \sigma_a$. И по порядку величины или в среднеквадратичном $\operatorname{div}\mathbf{v}_a \sim \kappa_0\sigma_a = \dfrac{E_a}{\gamma} \sim$ $\sim \sigma_v\kappa_*\dfrac{\sigma_c}{\bar{c}_s} \sim \sigma_v\kappa_*\lambda \sim (\mathbf{v}\nabla)\phi'$.

Можно заметить, что определение (7) создает еще одну пару общих временных масштабов:

$$\frac{\sigma_c^2}{\varepsilon} = \frac{\sigma_a^2}{\varepsilon_c} = \tau_c, \qquad (11)$$

где τ_c характеризует малое время корреляции адиабатического шума и связано с конечной, хотя и достаточно большой шириной их спектра.

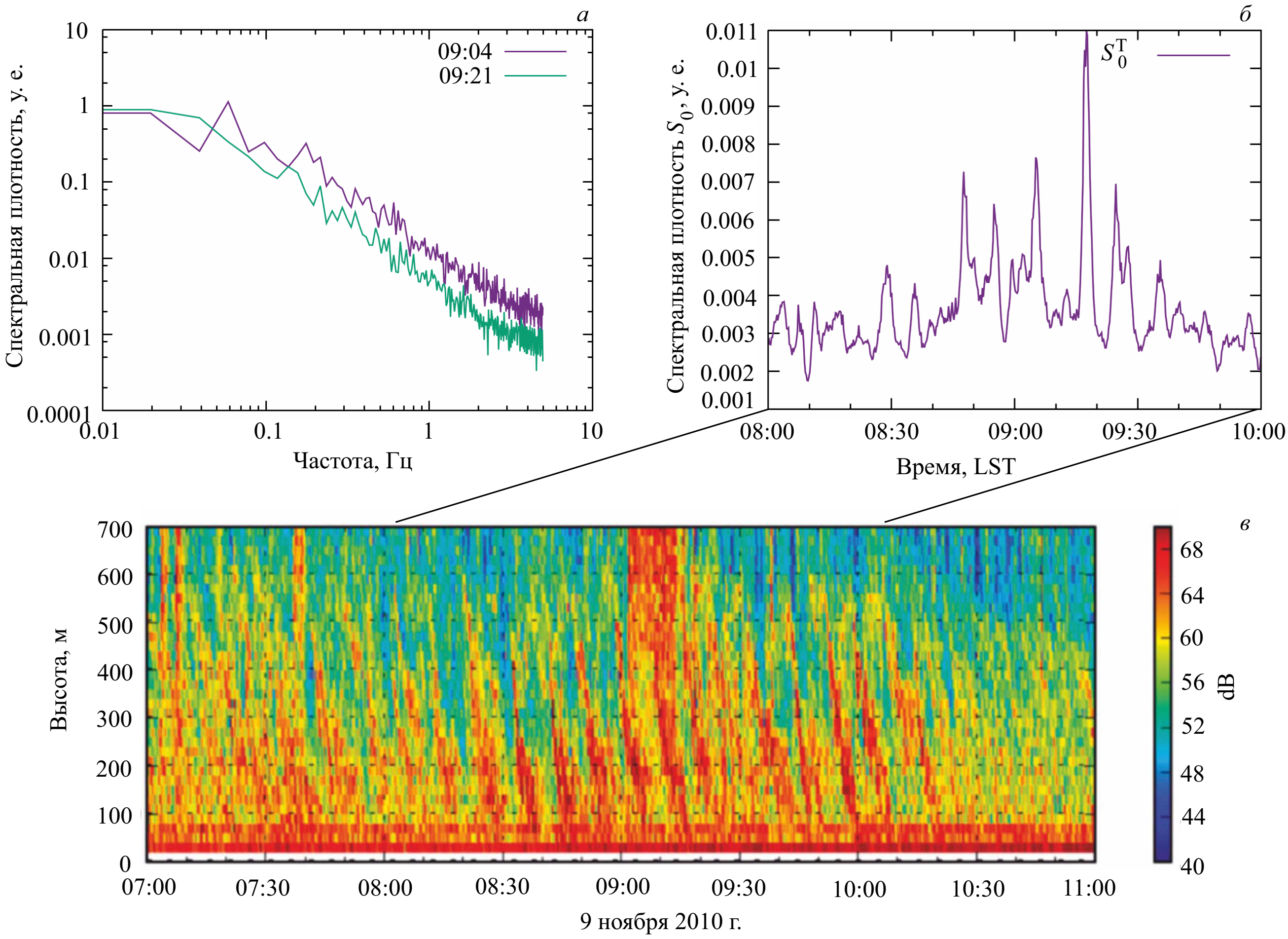

Рис. 3. Пример сопоставления спектральных плотностей скорости звука во время их сильных изменений. Эхограмма содара (внизу, из работы [18]) показывает наличие активных волн Кельвина—Гельмгольца в пограничном слое. На графике слева вверху показаны спектральные плотности флуктуаций скорости звука за два близких интервала времени. Изменение спектра в логарифмическом масштабе прослеживается на всех частотах. На графике справа показано относительное изменение (в условных единицах) высокочастотной части спектра флуктуаций скорости звука и сопоставление этих изменений с интенсивностью рассеяния звуковых волн при дистанционном содарном зондировании АПС 9 ноября 2010 г на Звенигородской научной станции Института физики атмосферы

Одновременно обратную величину

$$\frac{\varepsilon}{\sigma_c^2} = \frac{\sigma_v^2}{\gamma} = \frac{2}{\gamma}\frac{\sigma_p}{\rho_0} \qquad (12)$$

можно рассматривать как меру потенциально доступной энергии в турбулентном течении. Другими словами, *ширина спектра адиабатических флуктуаций пропорциональна потенциально доступной энергии турбулентности*.

Переход кинетической энергии турбулентности в форму доступной потенциальной энергии и обратно хорошо подтверждается содарными измерениями в атмосферном пограничном слое (АПС). Эти квазипериодические изменения скорости диссипации ε_c или σ_c^4 (см. формулу (10)) отражаются в перемежаемости турбулентности или в колебаниях структурной функции температуры C_T [13]. Не вполне точно их называют волнами Кельвина—Гельмгольца [18]. И эти колебания характеризуют *неопределенность* измерения спектральной плотности температурных флуктуаций или флуктуаций скорости звука.

На рис. 3 показан один пример вариаций спектров флуктуаций скорости звука по измерениям в пограничном слое атмосферы, а также сопоставление спектральной плотности флуктуаций в высокочастотной части этого спектра S_0 (на частотах больше 1 Гц) с синхронными содарными эхограммами, на которых интенсивность сигнала обратного рассеяния связана со структурной функцией температурных вариаций C_T [21].

Как видно, спектры флуктуаций скорости звука или температуры, измеренные в близкие моменты времени, на интервале стационарности «одинаково», *в логарифмическом масштабе* отличаются в широком диапазоне частот. Эту «дополнительную» *нестационарную* спектральную плотность и можно связать с вариациями, создаваемыми из-за слабого сжатия или расширения ансамбля вихрей, а также флуктуациями притока тепла.

Кроме того, на частотах в окрестности 1 Гц (в зависимости от интенсивности флуктуаций) спектр флуктуаций температуры, измеряемых акустическим способом, а не с помощью платинового сопротивления (т. н. cold wire), в отличие от спектра флуктуаций скоростей, выполаживается, в том смысле, что кроме турбулентных флуктуаций температуры и скорости звука, переносимых средним потоком, для которых выполняется приближение Тейлора $\dfrac{d\bar{T}}{dt} = 0$, становятся заметными флуктуации, связанные с нарушением этого приближения и локальным выравниванием внутренней энергии (температуры) лагранжевых частиц.

3. ФЛУКТУАЦИИ ДАВЛЕНИЯ И ГЕНЕРАЦИЯ АДИАБАТИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЙ

Переход кинетической энергии турбулентности в другие формы при столкновениях лагранжевых вихрей или их подъеме можно описать, разделяя поле флуктуаций скоростей на две компоненты: несжимаемую $\mathbf{v}_t$, для которой $\operatorname{div}\mathbf{v}_t = 0$, и адиабатическую $\mathbf{v}_a$, для которой

$$p_a = \bar{c}_s^2\rho_a \text{ и } \frac{\rho_a}{\rho_0} = \frac{v_a}{c_s} \text{ , а значит } \frac{p_a}{\rho_0} = c_s v_a. \tag{13}$$

Как видно, даже малые адиабатические флуктуации скоростей будут приводить к значимым, в сравнении с кинетической энергией турбулентности, флуктуациям давления.

Если обозначить нормированный логарифм давления через ϖ, то сила градиента давления приобретает вид

$$-\frac{1}{\rho}\nabla p = -c_s^2\nabla\varpi = -\phi\nabla\varpi\bar{c}_s^2, \tag{14}$$

где

$$\varpi = \frac{C_v}{C_p}\ln\frac{p}{p_0} \text{ , или } \varpi\bar{c}_s^2 \approx \frac{p'}{\rho_0}.$$

Выражение (14) наглядно показывает ключевую роль флуктуаций скорости звука (ϕ') в оценке работы сил флуктуаций давления.

Традиционное в классической теории турбулентности пренебрежение флуктуациями плотности [16] можно объяснить тем, что одновременно был выкинут и другой член в уравнении баланса кинетической энергии, имеющий такое же характерное значение. Причем характерная величина этого члена отнюдь не мала. При разделении поля скорости на две компоненты: $\mathbf{v}_a + \mathbf{v}_t$ ($\mathbf{v}_a \ll \mathbf{v}_t$) в уравнении баланса кинетической энергии появляются четыре компоненты, например

$$\mathbf{v}\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} = \mathbf{v}_t\frac{\partial\mathbf{v}_t}{\partial t} + \mathbf{v}_t\frac{\partial\mathbf{v}_a}{\partial t} + \mathbf{v}_a\frac{\partial\mathbf{v}_t}{\partial t} + \mathbf{v}_a\frac{\partial\mathbf{v}_a}{\partial t}.$$

И даже если первый член $\frac{\partial\mathcal{K}}{\partial t} = 0$, член, описывающий взаимодействие адиабатических волн и турбулентности, $\left\langle\mathbf{v}_t\frac{\partial\mathbf{v}_a}{\partial t}\right\rangle$ может значимо отличаться от нуля.

Именно эта компонента характеризует *неопределенность измерения* скорости диссипации ε. В уравнении баланса кинетической энергии она компенсируется работой адиабатических флуктуаций давления. В самом деле, если в вихревом движении градиенты флуктуаций давления перпендикулярны вихревой компоненте скорости, то адиабатическая компонента флуктуаций давления $\dfrac{p_a}{\rho_0}$ может совершать работу и эта работа переводит кинетическую энергию турбулентности в потенциальную форму или внутреннюю при столкновениях и сжатиях/разряжениях всего ансамбля лагранжевых вихрей.

Оценить по масштабу величину этой работы можно, если допустить, что адиабатическая компонента флуктуаций давления p_a, в среднеквадратичном, то есть σ_p^a, имеет то же значение что и турбулентная или динамическая компонента σ_p^t , которую только и рассматривает классическая теория турбулентности. Если характерный масштаб адиабатических флуктуаций или их среднее волновое число мы оцениваем как κ_0, то

$$\left\langle\mathbf{v}_T\frac{\partial\mathbf{v}_A}{\partial t}\right\rangle \sim \sigma_v c_s\kappa_0\sigma_a \text{ , и если } \sigma_p^a = \sigma_p^t \sim \rho_0\mathcal{K},$$
$$\text{то } -\phi\mathbf{v}\nabla\varpi\bar{c}_s^2 \sim \sigma_v\kappa_0\mathcal{K} = \varepsilon.$$

То есть оба члена, характеризующие взаимодействие адиабатических и турбулентных флуктуаций и переход кинетической энергии турбулентности в другие формы, сопоставимы или *неотличимы* от скорости диссипации ε.

Другими словами, принцип неопределенности не позволяет отличить диссипацию турбулентности, измеряемую в некоторый *момент времени*, от перехода кинетической энергии в другие формы, то есть в потенциально доступную энергию. Разумеется, возможен и обратный переход потенциально доступной энергии, характеризуемой флуктуациями давления, в форму кинетической энергии турбулентности. Средняя же скорость диссипации определяет среднеквадратичное значение скорости перехода кинетической энергии в потенциально доступную и обратно. Отметим, что этот переход происходит не на малых масштабах среднего вихря l_*, а на больших масштабах ансамбля вихрей l_0, поскольку слабое сжатие/разряжение в ансамбле лагранжевых воздушных частиц проистекает из их взаимного движения навстречу или, наоборот, друг от друга.

Отметим еще важную связь *неопределенности* адвекции динамических флуктуаций давления $(\mathbf{v}_t\nabla)p_t$, которые переносятся средним потоком и связаны условием $\dfrac{dp_t}{dt} = 0$ и работы адиабатических флуктуаций $-(\mathbf{v}_t\nabla)p_a$. Статистическое равенство σ_p^a и σ_p^t говорит о невозможности их разделения.

4. ФУНКЦИОНАЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ЭНЕРГИИ АНСАМБЛЯ ЛАГРАНЖЕВЫХ ЧАСТИЦ

Пространственная и временная неопределенности энергии турбулентных флуктуаций могут быть описаны через представление в гильбертовом пространстве собственных функций $\{\psi_n\}$ относительных флуктуаций скорости звука или плотности:

$$\phi = \psi^*\psi \text{ , где } \psi = \sum_n C_n\psi_n \text{ , а } \psi_n = e^{i\omega_n t}\psi_n(r).$$

Соответственно C_n — коэффициенты разложения «волновой» или корреляционной функции турбулентных флуктуаций скорости звука в гильбертовом пространстве.

Пространство интегрирования, как и временной масштаб, необходимо обезразмерить так, чтобы ψ_n оставались безразмерными, интегрируемыми с квадратом ортогональными функциями. При расчете *на единицу массы* такой нормировочной постоянной является средняя плотность ρ_0, так что

$\int \rho d^3r = \rho_0 \int |\psi_n|^2 d^3r = 1$. Но эта средняя плотность может быть *измерена* за конечное время лишь с конечной точностью, зависящей от интенсивности турбулентных флуктуаций.

При этом мгновенные флуктуации плотности или скорости звука

$$\phi' = \sum_{m \neq n} C_m^* C_n \psi_m^* \psi_n \tag{15}$$

являются случайным полем, а это значит, коэффициенты разложения $\{C_n\}$ имеют как постоянную (определяемую статистически через корреляционную функцию), так и случайную компоненту, причем последняя связана именно с адиабатическими флуктуациями, которые не позволяют точно определить как корреляционную функцию, так и коэффициенты разложения флуктуаций плотности/скорости звука по выбранной системе СФ. Дисперсия случайной компоненты как раз и связана с энергией адиабатических флуктуаций E_a.

Одновременно, энергия турбулентных флуктуаций E_t определяет необходимое время интегрирования для нахождения статистически средних характеристик: средней плотности или средней скорости звука. То есть время, за которое $\int \phi' dt = 0$. С точностью до численного коэффициента это время осреднения можно определить как γ/E_t.

Пространственные масштабы статистического ансамбля турбулентных флуктуаций определяются видом гамильтониана изучаемого турбулентного течения и его потенциальной компоненты. Этот гамильтониан можно связать с пространственным тензором корреляции скоростей. Пространственный тензор корреляции определяет масштаб или условную среднюю границу статистического ансамбля флуктуаций. Эта граница, конечно, не является постоянной и может меняться с течением времени или, например, с высотой, при изменении средней энергии флуктуаций.

Тензор пространственных корреляций как статистическая характеристика зависит лишь от средних значений коэффициентов разложения $\{C_n\}$, но неопределенность их *измерения*, как и измерения самого тензора корреляции, связана с наличием адиабатических флуктуаций. Поскольку энергия турбулентных флуктуаций сама и определяет масштабы корреляции, малые изменения энергии турбулентности в расчете на единицу массы, δE_t, просто невозможно отличить от *ошибок измерения* средней плотности среды или «объема единичной массы», $1/\rho_0$.

Другими словами, неопределенность измерения *средней полной* энергии турбулентности в ансамбле лагранжевых частиц единичной массы δE_t можно связать с неопределенностью измерения расположения этой массы δm или неопределенностью *среднего размера* воздушной частицы единичной массы. Интуитивно, можно предположить, что эту связь выражает хорошо известное, хотя и совсем в другой области, соотношение:

$$\delta E_t = \delta m\, c_s^2. \tag{16}$$

где знак δ характеризует неопределенность *измерения* энергии турбулентных флуктуаций, возникающую из-за присутствия адиабатических движений, которую можно сопоставить с их энергией: $E_a = \delta E_t$.

5. ГАМИЛЬТОНИАН АДИАБАТИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЙ И ИХ ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ

Согласованный перенос импульса между членами ансамбля лагранжевых частиц, как и изменение энергии всего ансамбля флуктуаций, можно рассматривать как взаимодействие адиабатических волн и несжимаемых турбулентных вихрей. Качественно картина такого взаимодействия, построенная на резонансной (брегговской) интерференции звуковых волн на «дифракционных решетках» турбулентности, была предложена Татарским в 1961 г. [13]. Это взаимодействие турбулентного движения лагранжевых вихрей и адиабатических волн можно представить и как выравнивание флуктуаций скорости звука посредством адиабатического шума.

В рамках гамильтонова формализма [22] такое взаимодействие описывается неквадрадичными членами, через трех- и четырехволновое взаимодействие, если дополнительно предположить, что по ортогональным волновым формам (каноническим переменным) можно раскладывать не только адиабатические флуктуации, но и турбулентные неоднородности. Другими словами, резонансное, или брегговское взаимодействие в рамках гамильтонова формализма следует рассматривать не между малыми адиабатическими флуктуациями, а между ними и турбулентными, то есть следующие после квадратичных члены разложения гамильтониана по каноническим переменным и описывают турбулентные флуктуации скорости звука.

В самом деле, если, качественно, рассматривать взаимные турбулентные флуктуации температуры и плотности как стоячую волну адиабатических флуктуаций с «эффективной» частотой $\omega_* = \bar{c}_s \kappa_*$ (максимум температуры — пучность, максимум плотности — узел), то направление средней скорости статистического ансамбля флуктуаций вдоль такой волны приведет к доплеровскому сдвигу частоты, который можно рассматривать как две противоположно направленные волны, и который может быть компенсирован резонансным поглощением или излучением адиабатической волны с разностной частотой. А для описания рассеяния адиабатических волн в турбулентной атмосфере или переноса флуктуаций плотности и температуры по спектру необходимо привлечь уже концепцию четырехволнового взаимодействия. Такое рассеяние адиабатических флуктуаций мы и наблюдаем при акустическом зондировании в пограничном слое атмосферы [21]. Конечно, это всего лишь качественная картина, требующая дальнейшей проработки.

Гамильтонов формализм, применяемый к адиабатическим флуктуациям в сплошной среде, позволяет найти систему ортогональных собственных функций, удовлетворяющую вариационным принципам (максимуму неопределенности), как решение задачи Штурма–Лиувилля. При таком подходе поиск ортонормированной системы собственных функций не представляет принципиальных трудностей, если задан гамильтониан волновых возмущений. Простейшая его форма, в одномерном случае, имеет вид

$$\hat{\mathcal{H}}\psi(z) = -\frac{\gamma^2}{2}\Delta\psi(z) + \Phi_\Theta\psi(z), \qquad (17)$$

где Φ_Θ — потенциальная энергия адиабатических флуктуаций, которая может быть выражена через изменение с высотой потенциальной температуры лагранжевых частиц или средней скорости звука.

Спектр энергии адиабатических флуктуаций в случае изэнтропического перемешивания, когда $\Phi_\Theta(z) = \text{const}$, определяется лишь одной характеристикой — $\varkappa_0$, так что $E_a = (\gamma\varkappa_0)^2$ и, значит, стремится к предельному спектру: экспоненциальному (больцмановскому) по спектральной плотности и планковскому по энергии *излучения* акустических волн. Интересно, что Обухов еще в 1941 г. сделал такое предположение [23], хотя и отказался потом от него. Но в 1994 г. было уже экспериментально показано [17], что высокочастотный «хвост» турбулентных флуктуаций в широком диапазоне чисел Рейнольдса, в той области частот, где спектральная плотность несжимаемых и адиабатических флуктуаций уже неразличимы, но при этом различаются их дисперсионные соотношения и перерасчет частот в длины волн, показывает экспоненциальное поведение, что косвенно подтверждает гипотезу о предельном распределении спектра адиабатических флуктуаций по волновым числам.

При этом, показатель скорости выравнивания флуктуаций энтропии между лагранжевыми частицами γ играет ключевую роль во всей теории турбулентного перемешивания. Он определяет как внешние масштабы, пространственный и временной, статистического ансамбля турбулентных вихрей, которые могут меняться, так и связь между амплитудой (интенсивностью) адиабатических флуктуаций σ_a и их характерным пространственным масштабом κ_0.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагаемая в настоящей работе «ревизия» теории турбулентности имеет целью показать, что математический аппарат этой теории — гамильтонов формализм гильбертовых пространств — был разработан фон Нейманном уже в 1927 г. [25]. Этот формализм, первоначально возникший в квантовой механике, мог быть применен к теории турбулентности еще в 1941 г. [26], если бы объединил идеи Обухова и Ландау, но приложение к волнам в сплошной среде он получил лишь после войны [27, 28]. Но и сегодня для понимания этого «волнового» подхода и его связи с гидродинамической теорией турбулентности необходимо отказаться от приближений несжимаемости и Буссинеска даже с учетом того, что эти приближения хорошо выполняются в целом. Гипотезы же изотропности и стационарности, необходимые для параметризации точечных моментов случайных характеристик, следует заменить анализом временны́х и пространственных масштабов стационарности и однородности в соответствии с идеями Колмогорова, которые сами могут изменяться на бо́льших временах и масштабах.

О нелокальной природе геофизической турбулентности и месте в ней т. н. когерентных или волновых структур задумывался и Зилитинкевич [4]. Но притягательность гидродинамического подхода не позволила ему полностью отказаться от «парадигмы», сформулированной еще во времена Тейлора и Кармана. Нам следует понять, что теория турбулентности совсем не является гидродинамической теорией, хотя и опирается на уравнения гидродинамики, но является *теорией неопределенности* и характеризует невозможность локального или мгновенного измерения *статистических характеристик*: энергии и скорости диссипации, а также, например, среднего импульса и момента импульса лагранжевых (воздушных) частиц. Что перемежаемость и нелокальность турбулентного перемешивания не могут быть описаны через одноточечные вторые или последующие моменты, входящие в осредненные по Рейнольдсу уравнения гидродинамики. Но могут быть описаны через пространственные и временные корреляционные функции, определяющие как средний масштаб вихрей, так и масштабы их статистического ансамбля, в рамках которого его статистические характеристики можно считать неизменными.

Эти статистические характеристики, однако, не остаются постоянными на бо́льших масштабах и могут меняться в гильбертовом (функциональном) пространстве, для выбора которого необходимо рассмотреть гамильтониан адиабатических флуктуаций. Это же функциональное пространство характеризует *неопределенность измерения* корреляционных свойств турбулентного перемешивания и невозможность отличить *изменение* в пространстве и времени средних характеристик от флуктуаций на этих же временах и масштабах.

Тот физический ансамбль флуктуаций, который мы *измеряем*, не является статистическим ансамблем независимых одинаково распределенных случайных величин (НОРСВ), но является множеством взаимодействующих между собой вихрей, обладающих динамической «памятью» и конечным «размером». Временны́е и пространственные масштабы этих лагранжевых вихрей, их корреляционные функции сами и определяют тот ансамбль измерений, который можно считать статистическим.

А флуктуации температуры совсем не являются «пассивной примесью», как их представляет классическая теория турбулентности. Эти флуктуации характеризуют связь между кинетической энергией турбулентных флуктуаций и скоростью перехода в другие формы, то есть в потенциально доступную энергию или флуктуации давления. Эта скорость перехода в тепловую энергию за счет упругого сжатия лагранжевых частиц неотличима от скорости диссипации. И малые адиабатические флуктуации характеризуют ту *неопределенность измерения* статистических характеристик турбулентного перемешивания, которую нельзя исключить даже с помощью идеальных приборов, поскольку она кроется не в самих измерениях, а в ограниченности используемых приближений.

ВЫВОДЫ

В настоящей работе было последовательно показано, что описание вариаций температуры, как меры внутренней или лабильной энергии турбулентного движения, требует учета сжимаемости лагранжевых воздушных частиц; что пространственные неоднородности энтропии или скорости звука выравниваются за счет обмена адиабатическими флуктуациями на масштабе среднего размера турбулентного вихря, который определяется через скорость диссипации адиабатических флуктуаций; что флуктуации давления приводят к связи несжимаемых турбулентных движений и адиабатических волн и что характерная скорость перехода энергии из кинетической в потенциально доступную форму неотличима от скорости диссипации. В работе показана связь постоянной с размерностью действия γ с системой собственных функций турбулентных и адиабатических флуктуаций и их гамильтонианом, а *неопределенность* средней энергии турбулентных флуктуаций δE_t сопоставляется с неопределенностью массы или среднего размера статистического ансамбля вихрей.

Хотя относительные флуктуации давления и малы в сопоставлении с относительными флуктуациями температуры и плотности, они сопоставимы с плотностью кинетической энергии турбулентности. Именно поэтому переход кинетической энергии турбулентности в форму потенциально доступной энергии или во флуктуации давления неотличим от скорости диссипации, а скорость этого перехода, то есть отношение скорости диссипации к энергии турбулентных флуктуаций, пропорциональна дисперсии флуктуаций скорости звука или температуры. Отличительное свойство флуктуаций потенциально доступной энергии состоит в том, что в среднем они равны нулю, поскольку характеризуют волновую компоненту турбулентного перемешивания и описывают *неопределенность измерения* статистических характеристик, прежде всего кинетической энергии. А нормированный логарифм давления ϖ является той удобной характеристикой, которую можно сопоставить с характеристикой безразмерных флуктуаций энтропии λ, скорости звука или плотности ϕ'.

Показатель скорости выравнивания энтропии в расчете на единицу массы сплошной среды, γ в (1), позволяет определить тот пространственный масштаб «среднего вихря», на котором флуктуации энтропии разных лагранжевых частиц выравниваются, а вихревое движение становится приближенно баротропным. Этот показатель является ключевым и в определении ширины спектра адиабатических флуктуаций.

Каноническими переменными в гамильтоновой формулировке теории турбулентности становятся координаты волновой функции флуктуаций в гильбертовом бесконечномерном пространстве $\{C_n\}$. Но вид гамильтониана и его собственных функций $\{\psi_n\}$ зависит от постановки задачи и их нахождение не является тривиальным (см., например, [24]).

Но главным отличием «новой» теории турбулентности от классической является «решение» *проблемы замыкания*. Само предположение об аналитической (функциональной) связи вторых моментов со средними характеристиками турбулентного течения, сложившееся еще во времена Рейнольдса и Буссинеска, является ошибочным. Средние характеристики турбулентного течения определяют лишь гамильтониан адиабатических флуктуаций, в рамках которого эти флуктуации могут быть распределены случайно, тем или иным образом. Это распределение имеет пространственные и временные *масштабы*, которые не могут быть выражены через одноточечные моменты. И создание множества «моделей турбулентности» или правил замыкания при всей их полезности, всегда будет упираться в неопределенную точность самих этих моделей и правил.

Таким образом, адиабатические флуктуации являются тем «клеем», который позволяет объединить разрозненные куски теории турбулентности в единое целое. И хотя на долгом пути к решению конкретных задач еще будет много препятствий, понимание теории турбулентности как *теории неопределенности* дает надежный ориентир в этих поисках.

Автор выражает признательность коллегам за критические замечания и доброжелательную полемику. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 19-05-00028 и № 18-08-00074).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука, 1967.
2. *Frish U.* Turbulence. Cambridge Univ. Press, 1995. (Пер: Турбулентность. Наследие Колмогорова. М.: Наука, 1998).
3. *Yaglom A.* The century of turbulence theory: The main achievements and unsolved problems. Springer, 2001.
4. *Зилитинкевич С.С.* Атмосферная турбулентность и планетарные пограничные слои. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2014.
5. *Обухов А.М.* // ДАН СССР. 1949. **66**, № 1. С. 17.
6. *Batchelor G.K.* Pressure fluctuations in isotropic turbulence / Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. Cambridge University Press, 1951. **47**, N 02. P. 359.
7. *Голицын Г.С.* // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1964. № 8. С. 1253.
8. *Bull M.K.* // Journal of Fluid Mechanics. 1967. **28**, N 4. P. 719.
9. *Lighthill M.J.* // Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. 1952. **211**, N 1107. P. 564.
10. *Lighthill M.J.* // Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. 1954. **222**, N 1148. P. 1.
11. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. **6**. Гидродинамика. М: Наука, 1986.
12. *Каллистратова М.А.* // ДАН СССР. 1959. **125**. С. 62.
13. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. (*Tatarski V.I.* Wave Propagation in a Turbulent Medium. New York: McGraw-Hill, 1961).
14. *Farabee T.M., Casarella M.J.* // Physics of Fluids A: Fluid Dynamics (1989-1993). 1991. **3**:10. P. 2410.
15. *Taylor G.I.* // Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. The Royal Society, 1935. **151**:873. P. 421.
16. *Karman T., Howarth L.* // Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. The Royal Society, 1938. **164**. P. 192.

17. *Saddoughi S. G., Veeravalli S. V.* // Journal of Fluid Mechanics. 1994. **268**. P. 333.
18. *Lyulyukin, V., Kouznetsov, R., & Kallistratova, M.* // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 2013. **30**(12). P. 2704.
19. *Юшков В. П.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2015. № 4. С. 3. (*Yushkov V. P.* // Moscow Univ. Phys. Bull. 2015. **70**, N 4. P. 217.)
20. *Обухов А. М.* // Изв. АН СССР. Сер. геоф. и геог. 1949. **13**, № 1. С. 58.
21. *Юшков В. П. и др.* // Изв. РАН. ФАО. 2007. **43**:2. С. 193.
22. *Захаров В. Е.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. **17**:4. С. 431.
23. *Обухов А. М.* // ДАН СССР. 1941. **32**(1). С. 22.
24. *Юшков В. П., Юшков Е. В.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2014. № 2. С. 98. (*Yushkov V. P., Yushkov E. V.* Moscow Univ. Phys. Bull. 2014. **69**, N 2. P. 199.)
25. *фон Нейман И.* Математические основы квантовой механики. М.: Наука, 1964. (*Von Neumann, J.* Mathematische Begrundung der Quantenmechanik / Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Gottingen, Mathematisch-Physikalische Klasse, 1927.)
26. *Ландау Л. Д.* // ЖЭТФ. 1941. **11**, вып. 6. С. 592.; УФН. 1967. **93**, № 11. С. 495.
27. *Hasselmann K.* // Reviews of Geophysics. 1966. **4**:1. P. 1.
28. *Захаров В. Е., Кузнецов Е. А.* // УФН. 1997. **167**, № 11. С. 1137.

Pressure Fluctuations in Turbulent Atmosphere and Their Role in Generation of Adiabatic Motions

V. P. Yushkov

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

The role of adiabatic pressure fluctuations in turbulent mixing is analyzed in detail. These fluctuations have been used to explain the smoothing of spatial inhomogeneities of entropy between turbulent vortices and fluctuations of the speed of sound as well as the energy transfer between the kinetic and available potential forms. They characterize the uncertainty that arises between the estimated advection of pressure fluctuations within turbulent vortices and the work of forces of adiabatic pressure fluctuations. Assuming that the available potential energy is equally distributed between adiabatic (σ_p^a) and turbulent (σ_p^t) components, it has been shown that the interaction between incompressible and adiabatic fluctuations characterizes the rate of conversion of the kinetic energy of turbulent fluctuations into the available potential form that is comparable to the dissipation rate ε.

Keywords: turbulence, pressure, enthropy, adiabatic fluctuations.
PACS: 47.27.Ak.
Received 09 September 2020.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2020. **75**, No. 6. Pp. 547–558.

Сведения об авторе

Юшков Владислав Пролетарьевич — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: yushkov@phys.msu.ru.