

DOI: <https://doi.org/10.37162/2618-9631-2026-3-133-153>

УДК 551.551

Характеристики атмосферной турбулентности по данным аэрологической станции Пермь

Е.Ю. Федурин, Н.А. Калинин

*Пермский государственный национальный исследовательский
университет, г. Пермь, Россия
egor.fedurin@gmail.com, kalinin@psu.ru*

С появлением новых технических средств, позволяющих проводить измерения метеорологических характеристик атмосферы с высоким разрешением, открываются новые возможности для оценивания интенсивности турбулентного обмена в атмосфере. Показаны результаты применения метода Торпа для изучения параметров турбулентности атмосферы в Перми. Метод Торпа требует исходных данных с высоким временным разрешением. Исследование проводилось по данным температурно-ветрового зондирования с дискретностью 2 с, полученным на аэрологической станции Пермь за период с 2018 по 2024 г. Исследование показало, что рассматриваемый метод позволяет получить вполне корректные количественные оценки турбулентных характеристик атмосферы. В летний период размеры турбулентных вихрей в пограничном слое достигают в среднем 200–300 м, а в свободной атмосфере 50–70 м. Скорость диссипации энергии в атмосфере меняется в пределах от 10^{-6} до 10^{-1} м²/с³, а коэффициент турбулентной диффузии – в диапазоне от 10^{-2} до 10^2 м²/с. В зимний период размер турбулентных вихрей составляет 10–20 м, скорость диссипации энергии находится в диапазоне от 10^{-6} до 10^{-5} м²/с³, а коэффициент турбулентной диффузии – в диапазоне от 10^{-2} до 10^{-1} м²/с.

Ключевые слова: атмосферная неустойчивость, турбулентность, масштаб вихря, скорость диссипации энергии, коэффициент турбулентной диффузии

Characteristics of Atmospheric Turbulence According to the Perm Rawinsonde Station Data

Ye.Yu. Fedurin, N.A. Kalinin

*Perm State University, Perm, Russia
egor.fedurin@gmail.com, kalinin@psu.ru*

New technical tools allow high-resolution measurements of atmospheric characteristics and create new opportunities for assessing the intensity of turbulent exchange in the atmosphere. The results of applying the Thorpe's method for studying the parameters of atmospheric turbulence in Perm are presented. The Thorpe's method requires initial data with high temporal resolution. The study was based on data of radiosonde observations with a discreteness of 2 s at the Perm aerological station during 2018–2024. The study showed that the analyzed method provides quite accurate quantitative estimates of the turbulent characteristics of the atmosphere. In summer, the size of turbulent eddies in the boundary layer is on average 200–300 m, and the one in the free atmosphere reaches 50–70 m. The energy

dissipation rate throughout the atmosphere varies from 10^{-6} to $10^{-1} \text{ m}^2/\text{s}^3$, and the turbulent diffusion coefficient ranges from 10^{-2} to $10^2 \text{ m}^2/\text{s}$. During winter, the size of turbulent eddies ranges within 10–20 m, the energy dissipation rate varies from 10^{-6} to $10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$, and the turbulent diffusion coefficient ranges from 10^{-2} to $10^{-1} \text{ m}^2/\text{s}$.

Keywords: atmospheric instability, turbulence, eddy scale, turbulence dissipation rate, turbulent diffusion coefficient

Введение

Интерес к исследованиям атмосферной турбулентности связан с их практической важностью для численных прогнозов погоды, физико-математического моделирования климата и качества воздуха в городах. В связи с невысокой вязкостью атмосферного воздуха, а также в связи с большими контрастами в поле температуры и ветра практически все процессы в атмосфере носят турбулентный характер.

Одним из направлений исследования турбулентности являются работы по уточнению знаний о коэффициентах турбулентного переноса, их зависимости от локальных характеристик воздушных движений и кинетической энергии турбулентности, а также по применению этих знаний при параметризации турбулентности.

Для турбулентного движения характерна изменчивость поля скоростей и существование неоднородностей (турбулентных вихрей), которые обуславливают перемешивание струй. Турбулентный вихрь – это элемент турбулентного течения, обладающий некоторым характерным размером (масштаб вихря). В работе С. Торпа [33] предложен метод определения масштабов турбулентных вихрей, для которого необходимы экспериментальные данные с высоким разрешением и который широко применяется при моделировании турбулентности в океанологии [26, 30]. В настоящий момент, в связи с развитием наблюдательной аэрологической сети, появляются возможности оценивать этот метод применительно к атмосфере.

Масштаб Торпа – это характерный вертикальный размер турбулентных вихрей в стратифицированной среде, определяемый по вертикальному профилю потенциальной температуры или плотности [28].

Масштаб Торпа используется в радиолокационных и аэрологических методах как внешний масштаб длины для определения оптической турбулентности [20]. В контексте гидродинамического моделирования, а особенно метода моделирования крупных вихрей LES, где для замыкания подсеточных масштабов необходимо знать скорость диссипации турбулентной энергии и скорость турбулентной диффузии [16, 23, 31], масштаб Торпа может быть использован для оценки эффективного размера турбулентных вихрей, ответственных за перемешивание среды в данный момент времени, и скорости диссипации кинетической энергии турбулентности [22, 24].

Целью данной работы является исследование характеристик атмосферной турбулентности в Перми по методике Торпа.

Методика расчета и исходные данные

Масштаб Торпа (Thorpe scale)

В устойчиво стратифицированной атмосфере потенциальная температура с высотой монотонно возрастает, но в реальных условиях всегда существуют неустойчивые слои, в которых происходит турбулентное перемешивание, образуются «overturning»-структуры (переворачивания), где более теплые и легкие частицы оказываются ниже холодных и тяжелых, а потенциальная температура с высотой уменьшается.

Для определения масштабов Торпа сначала рассчитывается вертикальный профиль виртуальной потенциальной температуры по следующему уравнению [32]:

$$\Theta_v = T (1 + 0,608q_v) \left(\frac{1000}{p} \right)^{0,286}, \quad (1)$$

где T – температура воздуха, К; p – атмосферное давление, гПа; q_v – массовая доля водяного пара, г/г.

Массовая доля водяного пара определяется следующим образом [3]:

$$q_v = \frac{0,622e}{p - 0,378e}, \quad (2)$$

где e – парциальное давление водяного пара, гПа.

Парциальное давление водяного пара можно определить как давление насыщенного водяного пара E при температуре точки росы τ

$$e = E(\tau). \quad (3)$$

Для определения давления насыщенного водяного пара используется модификация уравнения Антуана, предлагаемая ВМО [40]:

$$E = E_0 \exp \left[\frac{AT}{B+T} \right], \quad (4)$$

где $E_0 = 6,1121$ гПа, $A_w = 17,62$ и $B_w = 243,12$ °С для определения давления насыщенного водяного пара над поверхностью воды в температурном диапазоне -45 °С $< T < 60$ °С; $A_i = 22,46$ и $B_i = 272,62$ °С для определения давления насыщенного водяного пара над поверхностью льда в температурном диапазоне -65 °С $< T < 0$ °С.

Полученный профиль виртуальной потенциальной температуры сортируется монотонно (в порядке возрастания) для получения теоретического устойчивого состояния.

Исходя из разницы реального и сортированного профилей потенциальной температуры рассчитываются смещения Торпа ($d(z) = z - z_s$) следующим образом: вычисляется разница между первоначальной высотой (z) измерения и высотой, на которой эта точка оказалась после сортировки (z_s). Иными словами, смещение Торпа – это высота, на которую должен

переместиться рассматриваемый объем воздуха, чтобы прийти к состоянию равновесия.

Если $d(z) > 0$, то рассматриваемый объем переместился вниз (тяжелый воздух был выше легкого), если $d(z) < 0$, то рассматриваемый объем переместился вверх (легкий воздух был ниже тяжелого).

Масштаб Торпа L_T определяется как среднеквадратическое отклонение смещений Торпа ($L_T = \sqrt{\langle d(z)^2 \rangle}$) в пределах отдельного турбулентного объема (слоя перемешивания).

Масштаб Торпа позволяет оценить скорость диссипации турбулентной энергии и коэффициент турбулентной диффузии.

Диссипация турбулентной кинетической энергии определяется через соотношение [39]

$$\varepsilon = \alpha L_T^2 N^3, \quad (5)$$

где $\alpha = 0,8$; N – частота Брента – Вейселя.

Коэффициент турбулентной диффузии рассчитывается через соотношение Осборна [29], предполагающее, что часть энергии турбулентности идет на преодоление архимедовых сил

$$K = \gamma \alpha L_T^2 N, \quad (6)$$

где $\gamma = 0,2$.

Вертикальная устойчивость атмосферы

Воздушная частица, свободно перемещающаяся по вертикали, находится под влиянием силы тяжести (F_g) и силы Архимеда (F_a). Из второго закона Ньютона получаем

$$ma = F_g + F_a, \quad (7)$$

или

$$\rho_p Va = \rho_e Vg - \rho_p Vg, \quad (8)$$

где ρ_p , ρ_e — плотность воздушной частицы и окружающей среды соответственно; V — объем воздушной частицы; g — ускорение свободного падения. Отсюда получаем уравнение сил плавучести:

$$a = g \frac{\rho_e - \rho_p}{\rho_p}. \quad (9)$$

Выразив плотность через уравнение состояния воздуха ($\rho = p/RT$), получим другой вид уравнения сил плавучести:

$$a = g \frac{T_p - T_e}{T_e}, \quad (10)$$

где T_p , T_e — температура воздушной частицы и окружающей среды соответственно.

Разложим числитель (10) в ряд Тейлора до первой степени и примем, что в начальный момент времени (на высоте z_0) температура частицы и температура окружающей среды равны

$$T_p - T_e \approx T_p(z_0) + \frac{dT_p}{dz} \Delta z - T_e(z_0) - \frac{dT_e}{dz} \Delta z = \left(\frac{dT_p}{dz} - \frac{dT_e}{dz} \right) \Delta z. \quad (11)$$

Подставив это соотношение в (10) и, перенеся все слагаемые в левую часть, получим уравнение гармонического осциллятора

$$a + N^2 \Delta z = 0, \quad (12)$$

где N^2 — частота Брента – Вайсяля, выражающаяся следующим соотношением:

$$N^2 = \frac{g}{T_e} \left(\frac{dT_e}{dz} - \frac{dT_p}{dz} \right). \quad (13)$$

Частота Брента – Вайсяля характеризует частоту колебаний воздушной частицы в вертикальном направлении под влиянием сил тяжести и сил плавучести и зависит от разницы реального градиента температуры (dT_e/dz) и адиабатического (dT_p/dz).

Частота Брента – Вайсяля определяет меру термодинамической устойчивости воздуха к вертикальным смещениям [2]. Иными словами, это скорость реакции атмосферы на попытку нарушить ее равновесие. При подъеме частица воздуха попадает в область с более низким давлением, вследствие чего, согласно законам адиабатического процесса, расширяется и охлаждается.

Если атмосфера устойчива, то всплывший воздух станет холоднее (тяжелее) окружающего, сила тяжести вернет его обратно, и он начнет совершать затухающие колебания вокруг точки равновесия, представляя собой гармонический осциллятор, частота которого является частотой Брента – Вайсяля. Если атмосфера неустойчива, то всплывший воздух окажется теплее (легче) окружающей среды и продолжит подниматься вверх, а колебания при этом не возникают. Величина этой частоты показывает, насколько трудно разным слоям воздуха перемешаться между собой. Высокая частота означает, что слои «заперты» и атмосфера заблокирована от вертикального движения (например, при инверсиях температуры).

Частота Брента – Вайсяля задает абсолютный верхний предел частоты для внутренних гравитационных волн в атмосфере, ответственных за турбулентность и перенос энергии. Волны с частотой выше N^2 не могут существовать и распространяться, поэтому они затухают. Анализ этой частоты также помогает предсказывать, где слои воздуха стабильны и препятствуют росту облаков, а где создаются условия для интенсивных осадков.

Можно выделить три основных состояния атмосферы в зависимости от частоты Брента – Вайсяля:

1. Устойчивая стратификация ($N^2 > 0$): атмосфера препятствует вертикальному перемешиванию, сила плавучести работает как возвращающая сила, воздух колеблется, формируются температурные инверсии.

2. Неустойчивая стратификация ($N^2 < 0$): воздух активно перемешивается (возникает конвекция), что часто приводит к образованию кучево-дождевых облаков, гроз и сильных ветров.

3. Нейтральная стратификация ($N^2 \approx 0$): Воздушные массы могут свободно перемещаться по вертикали без дополнительных затрат энергии.

Для сухого воздуха уравнение (13) принимает следующий вид:

$$N^2 = \frac{g}{T_e} \left(\frac{dT_e}{dz} + \frac{g}{c_{pd}} \right), \quad (14)$$

где c_{pd} — удельная теплоемкость сухого воздуха при постоянном давлении.

В реальных условиях в атмосфере всегда присутствует водяной пар, а теплоемкость воздуха выше теплоемкости сухого воздуха [4], из-за чего влажный ненасыщенный адиабатический градиент может значительно отличаться от сухоадиабатического в пограничном слое атмосферы [1], в связи с этим в работе рассматриваются состояния влажного ненасыщенного и влажного насыщенного воздуха.

Рассмотрим влажную частицу воздуха единичной массы, в которой массовая доля ненасыщенного водяного пара m_v равна q_v . Тогда массовая доля сухой части воздушной частицы m_d будет равна $1 - q_v$. Теплоемкость такой частицы при постоянном объеме выражается следующим образом:

$$C_{vm} = c_{vd}m_d + c_{vv}m_v = c_{vd}(1 - q_v) + c_{vv}q_v, \quad (15)$$

где c_{vd} , c_{vv} — удельные теплоемкости при постоянном объеме для сухого и влажного воздуха соответственно.

Первое начало термодинамики для влажного ненасыщенного воздуха имеет следующий вид [6]:

$$dQ = du_d + du_v + dw, \quad (16)$$

а с учетом (15) принимает следующий вид:

$$dQ = (c_{vd}(1 - q_v) + c_{vv}q_v)dT_p + p dv_p. \quad (17)$$

В соответствии с уравнением состояния влажного воздуха

$$v_p = \frac{R_m T_p}{p}, \quad (18)$$

где R_m — удельная газовая постоянная влажного воздуха, которая является переменной величиной и выражается следующим образом:

$$R_m = R_d(1 + 0,608q_v) = R_d(1 - q_v) + R_vq_v, \quad (19)$$

где R_d, R_v – удельные газовые постоянные сухого воздуха и водяного пара соответственно.

Продифференцируем соотношение (18), тогда

$$pdv_p = T_p dR_m + R_m dT_p - R_m T_p \frac{dp}{p}. \quad (20)$$

Уравнение (17) с учетом (20) принимает следующий вид:

$$dQ = (c_{vd}(1-q_v) + c_{vv}q_v) dT_p + T_p dR_m + R_m dT_p - R_m T_p \frac{dp}{p}. \quad (21)$$

Продифференцируем (19)

$$dR_m = 0,608R_d dq_v. \quad (22)$$

Подставляя (19) и (22) в уравнение (21), получаем

$$dQ = (c_{vd}(1-q_v) + c_{vv}q_v) dT_p + (R_d(1-q_v) + R_v q_v) dT_p + 0,608R_d T_p dq_v - R_m T_p \frac{dp}{p}. \quad (23)$$

Уравнение статики ($dp/p = -gdz/R_m T_p$) позволяет преобразовать выражение (23) следующим образом:

$$dQ = [(1-q_v)(c_{vd} + R_d) + q_v(c_{vv} + R_v)] dT_p + 0,608R_d T_p dq_v + gdz. \quad (24)$$

Если принять, что процесс протекает адиабатически ($dQ = 0$), то из (24) получаем уравнение адиабатического градиента температуры для влажного ненасыщенного воздуха

$$\gamma_a = -\frac{dT_p}{dz} = \frac{0,608R_d T_p \frac{dq_v}{dz} + g}{(1-q_v)c_{pd} + q_v c_{pv}}, \quad (25)$$

где c_{pd}, c_{pv} — удельные теплоемкости при постоянном давлении для сухого и влажного воздуха соответственно, которые выражаются через соотношения Майера:

$$c_{pd} = c_{vd} + R_d, \quad (26)$$

$$c_{pv} = c_{vv} + R_v. \quad (27)$$

Первое начало термодинамики для влажного насыщенного воздуха имеет следующий вид:

$$dQ = du_d + du_v + dw + L_v q_s, \quad (28)$$

где L_v — скрытая теплота парообразования воды; q_s — массовая доля насыщенного водяного пара.

Проведя рассуждения аналогично влажному ненасыщенному состоянию, можно получить уравнение адиабатического градиента температуры для влажного насыщенного воздуха

$$\gamma'_a = -\frac{dT_p}{dz} = \frac{(0,608R_dT_p + L_v)\frac{dq_s}{dz} + g}{(1-q_s)c_{pd} + q_sc_{pv}}. \quad (29)$$

Сопоставление уравнений (25) и (29) показывает, что изменение температуры при адиабатическом перемещении воздушной частицы во влажном насыщенном воздухе отличается от ненасыщенного состояния только по причине выделения дополнительной теплоты за счет конденсации водяного пара.

Массовая доля водяного пара (2) в упрощенном виде выражается следующим соотношением:

$$q_v = 0,622 \frac{e}{p}. \quad (30)$$

Прологарифмировав и продифференцировав (30) по высоте, получим

$$\frac{1}{q_v} \frac{dq_v}{dz} = \frac{1}{e} \frac{de}{dz} - \frac{1}{p} \frac{dp}{dz}, \quad (31)$$

а с учетом уравнения статики ($dp/p = -gdz/R_mT_p$)

$$\frac{dq_v}{dz} = q_v \left(\frac{1}{e} \frac{de}{dz} + \frac{g}{R_mT_p} \right). \quad (32)$$

Подставляя в (25) соотношения (19) и (32), получаем

$$-\frac{dT_p}{dz} = \frac{0,608q_v \left(R_dT_p \frac{1}{e} \frac{de}{dz} + \frac{g}{1+0,608q_v} \right) + g}{(1-q_v)c_{pd} + q_vc_{pv}}. \quad (33)$$

Подставив в (33) уравнение (30) и проведя преобразования, получим окончательный вид уравнения адиабатического градиента температуры для влажного ненасыщенного воздуха

$$\gamma_a = -\frac{dT_p}{dz} = \frac{g}{c_{pd}} \frac{p + 0,378 \left(\frac{e}{1 + 0,378 \frac{e}{p}} + \frac{R_dT_p}{g} \frac{de}{dz} \right)}{p + 0,622e \left(\frac{c_{pv}}{c_{pd}} - 1 \right)}. \quad (34)$$

В состоянии насыщения массовая доля водяного пара определяется следующим образом:

$$q_s = 0,622 \frac{E}{p}, \quad (35)$$

где E – парциальное давление насыщенного водяного пара. Логарифмируя и дифференцируя по высоте (35), получаем

$$\frac{1}{q_s} \frac{dq_s}{dz} = \frac{1}{E} \frac{dE}{dz} - \frac{1}{p} \frac{dp}{dz}. \quad (36)$$

Подставив в (36) уравнение статики и формулу для определения массовой доли водяного пара, получим

$$\frac{dq_s}{dz} = 0,622 \frac{E}{p} \left(\frac{1}{E} \frac{dE}{dT_p} \frac{dT_p}{dz} + \frac{g}{R_m T_p} \right). \quad (37)$$

Применим (37) в уравнении адиабатического градиента для влажного насыщенного воздуха (29)

$$-\frac{dT_p}{dz} = \frac{g \left(1 + 0,378 \frac{R_d}{R_m} \frac{E}{p} + 0,622 \frac{L_v}{R_m T_p} \frac{E}{p} \right)}{(1 - q_s) c_{pd} + q_s c_{pv} + \frac{1}{p} (0,378 R_d T_p + 0,622 L_v) \frac{dE}{dT_p}}. \quad (38)$$

Подставляя в (38) уравнения (19), (35) и уравнение Клаузиуса – Клапейрона ($dE/dT_p = L_v E / R_v T_p^2$) и проводя преобразования, получаем окончательный вид уравнения адиабатического градиента температуры для влажного насыщенного воздуха

$$\gamma'_a = -\frac{dT_p}{dz} = \frac{g}{c_{pd}} \frac{p + \frac{0,378 E}{1 + 0,378 \frac{E}{p}} \left(1 + 1,646 \frac{L_v}{R_d T_p} \right)}{p + 0,622 \frac{E}{p} \left(\left(0,608 \frac{R_d}{R_v} + \frac{L_v}{R_v T_p} \right) \frac{L_v p}{c_{pd} T_p} + \frac{c_{pv}}{c_{pd}} - 1 \right)}. \quad (39)$$

С учетом уравнений (34) и (39) частота Брента – Вайсяля (13) для влажного ненасыщенного и влажного насыщенного воздуха принимает, соответственно, следующий вид:

$$N^2 = \frac{g}{T_{ve}} \left[\frac{dT_{ve}}{dz} + \frac{g}{c_{pd}} \frac{p + 0,378 \left(\frac{e}{1 + 0,378 \frac{e}{p}} + \frac{R_d T_p}{g} \frac{de}{dz} \right)}{p + 0,622 e \left(\frac{c_{pv}}{c_{pd}} - 1 \right)} \right], \quad (40)$$

$$N^2 = \frac{g}{T_{se}} \left[\frac{dT_{se}}{dz} + \frac{g}{c_{pd}} \frac{p + \frac{0,378E}{1 + 0,378 \frac{E}{p}} \left(1 + 1,646 \frac{L_v}{R_d T_p} \right)}{p + 0,622 \frac{E}{p} \left(\left(0,608 \frac{R_d}{R_v} + \frac{L_v}{R_v T_p} \right) \frac{L_v p}{c_{pd} T_p} + \frac{c_{pv}}{c_{pd}} - 1 \right)} \right], \quad (41)$$

где T_{ve} , T_{se} – виртуальная температура ненасыщенного и насыщенного влажного воздуха соответственно.

Влажным насыщенным воздухом вообще принято считать воздух при относительной влажности (RH) равной 100 %. Однако в реальных условиях такая влажность практически никогда не наблюдается из-за конденсации водяного пара и образования облаков и туманов, поэтому в работе за состояние насыщения принимается уровень влажности, наблюдаемый в облаках. На основании работ по изучению уровня влажности в облаках [13, 15, 35, 37, 38] при расчете уравнений (40) и (41) приняты критерии влажного насыщенного состояния воздуха, представленные в таблице.

Таблица. Критерии состояния насыщения воздуха водяным паром на различных высотах

Table. Criteria of saturated air at different altitudes

Диапазон высот, км	RH, %
0–2	92
2–6	90
6–12	88
>12	80

Расчеты характеристик турбулентности производились по данным температурно-ветрового зондирования атмосферы на аэрологической станции Пермь за 2018–2024 гг. Всего за указанный период проанализировано 4844 наблюдений. С целью построения усредненных профилей исследуемых величин, данные наблюдений интерполированы кубическими сплайнами на вертикальную сетку с шагом 5 м, а затем в узлах сетки произведены расчеты по описанной методике.

Результаты и их обсуждение

Адиабатические градиенты

Результаты расчетов адиабатических градиентов по уравнениям (34) и (39) для Перми представлены на рис. 1–2. Из рисунков можно видеть, что адиабатический градиент для влажного воздуха отличается от сухоадиабатического.

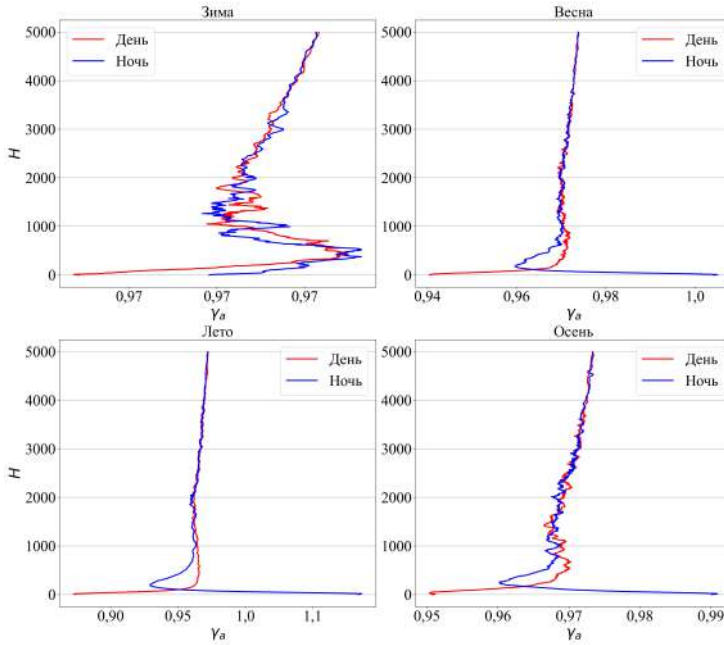


Рис. 1. Вертикальный адиабатический градиент температуры для влажного ненасыщенного воздуха.

Fig. 1. Vertical adiabatic gradient for moist unsaturated air.

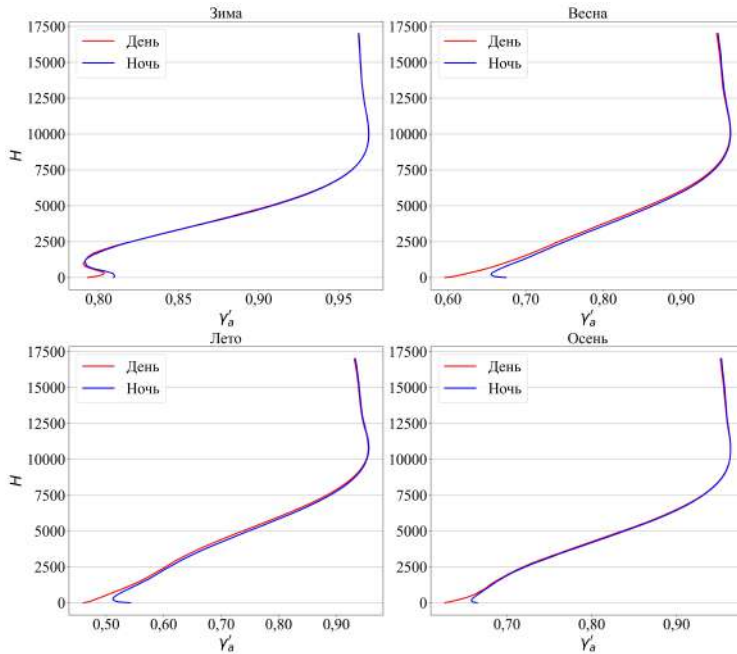


Рис. 2. Вертикальный адиабатический градиент температуры для влажного насыщенного воздуха.

Fig. 2. Vertical adiabatic gradient for moist saturated air.

В случае с влажным ненасыщенным воздухом в слое от земли до высоты 500 м адиабатический градиент температуры колеблется от 0,85 до 1,15 °C/100 м в теплый период года, а в более высоких слоях значения приближаются к сухоадиабатическому градиенту. Учет этих отличий может иметь значение при исследовании процессов, происходящих в этом слое, например болтанка самолетов или рассеяние примесей в населенных пунктах.

Зимой адиабатический градиент во влажном ненасыщенном воздухе практически не отличается от сухоадиабатического и составляет $0,97 \div 0,98$ °C/100 м.

Насыщенный влажноадиабатический градиент меняется в широких пределах: от 0,5 до 1,0 °C /100 м в теплый период и от 0,8 до 1,0 °C /100 м в холодный период года. Влажноадиабатический градиент возрастает в тропосфере, приближаясь к сухоадиабатическому градиенту на уровне тропопаузы. В нижней части стратосферы значения сухо- и влажноадиабатических градиентов близки.

Частота Брента – Вайсяля

Результаты расчетов частоты Брента – Вайсяля по уравнениям (40) и (41) для Перми представлены на рис. 3.

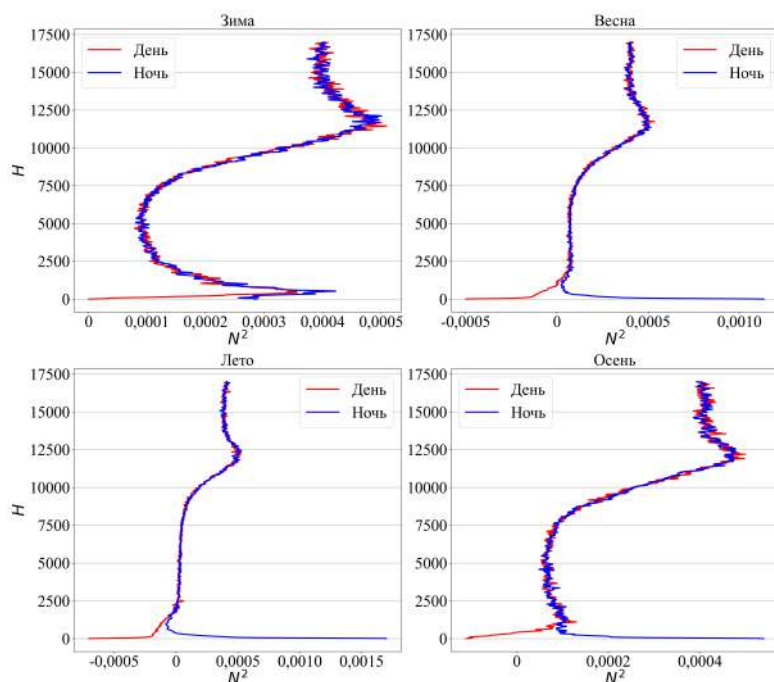


Рис. 3. Вертикальные профили частоты Брента – Вайсяля.
Fig. 3. Vertical profiles of the Brent – Väisälä frequency.

Можно видеть, что в теплый период года в пограничном слое атмосферы из-за дневного прогрева наблюдается неустойчивость в дневные сроки наблюдений (N^2 возрастает от $-5 \cdot 10^{-4}$ до 0 с^{-2}) и сильная устойчивость в ночные сроки (N^2 убывает от $15 \cdot 10^{-4}$ до 0 с^{-2}). Свободная атмосфера близка к нейтральному состоянию ($N^2 \approx 0 \text{ с}^{-2}$). В холодный период года частота Брента – Вайсяля N^2 в тропосфере колеблется от 0 до $4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-2}$ вне зависимости от времени суток. В свободной атмосфере пик устойчивости наблюдается выше тропопаузы, где N^2 достигает значения от 4 до $5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-2}$ вне зависимости от времени года и времени суток. Полученные в работе величины частоты Брента – Вайсяля не противоречат результатам, полученным ранее другими авторами [18, 34].

Масштабы турбулентности

На рис. 4 показаны результаты расчетов масштабов Торпа для Перми. Наибольший размер вихрей (200–300 м) наблюдается в пограничном слое в теплое время года за счет прогрева городской подстилающей поверхности. В свободной атмосфере в зимний период года размер турбулентных вихрей составляет 10–20 м, а в летний период 50–70 м. Вертикальная структура масштабов Торпа одинакова вне зависимости от времени года и времени суток, когда наблюдаются два максимума размеров вихрей: в пограничном слое атмосферы и в районе тропопаузы.

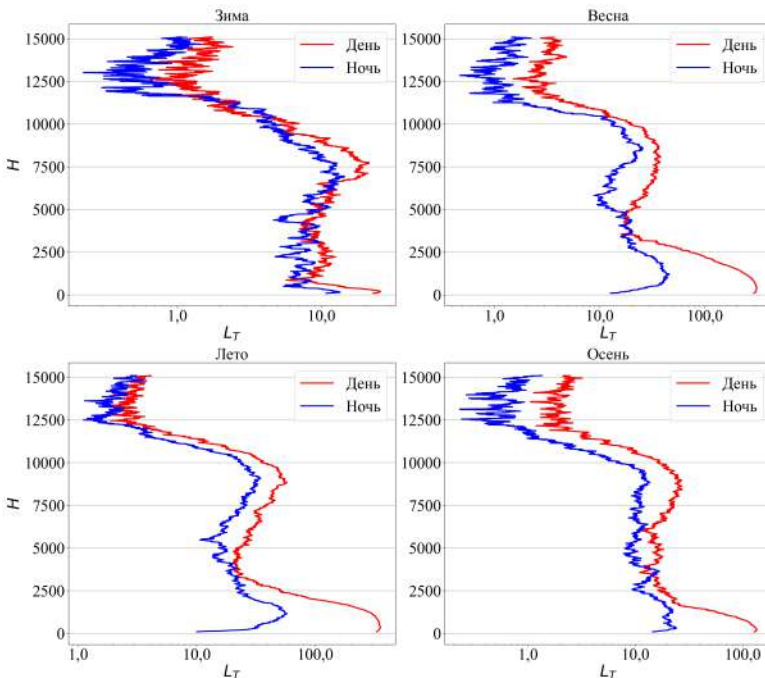


Рис. 4. Вертикальные профили масштабов Торпа.
Fig. 4. Thorpe scale vertical profiles.

Оценка масштабов турбулентных вихрей по методу Торпа сопоставима с методикой, используемой в модели COSMO-Ru Гидрометцентра России [7, 8]: в пограничном слое атмосферы турбулентные масштабы длины достигают сотен метров, а в вышележащих слоях уменьшаются до 20–50 метров.

Оценка масштабов турбулентности, основанная на вертикальных сдвигах ветра [5, 10, 36], показывает более равномерные значения по всему вертикальному профилю: от нескольких метров до нескольких десятков метров.

В работе [25] внешние масштабы турбулентности оцениваются по интенсивности оптических искажений на телескопе с большой апертурой, где отмечается, что в свободной атмосфере масштабы турбулентности больше, чем в пограничном слое атмосферы, и достигают 40–60 м в районе тропопавзы. Из рис. 3 видно, что методика Торпа дает схожие значения для свободной атмосферы, значительные отличия в пограничном слое в теплый период года, вероятно, связаны с тем, что пункт, результаты наблюдений которого используются в работе, располагается в крупном городе. Существенное влияние пограничного слоя на оценки масштабов турбулентности также отмечается в работе [11].

Модели пограничного слоя атмосферы, учитывающие кинетическую энергию турбулентности, вертикальный сдвиг ветра и температурную стратификацию [19], демонстрируют аналогичную структуру распределения масштабов турбулентных вихрей по высоте с максимальными значениями в пограничном слое и постепенным убыванием в свободной атмосфере.

Диссипация и диффузия турбулентной энергии

Величины диссипации турбулентной кинетической энергии для Перми представлены на рис. 5. Скорость диссипации энергии меняется в широком диапазоне, причем наиболее интенсивная диссипация происходит в пограничном слое атмосферы в летний период ($\epsilon \sim 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}^3$). В свободной атмосфере на высотах 2–5 км скорость диссипации турбулентной кинетической энергии наименьшая ($\epsilon \sim 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}^3$). Второй максимум скорости диссипации энергии наблюдается в районе тропопавзы ($\epsilon \sim 10^{-5} \div 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}^3$).

Зимой скорость диссипации энергии по всему профилю существенно ниже, чем летом ($\epsilon \sim 10^{-5} \div 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}^3$).

Скорость диссипации энергии по методу Колмогорова, полученная на основе данных измерений лидара и акустического анемометра в приземном слое атмосферы [9, 14, 27], меняется в таком же большом диапазоне ($\epsilon \sim 10^{-6} \div 10^{-1} \text{ м}^2/\text{с}^3$), что и по методу Торпа. Аналогичные результаты получаются на основе измерений ветрового профилимера и самолетных наблюдений [17].

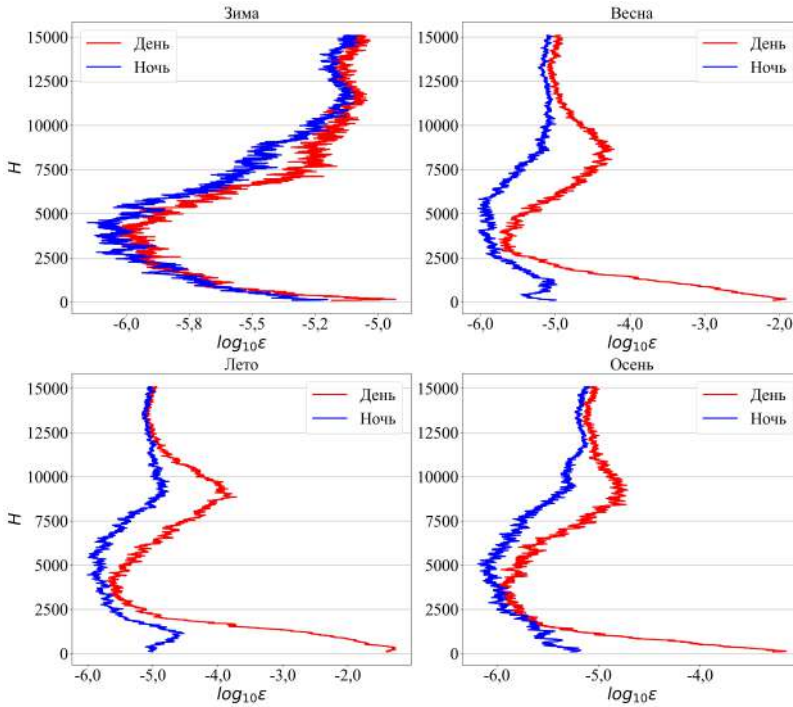


Рис. 5. Вертикальные профили скорости диссипации турбулентной кинетической энергии.

Fig. 5. Vertical profiles of the dissipation rate of turbulent kinetic energy.

Различные методы могут давать различные качественные и количественные оценки о скорости турбулентной диссипации, при этом их точность может зависеть от параметров конкретного потока. Например, в [21] показано, что метод Торпа дает хорошую количественную оценку в случаях, когда турбулентность обусловлена сдвигом скорости.

Величины коэффициента турбулентной диффузии для Перми представлены на рис. 6. В летний период в пограничном слое атмосферы достигаются очень большие значения коэффициента турбулентной диффузии ($K \sim 10^1 \div 10^2 \text{ м}^2/\text{с}$). Второй максимум коэффициента турбулентной диффузии наблюдается в районе тропопаузы ($K \sim 10^{-2} \div 10^0 \text{ м}^2/\text{с}$). Наименьшие значения наблюдаются в свободной атмосфере на высотах 2–5 км и в нижней стратосфере.

Модель анизотропной турбулентности на основе самолетных измерений [12] демонстрирует величины скорости диссипации энергии и турбулентной диффузии такого же порядка с резким выделением значений в пограничном слое. Масштабы турбулентных вихрей по этой же модели в пограничном слое на порядок меньше, чем по методу Торпа, но в более высоких слоях величины сопоставимы.

В зимний период также наблюдаются два максимума коэффициента турбулентной диффузии в пограничном слое атмосферы и в районе тропопавзы, но скорость турбулентной диффузии значительно ниже, чем в летний период ($K \sim 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}$).

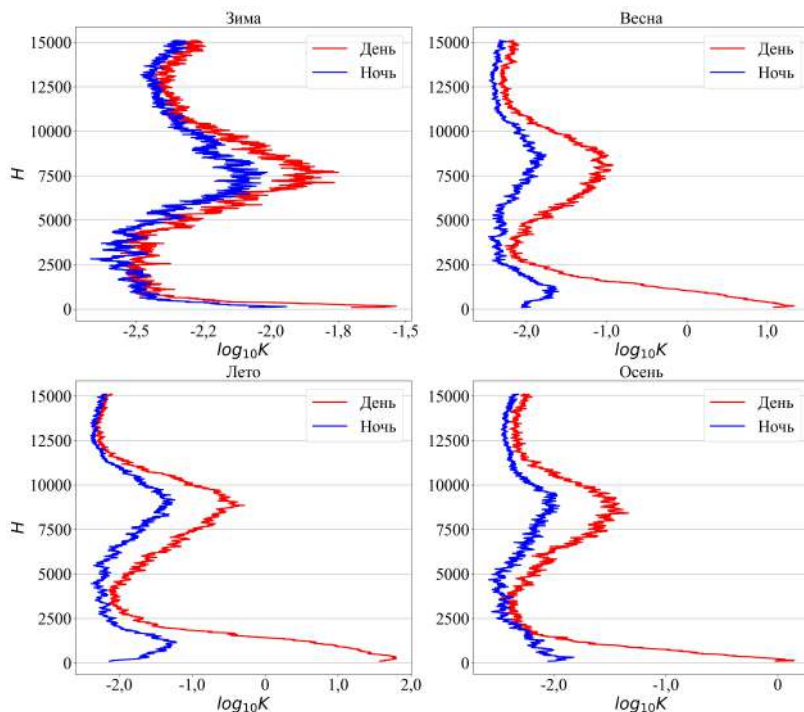


Рис. 6. Вертикальные профили коэффициента турбулентной диффузии.
Fig. 6. Vertical profiles of the diffusion coefficient.

Заключение

В результате выполненного исследования можно сделать следующие выводы:

Классическая методика Торпа разрабатывалась для определения масштабов турбулентности в океанических течениях, для ее применения необходимы данные с высоким разрешением. В связи с постепенным оснащением аэрологической наблюдательной сети современным оборудованием, становится возможным применение этой методики в атмосфере.

Методика Торпа при количественной оценке масштабов турбулентных вихрей, скорости диссипации и диффузии турбулентной энергии показывает вполне корректные результаты. Данная методика может быть применима при параметризации турбулентных течений в атмосфере, однако необходимы дальнейшие исследования с целью определения параметров воздушных течений, в которых данная методика будет показывать

наиболее точные результаты. Преимуществом методики является доступность вертикальных профилей параметров атмосферы, полученных в результате температурно-ветрового зондирования в оперативном режиме.

По результатам рассматриваемой методики наиболее неустойчивыми и турбулизированными слоями являются пограничный слой атмосферы и слои вблизи тропопаузы.

Список литературы

1. Джуман Б.М. Адиабатический градиент температуры во влажном ненасыщенном воздухе // Геодезия, картография и аэрофотосъемка. 1990. № 51. С. 36-39.
2. Должанский Ф.В. Лекции по геофизической гидродинамике. М.: ИВМ РАН, 2006. 378 с.
3. Калинин Н.А. Физическая метеорология: учебное пособие. Пермь: ПГНИУ, 2023. 257 с.
4. Лайхтман Д.Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1970. 340 с.
5. Лукин В.П. Внешний масштаб турбулентности и его влияние на флуктуации оптических волн // Успехи физических наук. 2021. Т. 191, № 3. С. 292-317. DOI: 10.3367/UFNr.2020.10.038849
6. Матвеев Л.Т. Физика атмосферы. СПб.: Гидрометеиздат, 2000. 780 с.
7. Перов В.Л. Реализация алгоритма расчета турбулентного масштаба длины, основанного на методе смещения частиц воздуха под влиянием сил плавучести, в модуле пограничного слоя атмосферы модели COSMO-Ru Гидрометцентра России // Труды Гидрометцентра России. 2011. Вып. 346. С. 76-86.
8. Перов В.Л. Алгоритм расчета турбулентного масштаба длины в модуле пограничного слоя атмосферы модели COSMO-Ru при наличии слоисто-кучевой облачности // Труды Гидрометцентра России. 2014. Вып. 352. С. 103-114.
9. Смелихо И.Н., Банах В.А., Фалиц А.В., Руди Ю.А. Определение скорости диссипации энергии турбулентности из данных, измеренных лидаром «Stream Line» в приземном слое атмосферы // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т. 28, № 10. С. 901-907. DOI: 10.15372/AOO20151006
10. Шиховцев А.Ю., Ковadlo П.Г. Вертикальные профили оптической турбулентности и оценка внешнего масштаба турбулентности над Байкальской астрофизической обсерваторией // Оптика атмосферы и океана. 2024. Т. 37, № 9 (428). С. 808-814. DOI: 10.15372/AOO20240912
11. Abahamid A., Vernin J., Benkhaldoun Z., Jabiri A., Azouit M., Agabi A. Seeing, outer scale of optical turbulence, and coherence outer scale at different astronomical sites using instruments on meteorological balloons // Astronomy & Astrophysics. 2004. Vol. 422, no. 3. P. 1123-1127.
12. Aliabadi A.A., Staebler R.M., Liu M., Herber A. Characterization and Parametrization of Reynolds Stress and Turbulent Heat Flux in the Stably-Stratified Lower Arctic Troposphere Using Aircraft Measurements // Boundary-Layer Meteorol. 2016. Vol. 161, no. 1. P. 99-126.
13. Altaratz O., Bar-Or R.Z., Wollner U., Koren I. Relative humidity and its effect on aerosol optical depth in the vicinity of convective clouds // Environ. Res. Lett. 2013. Vol. 8, no. 3. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-9326/8/3/034025>
14. Barot J. Some Characteristics of Clear-Air Turbulence in the Middle Stratosphere // J. Atmos. Sci. 1982. Vol. 39, no. 11. P. 2553-2564.
15. Chepfer H., Brogniez H., Noel V. Diurnal variations of cloud and relative humidity profiles across the tropics // Sci. Rep. 2019. Vol. 9, no 1. <https://www.nature.com/articles/s41598-019-52437-6>
16. Cuxart J. Planetary Boundary Layer Simulation: from LES to General Circulation Models. Barcelona: Universitat de Barcelona, 1997. 276 p.

17. Dehghan A., Hocking W.K., Srinivasan R. Comparisons between multiple in-situ aircraft turbulence measurements and radar in the troposphere // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2014. Vol. 118. P. 64-77.
18. Durran D.R., Klemp J.B. On the Effects of Moisture on the Brunt-Väisälä Frequency // *J. Atmos. Sci.* 1982. Vol. 39, no. 10. P. 2152-2158.
19. Hrasinski M., Mašek J., Bašták Ďurán I., Grisogono B., Brožková R. Regime-Dependent Turbulence Length-Scale Formulation for NWP Models Based on Turbulence Kinetic Energy, Shear, and Stratification // *Monthly Weather Review*. 2025. Vol. 153, no. 11. P. 2571-2591.
20. Hu X., Wu X., Huang Y., Qing C. Characteristics of atmospheric optical turbulence in the free atmosphere over China derived from radiosonde data using the Thorpe method // *Opt. Express*. 2025. Vol. 33, no. 14. <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=oe-33-14-29471>
21. Jalali M., Chalamalla V.K., Sarkar S. On the Accuracy of Overturn-Based Estimates of Turbulent Dissipation at Rough Topography // *Journal of Physical Oceanography*. 2017. Vol. 47, no. 3. P. 513-532.
22. Jalali M., Sarkar S. Large Eddy Simulation of Flow and Turbulence at the Steep Topography of Luzon Strait // *Geophysical Research Letters*. 2017. Vol. 44, no. 18. P. 9440-9448.
23. Jeričević A., Kraljević L., Grisogono B., Fagerli H., Večenaj Ž. Parameterization of vertical diffusion and the atmospheric boundary layer height determination in the EMEP model // *Atmos. Chem. Phys.* 2010. Vol. 10, no. 2. P. 341-364.
24. Kantha L. Reinterpretation of the Thorpe Length Scale // *Journal of the Atmospheric Sciences*. 2024. Vol. 81, no. 8. P. 1495-1510.
25. Maire J., Ziad A., Borgnino J., Martin F. Measurements of profiles of the wavefront outer scale using observations of the limb of the Moon // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2007. Vol. 377, no. 3. P. 1236-1244.
26. Mater B.D., Schaad S.M., Venayagamoorthy S.K. Relevance of the Thorpe length scale in stably stratified turbulence // *Physics of Fluids*. 2013. Vol. 25, no 7. <https://pubs.aip.org/pof/article/25/7/076604/314450/Relevance-of-the-Thorpe-length-scale-in-stably>
27. Muñoz-Esparza D., Sharman R.D., Lundquist J.K. Turbulence Dissipation Rate in the Atmospheric Boundary Layer: Observations and WRF Mesoscale Modeling during the XPIA Field Campaign // *Monthly Weather Review*. 2018. Vol. 146, no. 1. P. 351-371.
28. Park Y.-H., Durand I., Lee J.-H., Provost C. Revisiting Thorpe scale analysis and diapycnal diffusivities in Drake Passage // *Front. Mar. Sci.* 2024. Vol. 11. <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fmars.2024.1444468/full>
29. Park Y.-H., Lee J.-H., Durand I., Hong C.-S. Validation of Thorpe-scale-derived vertical diffusivities against microstructure measurements in the Kerguelen region // *Biogeosciences*. 2014. Vol. 11, no. 23. P. 6927-6937.
30. Scotti A. Biases in Thorpe-Scale Estimates of Turbulence Dissipation. Part II: Energetics Arguments and Turbulence Simulations // *Journal of Physical Oceanography*. 2015. Vol. 45, no. 10. P. 2522-2543.
31. Stoll R., Gibbs J.A., Salesky S.T., Anderson W., Calaf M. Large-Eddy Simulation of the Atmospheric Boundary Layer // *Boundary-Layer Meteorol.* 2020. Vol. 177, no. 2-3. P. 541-581.
32. Stull R.B. An introduction to boundary layer meteorology. Dordrecht: Springer, 2009. 670 p.
33. Thorpe S.A. Turbulence and mixing in a Scottish Loch // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*. 1977. Vol. 286, no. 1334. P. 125-181.
34. Tsuda T., VanZandt T.E., Mizumoto M., Kato S., Fukao S. Spectral analysis of temperature and Brunt-Väisälä frequency fluctuations observed by radiosondes // *J. Geophys. Res.* 1991. Vol. 96, no. D9. P. 17265-17278.
35. Wang M., Wang L., Wu Q., Cheng H., Sun X., Wang Y., Li Q. A dynamic critical relative humidity based on temperature in cloud parameterization to improve low cloud in an AGCM // *Atmospheric Research*. 2025. Vol. 323. <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0169809525002753>
36. Xu M., Shao S., Weng N., Liu Q. Analysis of the Optical Turbulence Model Using Meteorological Data // *Remote Sensing*. 2022. Vol. 14, no. 13. <https://www.mdpi.com/2072-4292/14/13/3085>

37. Yang Y., Cai H., Chen Q.-L. The relationship between cloud distribution characteristics and meteorological elements over China // *Sci Rep.* 2025. Vol. 15, no. 1. <https://www.nature.com/articles/s41598-025-15003-x>
38. Zhang J., Chen H., Li Z., Fan X., Peng L., Yu Y., Cribb M. Analysis of cloud layer structure in Shouxian, China using RS92 radiosonde aided by 95 GHz cloud radar // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115, no. D7. <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2010JD014030>
39. Zhang J., Zhang S. D., Huang C.M., Huang K.M., Gong Y., Gan Q., Zhang Y.H. Statistical Study of Atmospheric Turbulence by Thorpe Analysis // *JGR Atmospheres.* 2019. Vol. 124, no. 6. P. 2897-2908.
40. Guide to Instruments and Methods of Observation. Volume I – Measurement of Meteorological Variables // WMO-No. 8. Geneva: WMO, 2023. 601 p.

References

1. Dzhuman B.M. Adiabaticeskij gradient temperature vo vlazhnom nenasysshennom vozduhe [Adiabatic lapse rate in moist unsaturated air]. *Geodezija, kartografija i ajerofotos'emka*, 1990, no. 51, pp. 36-39 [in Russ].
2. Dolzhanskij F.V. Lekcii po geofizicheskoy gidrodinamike [Lectures on geophysical fluid dynamics]. Moscow, INM RAS publ., 2006, 378 p. [in Russ].
3. Kalinin N.A. Fizicheskaja meteorologija: uchebnoe posobie [Physical meteorology: tutorial]. Perm, PSU publ., 2023, 257 p. [in Russ].
4. Lajhtman D.L. Fizika pograničnogo sloja atmosfery [Physics of the boundary layer of the atmosphere]. Leningrad, Gidrometeoizdat publ., 1970, 340 p. [in Russ].
5. Lukin V.P. Vneshnij masshtab turbulentnosti i ego vlijanie na fluktuacii opti-cheskih voln [Outer scale of turbulence and its influence on fluctuations of optical waves]. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk [Advances in Physical Sciences]*, 2021, vol. 191, no 03, pp. 292-317. <https://doi.org/10.3367/UFNe.2020.10.038849> [in Russ].
6. Matveev L.T. Fizika atmosfery [Atmospheric physics]. Sankt Petersburg, Gidrometeoizdat publ., 2000, 780 p. [in Russ].
7. Perov V.L. Implementation of the calculation algorithm for the turbulent length scale, based on the method of air parcel displacement under the influence of buoyancy forces, in the atmospheric boundary layer module of the COSMO-RU model of the Hydrometcentre of Russia. *Trudy Gidrometcentra Rossii [Proceedings of Hydrometcentre of Russia]*, 2011, vol. 346, pp. 76-86 [in Russ].
8. Perov V.L. Algorithm for calculating turbulent length scale in the atmospheric boundary layer module of the COSMO-Ru model in the presence of stratocumulus clouds. *Trudy Gidrometcentra Rossii [Proceedings of Hydrometcentre of Russia]*, 2014, vol. 352, pp. 103-114 [in Russ].
9. Smaliho I.N., Banah V.A., Falic A.V., Rudi Yu.A. Determination of the turbulent energy dissipation rate from data measured by a “Stream Line” lidar in the atmospheric surface layer. *Optika atmosfery i okeana [Atmospheric and Oceanic Optics]*, 2015, vol. 28, no 10, pp. 901-907. DOI: 10.15372/AOO20151006 [in Russ].
10. Shihovcev A.Yu., Kovadlo P.G. Optical turbulence vertical profiles and estimates of the turbulence outer scale above the Baykal Astrophysical Observatory. *Optika atmosfery i okeana [Atmospheric and Oceanic Optics]*, 2024, vol. 37, no 9, pp. 808-814. DOI: 10.15372/AOO202409012 [in Russ].
11. Abahamid A., Vernin J., Benkhaldoun Z., Jabiri A., Azouit M., Agabi A. Seeing, outer scale of optical turbulence, and coherence outer scale at different astronomical sites using instruments on meteorological balloons. *Astronomy & Astrophysics*, 2004, vol. 422, no 3, pp. 1123-1127. DOI: 10.1051/0004-6361:20040215
12. Aliabadi A.A., Staebler R.M., Liu M., Herber A. Characterization and Parametrization of Reynolds Stress and Turbulent Heat Flux in the Stably-Stratified Lower Arctic Troposphere Using Aircraft Measurements. *Boundary-Layer Meteorol.*, 2016, vol. 161, no 1, pp. 99-126. DOI: 10.1007/s10546-016-0164-7

13. Altaratz O., Bar-Or R.Z., Wollner U., Koren I. Relative humidity and its effect on aerosol optical depth in the vicinity of convective clouds. *Environ. Res. Lett.*, 2013, vol. 8, no 3. DOI: 10.1088/1748-9326/8/3/034025. Available at: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-9326/8/3/034025>
14. Barat J. Some Characteristics of Clear-Air Turbulence in the Middle Stratosphere. *J. Atmos. Sci.*, 1982, vol. 39, no. 11, pp. 2553-2564. DOI: 10.1175/1520-0469(1982)039<2553:SCOCAT>2.0.CO;2
15. Chepfer H., Brogniez H., Noel V. Diurnal variations of cloud and relative humidity profiles across the tropics. *Sci Rep.*, 2019, vol. 9, no. 1, DOI: 10.1038/s41598-019-52437-6. Available at: <https://www.nature.com/articles/s41598-019-52437-6>
16. Cuxart J. Planetary Boundary Layer Simulation: from LES to General Circulation Models. Barcelona: Universitat de Barcelona publ., 1997, 276 p.
17. Dehghan A., Hocking W. K., Srinivasan R. Comparisons between multiple in-situ aircraft turbulence measurements and radar in the troposphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 2014, vol. 118, pp. 64-77. DOI: 10.1016/j.jastp.2013.10.009
18. Durran D.R., Klemp J.B. On the Effects of Moisture on the Brunt-Väisälä Frequency. *J. Atmos. Sci.*, 1982, vol. 39, no. 10, pp. 2152-2158. DOI: 10.1175/1520-0469(1982)039<2152:OTEOMO>2.0.CO;2
19. Hrasinski M., Mašek J., Bašták Ďurán I., Grisogono B., Brožková R. Regime-Dependent Turbulence Length-Scale Formulation for NWP Models Based on Turbulence Kinetic Energy, Shear, and Stratification. *Monthly Weather Review*, 2025, vol. 153, no. 11, pp. 2571-2591. DOI: 10.1175/MWR-D-24-0184.1
20. Hu X., Wu X., Huang Y., Qing C. Characteristics of atmospheric optical turbulence in the free atmosphere over China derived from radiosonde data using the Thorpe method. *Opt. Express*, 2025, vol. 33, no. 14. Available at: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=oe-33-14-29471> DOI: 10.1364/OE.566459
21. Jalali M., Chalamalla V.K., Sarkar S. On the Accuracy of Overturn-Based Estimates of Turbulent Dissipation at Rough Topography. *Journal of Physical Oceanography*, 2017, vol. 47, no. 3, pp. 513-532. DOI: 10.1175/JPO-D-15-0169.1
22. Jalali M., Sarkar S. Large Eddy Simulation of Flow and Turbulence at the Steep Topography of Luzon Strait. *Geophysical Research Letters*, 2017, vol. 44, no. 18, pp. 9440-9448. DOI: 10.1002/2017GL074119
23. Jeričević A., Kraljević L., Grisogono B., Fagerli H., Večenaj Ž. Parameterization of vertical diffusion and the atmospheric boundary layer height determination in the EMEP model. *Atmos. Chem. Phys.*, 2010, vol. 10, no. 2, pp. 341-364. DOI: 10.5194/acp-10-341-2010
24. Kantha L. Reinterpretation of the Thorpe Length Scale. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2024, vol. 81, no. 8, pp. 1495-1510. DOI: 10.1175/JAS-D-23-0137.1
25. Maire J., Ziad A., Borgnino J., Martin F. Measurements of profiles of the wavefront outer scale using observations of the limb of the Moon. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2007, vol. 377, no. 3, pp. 1236-1244. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2007.11681.x
26. Mater B.D., Schaad S.M., Venayagamoorthy S.K. Relevance of the Thorpe length scale in stably stratified turbulence. *Physics of Fluids*, 2013, vol. 25, no. 7. Available at: <https://pubs.aip.org/pof/article/25/7/076604/314450/Relevance-of-the-Thorpe-length-scale-in-stably>. DOI: 10.1063/1.4813809
27. Muñoz-Esparza D., Sharman R.D., Lundquist J.K. Turbulence Dissipation Rate in the Atmospheric Boundary Layer: Observations and WRF Mesoscale Modeling during the XPIA Field Campaign. *Monthly Weather Review*, 2018, vol. 146, no. 1, pp. 351-371. DOI: 10.1175/MWR-D-17-0186.1
28. Park Y.-H., Durand I., Lee J.-H., Provost C. Revisiting Thorpe scale analysis and diapycnal diffusivities in Drake Passage. *Front. Mar. Sci.*, 2024, vol. 11. DOI: 10.3389/fmars.2024.1444468. Available at: <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fmars.2024.1444468/full>

29. Park Y.-H., Lee J.-H., Durand I., Hong C.-S. Validation of Thorpe-scale-derived vertical diffusivities against microstructure measurements in the Kerguelen region. *Biogeosciences*, 2014, vol. 11, no. 23, pp. 6927-6937. DOI: 10.5194/bg-11-6927-2014
30. Scotti A. Biases in Thorpe-Scale Estimates of Turbulence Dissipation. Part II: Energetics Arguments and Turbulence Simulations. *Journal of Physical Oceanography*, 2015, vol. 45, no. 10, pp. 2522-2543. DOI: 10.1175/JPO-D-14-0092.1
31. Stoll R., Gibbs J.A., Salesky S.T., Anderson W., Calaf M. Large-Eddy Simulation of the Atmospheric Boundary Layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, 2020, vol. 177, no. 2-3, pp. 541-581. DOI: 10.1007/s10546-020-00556-3.
32. Stull R.B. An introduction to boundary layer meteorology. Dordrecht, Springer, 2009, 670 p.
33. Thorpe S.A. Turbulence and mixing in a Scottish Loch. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 1977, vol. 286, no. 1334, pp. 125-181. DOI: 10.1098/rsta.1977.0112
34. Tsuda T., VanZandt T.E., Mizumoto M., Kato S., Fukao S. Spectral analysis of temperature and Brunt-Väisälä frequency fluctuations observed by radiosondes. *J. Geophys. Res.*, 1991, vol. 96, no. D9, pp. 17265-17278. DOI: 10.1029/91JD01944
35. Wang M., Wang L., Wu Q., Cheng H., Sun X., Wang Y., Li Q. A dynamic critical relative humidity based on temperature in cloud parameterization to improve low cloud in an AGCM. *Atmospheric Research*, 2025, vol. 323. DOI: 10.1016/j.atmosres.2025.108183. Available at: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0169809525002753>
36. Xu M., Shao S., Weng N., Liu Q. Analysis of the Optical Turbulence Model Using Meteorological Data. *Remote Sensing*, 2022, vol. 14, no. 13. Available at: <https://www.mdpi.com/2072-4292/14/13/3085>. DOI: 10.3390/rs14133085
37. Yang Y., Cai H., Chen Q.-L. The relationship between cloud distribution characteristics and meteorological elements over China. *Sci Rep.*, 2025, vol. 15, no. 1. DOI: 10.1038/s41598-025-15003-x. Available at: <https://www.nature.com/articles/s41598-025-15003-x>
38. Zhang J., Chen H., Li Z., Fan X., Peng L., Yu Y., Cribb M. Analysis of cloud layer structure in Shouxian, China using RS92 radiosonde aided by 95 GHz cloud radar. *J. Geophys. Res.*, 2010, vol. 115, no. D7. DOI: 10.1029/2010JD014030. Available at: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2010JD014030>
39. Zhang J., Zhang S.D., Huang C.M., Huang K.M., Gong Y., Gan Q., Zhang Y.H. Statistical Study of Atmospheric Turbulence by Thorpe Analysis. *JGR Atmospheres*, 2019, vol. 124, no. 6, pp. 2897-2908. DOI: 10.1029/2018JD029686
40. Guide to Instruments and Methods of Observation. Volume I – Measurement of Meteorological Variables. WMO-No. 8. Geneva: WMO publ., 2023, 571 p.

Поступила 02.08.2026; принята в печать 22.10.2026.
Submitted 02.08.2026; accepted for publication 22.10.2026.