

УДК 551.588:551.515:551.509.32

Механизмы образования орографической турбулентности и ее прогнозирование

Н.П. Шакина

*Гидрометеорологический научно-исследовательский центр
Российской Федерации, г. Москва, Россия
chakina@mecom.ru*

В статье излагаются основные результаты исследований орографической турбулентности, включая теоретические представления о механизмах ее генерации, выводы из анализа данных полевых экспериментов, а также подходы к задаче прогнозирования этого явления на основе продукции численных моделей. Сделан вывод, что пост-процессинг полей численного прогноза (прежде всего полей геопотенциала, ветра и температуры), при достаточно высоком вертикальном разрешении, в том числе прогностических полей моделей, оперативно используемых в Гидрометцентре России, может обеспечить получение полезного первого приближения к оперативному прогнозированию орографической турбулентности для авиации.

Ключевые слова: горные волны, неустойчивость Кельвина – Гельмгольца, критический уровень, орографическая турбулентность, штормы подветренных склонов, подветренные роторы, волновое торможение, авиационный прогноз

Orographic turbulence: generation mechanisms and forecasting

N.P. Shakina

*Hydrometeorological Research Center of Russian Federation, Moscow, Russia
chakina@mecom.ru*

Main results are reviewed in orographic turbulence studies, including mechanisms of its generation, field experiments and attempts to predict the phenomenon, as basing of numerical models outputs. It is concluded that post-processing of numerical forecasting fields (mainly those of height, wind and temperature, with sufficient vertical resolution) from the models operatively used in Hydrometeorological center of Russia can produce a useful first approximation to operative forecasts of orographic turbulence for aviation.

Keywords: mountain waves, Kelvin-Helmholtz instability, critical level, orographic turbulence, downslope windstorms, lee-wave rotors, wave drag, aviation forecasts

Введение

Орографическая турбулентность является одной из важнейших составляющих турбулентности в ясном небе на всех уровнях полетов современных летательных аппаратов, от пограничного слоя атмосферы до тропопаузы и нижней стратосферы [3, 5, 16]. Этот вид турбулентности тесно связан с гравитационными волнами, возникающими при обтекании

орографических препятствий, так называемыми горными волнами, распространяющимися по вертикали и горизонтали на подветренной стороне препятствий и над ними [1, 2, 11, 14]. В определенных условиях горные волны могут возрастать по амплитуде, что может приводить к их опрокидыванию, т. е. образованию в их гребнях зон динамической или статической (конвективной) неустойчивости с последующим ростом возмущений меньшего масштаба и турбулизацией. Рост амплитуд горных волн может наблюдаться в условиях изменения стратификации температуры и ветра в направлении распространения волн.

Опрокидывание горных волн и генерация турбулентности играют важную роль в динамике атмосферы, внося значительный вклад в вертикальный перенос водяного пара, аэрозолей и химических примесей, а также в орографическое торможение мезомасштабных потоков [23, 53] и в генерацию потенциальной завихренности [59], передающейся движениям больших масштабов. Горные волны сильно усложняют условия полетов воздушных судов, порождая штормовые ветры на подветренных склонах (downslope windstorms, [32, 54]) и интенсивные вертикальные движения воздуха в толще атмосферы, воспринимаемые экипажем воздушного судна либо как «циклическая болтанка» (чередование восходящих и нисходящих движений в горных волнах значительной амплитуды), либо как неупорядоченные порывы и броски, характерные для турбулентности в ясном небе. Прямые наблюдения опрокидывания горных волн и появления турбулентных зон, судя по публикациям в научных изданиях, не столь многочисленны, однако дают достаточно детальное представление об этих процессах в различных географических районах [26, 39, 44, 45, 54, 66, 67].

Случаи попадания самолетов в зоны сильной турбулентности над орографическими препятствиями стимулировали исследование таких условий с помощью специальных полевых экспериментов, а также теоретического и численного моделирования с целью совершенствования описания и прогноза их непосредственно в рамках оперативных численных моделей либо путем пост-процессинга продукции последних [20, 29, 35, 40].

В статье излагаются в основных чертах современные представления о механизмах генерации орографической турбулентности и о возможностях прогноза этого явления на основе продукции численных моделей, в том числе оперативно используемых в Гидрометцентре России.

1. Линейная теория обтекания препятствий

Горные волны представляют собой частный случай гравитационных волн, возникающих при обтекании воздушным потоком тех или иных неровностей рельефа. В простейшем случае двумерного невязкого стационарного набегающего (основного) потока уравнение, описывающее горные волны в линейном приближении (т. е. в предположении малости

их амплитуд и пренебрежимости их влияния на основной поток), есть известное уравнение Тэйлора – Гольдштейна (см. [15]):

$$(\bar{u} - c)^2 \left[D^2 - (k^2 + m^2) \right] \hat{w} - (\bar{u} - c) \bar{u}'' \hat{w} + \frac{k^2 + m^2}{k^2} N^2 \hat{w} = 0. \quad (1)$$

Здесь $\bar{u} = \bar{u}(z)$ – скорость основного потока; c – фазовая скорость волны; $D \equiv \frac{d}{dz}$ – производная по вертикальной координате z ; $\hat{w}(z)$ – амплитудная функция вертикальной составляющей волнового возмущения; $N^2 = \frac{g(\gamma_a - \gamma)}{T}$ – квадрат частоты Брента – Вайсяля; γ_a и γ – сухоадиабатический градиент и вертикальный градиент температуры T в основном потоке; g – ускорение силы тяжести; k , m – волновые числа по осям x , y соответственно.

Уравнение (1) принимает более простой вид в предположении, что фазовая скорость волн равна нулю (что во многих случаях близко к реальности), и в случае плоской задачи, когда ось x направлена по нормали к препятствию, а волны рассматриваются в плоскости x , z , и, таким образом, $m = 0$:

$$\hat{w}'' + \hat{w} \left[\frac{N^2}{\bar{u}^2} - k^2 - \frac{\bar{u}''}{\bar{u}} \right] = 0.$$

Величина

$$l^2 \equiv \frac{N^2}{\bar{u}^2} - \frac{\bar{u}''}{\bar{u}} \quad (2)$$

называется параметром Скорера [57]. Уравнение, описывающее горные волны, будет теперь иметь вид:

$$\hat{w}'' + \hat{w} [l^2 - k^2] = 0. \quad (3)$$

В случае пренебрежимой кривизны профиля ветра выражение (2) для параметра Скорера еще упрощается:

$$l^2 \equiv \frac{N^2}{\bar{u}^2}. \quad (4)$$

В исследованиях обтекания гор, наряду с параметрами (2) и (4), используется т. наз. внутренний масштаб течения (масштаб Лира), введенный в [47] и характеризующий длину горных волн:

$$\lambda = 2\pi U/N. \quad (5)$$

где U – характерная скорость основного потока.

Выражение (5) было независимо получено А.А. Дородницыным [6] в виде, позволяющем оценивать и длину волны старших гармоник горных волн λ_q :

$$\lambda_i = \frac{2\pi}{\left(l^2 - \frac{i\pi^2}{H^2}\right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (6)$$

Здесь H – вертикальный масштаб набегающего потока; i – номер гармоники ($i = 0, 1, \dots$), причем картина течения качественно почти полностью определяется первой гармоникой (амплитуды старших гармоник быстро убывают с ростом i). Параметр (4) называется в ряде публикаций параметром Дородницына – Скорера.

Граничные условия в задачах о горных волнах, в отличие от задач о гидродинамической неустойчивости, не являются однородными (т. е. требующими $w = 0$ на нижней и верхней границах), а задаются в соответствии с рассматриваемым препятствием и со структурой вышележащей атмосферы.

Выводы из работ, в которых рассматривается решение уравнения (3) для плоских хребтов при различной стратификации температуры и ветра, подробно рассмотрены в [4, 19]. Там же приводятся некоторые результаты численных решений для трехмерных задач, когда препятствие имеет вид не плоского хребта бесконечной длины, а отдельно стоящей горы или хребта ограниченной длины.

Горные волны, удовлетворяющие линейной теории, могут вызывать т. наз. циклическую болтанку воздушных судов, – плавные повышения и понижения в зонах восходящих и нисходящих движений соответственно. Турбулентность в зонах горных волн возникает в результате роста их амплитуд и, значит, отклонения от линейной теории.

Имеется значительный опыт применения параметра Скорера в виде (2) или (4) для оценки по аэрологическим данным возможности развития горных волн и орографической турбулентности. Предлагаемые для этой цели расчетные методы достаточно подробно изложены в [5, 7], а примеры их применения к реальным данным самолетных наблюдений – в [4, 7]. Они основаны на анализе профиля параметра (4) и профиля нормальной к препятствию составляющей скорости. В целом следует признать такой опыт неудачным.

В рамках линейного рассмотрения необходимо отметить т. наз. проблему критического уровня, которая в цитированных работах пренебрегается, а между тем она имеет существенное значение как для распространения горных волн по вертикали, так и для появления турбулентных слоев.

Уравнение (1) сингулярно на критическом уровне, т. е. на уровне, где $\bar{u} = c$. На этом уровне свойства гравитационных волн меняются в результате их интенсивного взаимодействия с основным потоком. Аналитическое решение уравнения (1) для плоских волн с действительными фазовыми скоростями получено в работе Букера и Брезертонна [22] и вкратце изложено в [15]. Основной результат состоит в следующем.

На критическом уровне (если таковой существует) внутренние волны поглощаются, если число Ричардсона $Ri > 1/4$, и степень поглощения тем больше, чем больше Ri . Энергия волны при этом передается основному потоку. Считается, что энергия, теряемая волной вблизи критического уровня и, согласно линейной теории, передаваемая основному потоку, в реальной атмосфере передается турбулентным движениям.

При $Ri < 1/4$ в определенных условиях волны не поглощаются при переходе через критический уровень, а испытывают т. наз. сверхотражение, связанное с передачей энергии от неустойчивого потока к волне на критическом уровне. Напомним, что условие $Ri < 1/4$ есть необходимое условие потери устойчивости внутренних волн, т. е. экспоненциального роста их амплитуд [50, 51], опрокидывания волн и турбулизации всего слоя, в котором это условие выполняется.

Цитированные результаты относятся к двумерной (x, z) задаче, в которой ветер имеет постоянное направление и скорость вдоль оси x . В более реалистических случаях $V = V(x, y, z)$, т. е. при наличии трехмерного поля ветра и, возможно, поворота ветра с высотой результаты численного решения задачи показывают, что критическим уровнем, на котором имеют место описанные эффекты, является уровень, на котором вектор ветра параллелен фазовым линиям горных волн, — иначе говоря, составляющая скорости ветра по нормали к фазовым линиям обращается в нуль (обзор таких работ см. в [30]). Этот результат подтверждается самолетными измерениями, выполненными в рамках специальных проектов по изучению горных волн над Гренландией [61], Альпами [39, 60], Сьерра-Невадой [36] и другими районами. В этих работах обычно измерения *in situ* сопоставляются с результатами численных экспериментов, причем пространственное разрешение моделей (порядка сотен метров) позволяет описывать орографические волны. Авторы делают вывод, что неточности начальных данных и граничных условий, а также особенности отдельных параметризаций сильно отражаются на модельных картинах обтекания. Ошибки в прогнозе стратификации температуры, ветра, характеристик влажности приводят к резким различиям в волновом отклике и свойствах волн. В частности, неточный прогноз стратификации температуры может приводить к тому, что волны оказываются захваченными в нижнем слое, тогда как в реальности они распространяются до стратосферы и порождают турбулентность на верхних уровнях.

2. Нелинейные эффекты и развитие турбулентных зон

2.1. Амплитуды волн и вторичная неустойчивость

Как указывалось в п. 1, рост амплитуд волн может быть обусловлен изменением стратификации температуры и ветра в направлении распространения волн. Также величина амплитуды волн зависит от высоты

препятствия. Во всех подобных случаях допущение линейной теории о малости амплитуд не соответствует реальности: воздействие волн на основной поток не пренебрежимо.

Один из простейших эффектов этого воздействия – появление зон вторичной неустойчивости на гребнях волн. Волновые возмущения, накладываясь на основной поток, деформируют профили температуры и ветра в этом потоке таким образом, что в нем могут появиться зоны $Ri < 1/4$ (т. е. зоны неустойчивости Кельвина – Гельмгольца [15, 50]) или даже $N^2 < 0$ (зоны конвективной неустойчивости, $\gamma > \gamma_a$), в которых начинается рост мелкомасштабных возмущений. В результате появляются турбулентные зоны небольшого размера, вкрапленные в ламинарный поток. Такие явления характерны преимущественно для слоев увеличенной кривизны профилей ветра и температуры или изменения стратификации основного потока в направлении распространения волн [17, 18].

Другим эффектом нелинейности является возмущающее воздействие самого препятствия на воздушный поток. Смит [64] и Макфарлин [49] предложили для оценки наступления нелинейного режима выражение для локального безразмерного параметра амплитуды:

$$\hat{a} = \frac{N_z h}{u_z} \left(\frac{N_0 \bar{u}_o \rho_0}{N_z \bar{u}_z \rho_z} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где ρ – плотность воздуха; h – высота препятствия; индексы «0» и «z» относятся, соответственно, к уровню земли и к любому вышележащему уровню.

Выражение (7) определяет $\hat{a}(z)$ как функцию от стратификации температуры и ветра в основном потоке, т. е. от $N(z)$ и $\bar{u}(z)$, а также от вертикальной координаты (через $\rho(z)$), и, кроме того, как функцию от высоты препятствия h . Критическое или пороговое значение $\hat{a}(z)$, при котором наступает опрокидывание волны, теоретически равно 1, а в конкретных случаях (при вторичной неустойчивости) составляет 0,85. Если $\hat{a}(z)$ на какой-либо высоте или в каком-либо слое превосходит критическое значение, то внутренние волны будут опрокидываться, и такой уровень или слой следует рассматривать как турбулентный. Очевидно, что чем больше h , тем больше \hat{a} , и, значит, критические значения \hat{a} будут достигаться, при равных $N(z)$ и $\bar{u}(z)$, над более высокими препятствиями.

С учетом этого условие наступления вторичной неустойчивости может быть формализовано следующим образом. Если в основном потоке число Ричардсона записывается как

$$Ri \equiv \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz} \left(\frac{du}{dz} \right)^{-2}, \quad (8)$$

где $\theta(z)$ – потенциальная температура в основном потоке, то в потоке, возмущенном горной волной с фазой ϕ , модифицированное число Ричардсона Ri_w будет иметь вид

$$Ri_w = Ri \frac{1 + \hat{a} \cos \phi}{\left(1 + \sqrt{Ri} \hat{a} \sin \phi\right)^2}. \quad (9)$$

Таким образом, гравитационная волна обуславливает локальное уменьшение либо локальное увеличение числа Ричардсона, в зависимости от ее фазы. Гидродинамическая неустойчивость наступает в тех зонах, где число Ri_w оказывается меньше $1/4$ [51].

Если основной поток таков, что $\hat{a} > 1$, то числитель в (9) будет мал или отрицателен при некоторых $\pi/2 < \phi < 3\pi/2$, когда $\cos \phi < 0$. И в этих участках, в случае опрокидывания волны, будет возникать турбулентность. Однако знаменатель (9) может быть достаточно большим даже при $\hat{a} < 1$, что тоже ведет к уменьшению Ri_w и возникновению турбулентности. Чем меньше Ri , тем при меньших \hat{a} наступает вторичная неустойчивость и появляются при определенных ϕ турбулентные пятна в потоке. Одновременно в других частях волны число Ri_w будет локально увеличено по сравнению с Ri .

2.2. Волновое торможение

Из сказанного выше можно получить информацию о том, будет ли в конкретных условиях, то есть при заданных профилях температуры и ветра и при заданной высоте препятствия, наблюдаться опрокидывание волн с образованием турбулентности в результате вторичной неустойчивости и наличия критических уровней. Однако никакой оценки ожидаемой интенсивности этой турбулентности из проведенного анализа получить не удастся. Для такой оценки используется понятие волнового торможения (wave drag), т. е. потока момента, который передается от основного воздушного потока к возмущениям и выражается через деформацию сдвига. Если горная волна опрокидывается, то указанный поток момента считается направленным к турбулентным движениям.

Волновое торможение, помимо его влияния на генерацию турбулентности, изучается в связи с вопросами динамики крупномасштабных движений. Величина волнового торможения, обычно оцениваемая в среднем для орографического препятствия, зависит от вертикальных профилей ветра и температуры и, конечно, от высоты и формы препятствия [8, 12, 33, 38]. На основе линейной теории, при условии постоянных (осредненных по высоте) N , \bar{u} в пределах слоя, были предложены способы оценки волнового торможения [52] с помощью значений частоты Брента – Вайсяля и скорости потока, измеренных у земли на наветренной и подветренной сторонах препятствия. Этот простой способ, не требующий значительных вычислительных ресурсов, позже подвергся критике в ряде работ, посвященных анализу более реалистических задач.

Так, уже в [54] было показано, что в определенных условиях нелинейные горные волны могут обуславливать во много раз более интенсивное волновое торможение, чем в линейном случае. Для конкретных профилей ветра и температуры и форм препятствий аналогичный результат был продемонстрирован в работах В.Н. Кожевникова [8–10, 13]. Ким и Аракава [41] нашли, что крутизна горы, выраженная через кривизну ее профиля, сильно влияет на волновое торможение: узкие хребты, при той же высоте, обуславливают более сильное торможение, чем широкие горные препятствия.

Известно также, что трехмерные препятствия обтекаются воздушным потоком частью поверху (в этом случае и возникают горные волны), а частью с боков, в зависимости от ветра и температуры в набегающем потоке; укажем в этой связи работу [74], в которой предложена параметризация волнового торможения с учетом эффекта бокового обтекания. Важным моментом здесь является наличие зависимости волнового торможения от турбулентной вязкости, что особенно важно для пограничного слоя.

Влияние нелинейного взаимодействия волн и основного потока анализируется, в частности, в [71]. При учете изменений ветра и вертикального градиента температуры с высотой обнаруживается существенный вклад таких процессов, как частичное внутреннее отражение волн, их интерференция и резонанс. Полученные в [71] результаты частично оспорены в [68] с позиций более аккуратного учета турбулентной вязкости и изменений параметра Скорера с высотой. В целом явление волнового торможения ввиду его сложности остается до настоящего времени недостаточно изученным, так что предложенные в цитированных нелинейных задачах параметризации нельзя считать удовлетворительными.

С точки зрения необходимости прогнозирования орографической турбулентности для авиации, ввиду отсутствия более надежного способа, целесообразно воспользоваться предложенным в [48] для практического применения способом оценки волнового торможения (которое рассматривается как мера интенсивности орографической турбулентности) по данным о поле давления по обеим сторонам препятствия. Указанный подход основан на цитированных выше упрощенных и не учитывающих многих тонкостей результатах линейного анализа [52]. Согласно этому анализу, волновое торможение (в единицах давления) описывается выражением

$$D_L = -\frac{\pi}{4} h \rho N \bar{u}. \quad (10)$$

Волновое торможение как поток момента, согласно теореме Элиассена – Пальма [33], не зависит от высоты при отсутствии источников и стоков в вышележащих слоях. Увеличение волнового торможения в случае нелинейных волн (роста их амплитуд и появления вторичной неустойчивости), согласно [52], можно учесть, если воспользоваться выражением:

$$D_{NL} = \left(1 + \frac{7}{16} \hat{a}^2\right) D_L, \quad (11)$$

которое, как и (10), получено для трехмерного препятствия, имеющего форму колокола. Из (11) заключаем, что при условии опрокидывания волн ($\hat{a} > 1$) волновое торможение будет значительно превышать оценку (10). Следовательно, можно заключить, что турбулентность будет интенсивной, если D_L (линейная оценка волнового торможения) и \hat{a} (оценка условий опрокидывания волн) – достаточно велики.

2.3. Штормы подветренных склонов и роторы

На подветренной стороне крупных горных препятствий часто наблюдаются сильные ветры, называемые штормами подветренных склонов. Скорость ветра в таких зонах может достигать 50 м/с. По мере удаления от препятствия скорость ветра уменьшается, а в ряде случаев меняет направление на противоположное, т. е. в нижнем слое возникает обратный поток к хребту (отрыв пограничного слоя [59]). Этот обратный поток представляет собой нижнюю ветвь циркуляционной ячейки, называемой ротором. В верхней части ячейки развиваются роторные облака. Роторы обычно ассоциируются с сильной турбулентностью, нередко приводящей к летным происшествиям, и распространены достаточно широко (их наблюдают над Крымскими горами [9], Скалистыми горами Северной Америки, Адриатическим побережьем Хорватии, Гренландией, Фолклендскими о-вами, Исландией и даже Великобританией с ее невысокими горами [30]). Ввиду их большого значения для авиации в развитых странах неоднократно организовывались специальные полевые эксперименты, в частности недавний (2006 г.) Terrain-Induced Rotor Experiment (T-Rex), см. [31, 36]. Результаты самолетных измерений совместно с профилимерами, доплеровскими и аэрозольными лидарами использовались затем при численном моделировании процесса обтекания. Опыт моделирования показал, что характер модельного обтекания сильно зависит от особенностей рельефа и стратификации. В зависимости от этих особенностей модели демонстрируют различные режимы обтекания, от захваченных в нижнем слое до распространяющихся до стратосферы опрокидывающихся волн.

Так, например, в [56] описаны результаты моделирования условий, когда в период интенсивных наблюдений (Intensive Observing Period, IOP) эксперимента T-Rex наблюдался шторм подветренных склонов Сьерра-Невады. Для прогноза этого явления был использован ансамбль из 70 членов, из которых затем были отобраны 10, предсказавших наиболее сильный штормовой ветер на подветренном склоне, и 10, предсказавших наиболее слабый ветер. Соответственно прогнозировалась турбулентная кинетическая энергия (ТКЕ) как мера интенсивности турбулентности. «Сильные» компоненты ансамбля предсказывали опрокидывающиеся

волны большой амплитуды и область сильной турбулентности над хребтом и на его подветренной стороне. Напротив, «слабые» компоненты предсказывали только опрокидывание волн в небольшой области верхней тропосферы и нижней стратосферы. Важно, что разница в характеристиках набегающего потока была относительно невелика. Таким образом, небольшие ошибки в начальных условиях могут приводить к большим и растущим со временем ошибкам в прогнозе. Это ограничивает предсказуемость таких явлений. Другие работы такого рода (см. [29]) показали, что особенности модельных параметризаций также могут приводить к большим различиям в модельных процессах обтекания.

Роторные течения являются отдельным объектом исследования. В ряде работ роторами называются турбулентные слои в нижней тропосфере (Lower Turbulent Zones, LTZ) на подветренной стороне высоких гор под слоем инверсии, в котором наблюдаются горные волны. Термин «турбулентность в зоне роторов» (rotor zone turbulence) фигурирует в Технической записке ВМО [72].

Пространственный масштаб турбулентных вихрей и роторов составляет от нескольких сот метров до нескольких километров. Сильные вихри меньшего масштаба отмечены внутри LTZ и получили название суброторов. На основе наблюдений, в [42] и [46] было предложено различать два типа роторов: первый связан с захваченными горными волнами, второй по своим свойствам близок к внутреннему гидравлическому скачку.

Характеристики роторов только в последнее время стали более понятными благодаря, с одной стороны, более детальным наблюдениям [36], с другой – моделированию с использованием очень высокого разрешения, соответствующего масштабу турбулентных вихрей [28] и взаимодействия горной волны с пограничным слоем. Из основных результатов отметим, что отрыв пограничного слоя [58] стимулируется наличием противоположно направленных градиентов давления, создаваемых захваченными подветренными волнами. Интенсивность турбулентности в роторах сильно зависит от свойств пограничного слоя, в частности от шероховатости подстилающей поверхности. Наличие феновых облаков на наветренной стороне и над горой приводит к асимметрии притока тепла и к усилению роторов и турбулентности на подветренной стороне.

Суброторы масштабов 500–1000 м, которые, как показало моделирование, возникают внутри основной циркуляционной ячейки ротора, характеризуются особенно сильной турбулентностью. Тонкая структура роторного обтекания во многих деталях описывается при высоком (около 60 м) разрешении моделей. При этом оказывается, что детали трехмерной топографии препятствия сильно влияют на интенсивность и локализацию роторов, суброторов и турбулентных зон. Изменения в период ИОР эксперимента T-Rex выявили серии вихрей с интенсивными восходящими и нисходящими движениями и обратным потоком, и модель воспроизвела основные черты этой картины обтекания.

Роторы по типу гидравлического скачка формируются чаще в присутствии инверсионных слоев вблизи вершины хребта [37], причем чем глубже инверсия, тем до большей высоты развиваются роторы и тем сильнее в них турбулентность.

Предсказуемость подветренных штормов и роторов ограничивается, если речь идет о численном прогнозе, чувствительностью результатов к ошибкам и неточностям в начальных условиях, в граничных условиях (если речь идет о региональных моделях), в модельных параметризациях и динамике. Например, небольшие изменения в начальной стратификации могут приводить к разнообразным откликам подветренных волн – от захваченных волн до волн, распространяющихся до стратосферы, опрокидывающихся и образующих опасные турбулентные зоны. Необходимо поэтому очень точное описание начальной стратификации и ее эволюции. Следует развивать вероятностный подход к их прогнозу, в частности, согласно [30], основанный на ансамблевом моделировании, которое применительно к мезомасштабным процессам пока далеко от оперативной практики.

3. Практические приемы прогнозирования орографической турбулентности

3.1. Подходы, основанные на численном моделировании

Стремление получить практически значимую прогностическую информацию об орографической турбулентности проявляется в усилиях по совершенствованию численных прогностических моделей с тем, чтобы в явном виде описать с возможно большей точностью процессы обтекания препятствий и извлечь из результатов прогностическую информацию. По-видимому, наиболее активно такие работы развиваются в последнее время в Метеорологической службе Великобритании [30, 62, 69, 70], создаются специальные версии прогностических моделей, предназначенные для описания тех или иных эффектов обтекания. Так, модель MetOM (UK Met. Office Unified Model), основная прогностическая модель UKMO в настоящее время, явилась основой для UK Variable Resolution Model (UKV), которая предназначена для замены ранее развитой модели 3D Velocities Over Mountains (3DVOM), используемой для прогноза горных волн в целях метеорологического обеспечения полетов на нижних уровнях. В [63] производится сравнение этих двух моделей, причем основное внимание обращено на воспроизведение захваченных горных волн, развитие штормов подветренных склонов и роторов и их влияния на приземный ветер.

В качестве другого примера укажем на результаты [34], доложенные на симпозиуме SPARC по гравитационным волнам. Глобальная модель MetOM с шагом сетки, уменьшенным до 17 км в средних широтах, позволяет до определенной степени описать гравитационные волны, а затем

по модельным полям оценить ТКЕ (турбулентную кинетическую энергию) с помощью алгоритма, в котором интенсивность перемешивания увеличивается с ростом устойчивости, будучи функцией числа Ri :

$$\begin{aligned}TKE &= \left(\frac{k_m}{lC} \right)^2, \\k_m &= l^2 S f(Ri), \\f(Ri) &= \frac{1}{1+10Ri}.\end{aligned}\tag{12}$$

Здесь l , k_m , S , C – соответственно, длина пути смешения, турбулентная диффузия момента, модуль вертикального сдвига ветра и подгоночный коэффициент (принятый в работе равным 0,5). Функция $f(Ri)$ характеризует устойчивость стратификации.

Авторы верифицировали свой алгоритм на отдельных случаях и на статистике данных об орографической турбулентности, наблюдавшейся над Гренландией, и получили хорошие результаты по оправдываемости. Эти результаты показывают, что прямое описание обтекания и параметризация генерации турбулентности могут быть эффективно использованы в целях численного прогноза. Прямое численное моделирование опрокидывания горных волн (см. [29]) требует очень высокого пространственного разрешения над обширными горными районами. Это достигается телескопизацией определенных районов в более крупномасштабных моделях. Такой подход, например, использован для прогноза сдвигов ветра и турбулентности для ветроэнергетических установок и норвежских аэропортов [55]. В качестве другого примера назовем используемую в Обсерватории Гонконга численную модель для прогноза горных волн и турбулентности на нижних уровнях [25, 73], а также [24, 43].

3.2. Метод параметра амплитуды

Горные волны переносят количество движения от препятствия вверх, где оно передается крупномасштабному воздушному потоку, в результате чего последний замедляется. Этот эффект в современных численных моделях параметризуется, и турбулентность оказывается как бы побочным продуктом такой параметризации. Метод параметризации, предложенный в [49], был взят за основу в [21] для вывода динамически обоснованного алгоритма, позволяющего прогнозировать орографическую турбулентность.

Метод Макфарлина – Бакмайстера основан на расчете безразмерной амплитуды волны, позволяющей определить условия опрокидывания. Путем оценки потока момента или волновой энергии определяется интенсивность турбулентности. Метод лучше работает в стратосфере, где волны ближе к линейным. В тропосфере, где преимущественно происходят

полеты, метод не всегда способен выявить условия возникновения турбулентности из-за сугубо нелинейных эффектов обтекания в нижних слоях В [48] метод Макфарлина – Бакмайстера изложен применительно к прогностической практике, с указанием на его ограничения и возможности их преодоления с помощью предложенных автором дополнительных приемов на основе данных (модельных или наблюдаемых) о температурно-ветровой стратификации на наветренной стороне реального препятствия и над ним. Метод Макфарлина – Бакмайстера с дополнениями Макканна и назван здесь методом параметра амплитуды.

Высота препятствия в (7) представляет собой высоту идеализированного симметричного изолированного хребта над плоской поверхностью. Поскольку реальная орография отличается от идеализированной, предлагается рассчитывать репрезентативную «высоту», эквивалентную h в том смысле, что ее можно использовать в расчетах по формулам (7) и (10).

База данных о высотах подстилающей поверхности с разрешением $1/8$ градуса по широте и долготе позволяет рассчитать асимметрию и кривизну поверхности горного препятствия по направлениям осей x и y . «Высота асимметрии» в каждом узле сетки i рассчитывается как отрицательное приращение высоты над уровнем моря в направлении осей x и y :

$$h_a = -(z_{i+1} - z_{i-1}). \quad (13)$$

Здесь z – средняя высота над уровнем моря с разрешением $1/8$ градуса.

«Высота кривизны» (concavity height) определяется как отрицательная кривизна вдоль осей x и y :

$$h_c = -(z_{i+1} + z_{i-1} - 2z_i). \quad (14)$$

Суммарное значение h строится с учетом направления ветра, скорость которого равна V :

$$h = \left(h_{ax} \frac{u}{|V|} + h_{cx} \frac{|u|}{|V|} \right) + \left(h_{ay} \frac{v}{|V|} + h_{cy} \frac{|v|}{|V|} \right). \quad (15)$$

Здесь вторые индексы x и y означают, что в данном случае берутся h_a и h_c , определенные по осям x и y .

Таким образом, $h = h(z)$: для каждого направления ветра и его составляющих u , v , меняющихся с высотой, h будет различным. Но при этом V есть скорость ветра на уровне вершины горы. Направление ветра используется на первом уровне зондирования, лежащем выше уровня $z_i + h_a$.

Согласно (15), большие h получаются несколько ниже по потоку, чем реальные горные пики, поскольку именно там горные волны проявляются особенно сильно.

В полученное таким путем значение h вносится поправка на температурную стратификацию (adjusted downward for blocking): в случаях, если $h_0 > 0,985$, используется h_{eff} :

$$h_{eff} = h \left(\frac{0,985}{h_0} \right), \quad h_0 = \frac{N_0 h}{U_0} > 0,985. \quad (16)$$

Здесь N_0, U_0 – частота Брента – Вайсяля и скорость ветра на вершине горы соответственно.

После того, как найдена «высота» горы, рассчитывается функция \hat{a} – безразмерный параметр амплитуды:

$$\hat{a} = \frac{N(z)h}{\bar{u}(z)} \left(\frac{N_0 \bar{u}_0 \bar{\rho}_0}{N(z) \bar{u}(z) \bar{\rho}(z)} \right)^{1/2}, \quad (17)$$

где ρ – плотность воздуха. Величина \hat{a} рассчитывается на каждом уровне над уровнем моря, причем $N(z)$ рассчитывается послойно. В слоях, в которых получено $\hat{a} > 1$, диагностируется турбулентность.

Чтобы учесть влияние поворота ветра с высотой, параметр \hat{a} умножается на $\cos^2(\theta_z - \theta_0)$, где θ_z – направление ветра в слое, θ_0 – его направление на уровне вершины хребта. Если поворот ветра происходит более чем на 90° , то в этом слое $\hat{a} = 0$.

Чтобы определить возможность усиления ветра на нижних уровнях, возникновение сильных ветров на подветренном склоне, гидравлических скачков и роторов, в [48] предлагается поступать следующим образом. Находится максимум \hat{a} под самым верхним уровнем, на котором возможен гидравлический скачок. Согласно [64, 65], этот верхний уровень H_{max} определяется следующим образом:

$$H_{max} = \frac{\bar{u}_0}{N_0} \left| h - \delta + \arccos \left(\frac{h}{\delta} \right) \right|, \quad (18)$$

где

$$\delta = \left(\frac{\left| h^2 + h\sqrt{h^2 + 4} \right|}{2} \right)^{1/2}. \quad (19)$$

На всех уровнях под H_{max} ниже того, на котором \hat{a} имеет максимум, будет $\hat{a} = \hat{a}_{max}$. В слое от земли до верхней границы слоя с \hat{a}_{max} будет сильная турбулентность.

Еще один механизм генерации турбулентности в горных волнах – их отражение и возможный резонанс отраженной и первичной волн. Коэффициент отражения был предложен Элиассеном и Пальмом [33] в виде:

$$r = \frac{(\hat{a}_U - \hat{a}_L)^2}{(\hat{a}_U + \hat{a}_L)^2}, \quad (20)$$

где U и L означают верхний и нижний (upper and lower) слои соответственно. Отражение горных волн будет наблюдаться, если \hat{a} меняется по вертикали, и оно будет тем больше, чем сильнее меняется \hat{a} . Если $\hat{a}_L > \hat{a}_U$, то в результате отражения волна окажется захваченной в нижнем слое из-за убывания \hat{a} с высотой. Если же $\hat{a}_U > \hat{a}_L$, то волны распространяются вверх, но имеется и отражение с коэффициентом (20).

В [48] предложен способ учета этого отражения, позволяющий найти добавку к $\hat{a}_L(z)$ за счет отражения и в результате получить слои усиленной турбулентности под уровнем отражения. Здесь этот способ не приводится, поскольку в наших условиях мы не рассчитываем проводить такие тонкие расчеты.

Наконец, обратимся к расчету волнового торможения. Выше были приведены формулы (9) и (10), соответственно, для линейной задачи с постоянными N и Ri и для нелинейной задачи с ростом амплитуды волн, но для плоского хребта с колоколообразным профилем. В [48] предлагается пользоваться при расчетах формулой (10). В слоях с $\hat{a} > 1$ либо с $\hat{a} < 1$, но в которых $Ri_{mw} < 1/4$ (вторичная неустойчивость), волновое торможение, рассчитанное по (10), указывает на интенсивную турбулентность, а также на возможность сильной циклической болтанки в волнах большой амплитуды при слабой или умеренной турбулентности.

Передаточные функции, связывающие волновое торможение с характеристиками горных волн или с интенсивностью торможения, можно извлечь из экспериментальных данных, приведенных в [48]. Напомним, что D_L и D_{NL} представляют собой разность давлений на наветренной и подветренной сторонах препятствия вдоль линии тока. Из проанализированных в [48] данных рапортов пилотов об испытанной турбулентности (более 100 случаев) была составлена приведенная ниже таблица пороговых значений D_{NL} для условий спокойного полета и турбулентности различной интенсивности.

Заключение

Орографическая турбулентность развивается над препятствиями и на их подветренных сторонах в результате роста амплитуд горных волн, который может наблюдаться в специфических условиях ветровой и температурной стратификации в набегающем потоке. Важнейшие из этих условий следующие.

1. Наличие критического уровня, т. е. уровня, на котором составляющая скорости ветра по нормали к фронту волны равна фазовой скорости

волны. Поскольку фазовая скорость горных волн равна или близка к нулю, критическим уровнем для них является уровень сильного ослабления или обращения в нуль составляющей скорости ветра, нормальной к препятствию. Слой воздуха от уровня, на котором параметр амплитуды \hat{a} , определяемый выражением (17), удовлетворяет условию $\hat{a} > 1$, до уровня минимума указанной составляющей скорости ветра, согласно имеющимся представлениям, турбулизируется.

Таблица. Пороговые значения волнового торможения для орографической турбулентности

Table. The wave drag threshold values for orographic turbulence

Интенсивность турбулентности	Волновое торможение D_{NL} , гПа
Отсутствие турбулентности	0
Слабая турбулентность	0–1
Слабая до умеренной	0–2
Умеренная турбулентность	2–3
Умеренная до сильной	3–4
Сильная	≥ 4

2. Рост амплитуд волн и их опрокидывание вследствие нелинейных эффектов, возрастающих при распространении волн в потоке с переменными по высоте скоростью ветра и частотой Брента – Вайсяля. Слои, в которых волны опрокидываются и развивается турбулентность, определяются из условия $\hat{a} > 1$. Условия опрокидывания волн и турбулизации потока определяются тем легче, чем выше горное препятствие и чем меньше скорость ветра, а также чем более устойчива термическая стратификация.

3. Волновое торможение, т. е. замедление набегающего потока под действием препятствия. По величине волнового торможения оценивается интенсивность орографической турбулентности. Этот фактор особенно важен для диагноза турбулентности в нижнем слое на подветренной стороне склонов, где могут возникать срывы потока (роторные течения), чрезвычайно опасные для авиации.

Прогностические данные о ветре и температуре, получаемые из негидростатических моделей атмосферы, совместно с данными о топографии подстилающей поверхности, позволяют, опираясь на приведенные выше количественные соотношения, рассчитывать методом пост-процессинга будущее положение слоев орографической турбулентности и оценивать ее ожидаемую интенсивность. Численные прогностические модели, используемые в прогностической практике Гидрометцентра России, в частности модель COSMO-Ru, в принципе обеспечивают возможность развития схем пост-процессинга такого рода.

Список литературы

1. *Борисова С.В.* Мезомасштабные циркуляции в горах. Одесса: Экология, 2013. 223 с.
2. *Бурман Э.А.* Местные ветры. Л.: Гидрометеиздат, 1969. 310 с.
3. *Васильев А.А.* Распределение ветра над Крымскими горами и особенности болтанки вертолетов при различных синоптических положениях // Труды ГГО. 1965. Вып. 171. С 51-61.
4. *Васильев А.А.* К вопросу использования параметра Скорера для прогноза турбулентности на подветренной стороне гор // Труды ЦИП. 1966. Вып. 158. С. 90-97.
5. *Винниченко Н.К., Пинус Н.З., Шметер С.М., Шур Г.Н.* Турбулентность в свободной атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 288 с.
6. *Дородницын А.А.* Влияние рельефа земной поверхности на воздушные течения // Труды ЦИП. 1950. Вып. 21. С. 3-25.
7. *Здорик Ю.М., Распутников А.С.* Погода и условия полетов в горах. М.: Изографус, 2003. 360 с.
8. *Кожевников В.Н., Зидяев Н.Н., Перцев Н.Н.* Волновое сопротивление от мезомасштабных гор // Известия АН СССР. ФАО. 1981. Т. 17, № 3. С. 227-235.
9. *Кожевников В.Н., Бибикова Т.Н., Журба Е.В.* Орографические волны, облака и роторы с горизонтальной осью над горами Крыма // Известия АН СССР. ФАО. 1986. Т. 22, № 7. С. 682-690.
10. *Кожевников В.Н., Моисеенко К.Б., Волков Б.Н.* Обтекание гор при сдвиге скорости ветра // Известия РАН. ФАО. 2016. Т. 52, № 6. С. 660-668.
11. *Минина Л.С.* Практика нефанализа. Л.: Гидрометеиздат, 1970. 336 с.
12. *Петросяню М.А., Чанышева С.Г., Субботина О.И.* О масштабе влияния орографии на метеорологические процессы Средней Азии // Труды САРНИГМИ. 1974. Вып. 19 (91). С. 3-40, 61-71.
13. *Прокошева Н.С., Кожевников В.Н.* Волновое сопротивление от горного хребта // Известия АН СССР. ФАО. 1988. Т. 24, № 12. С. 1266-1275.
14. *Хргиан А.Х.* Физика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1969. 647 с.
15. *Шакина Н.П.* Гидродинамическая неустойчивость в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1990. 310 с.
16. *Шакина Н.П., Иванова А.Р.* Прогнозирование метеорологических условий для авиации. М.: Триада лтд, 2016. 312 с.
17. *Шакина Н.П., Хоменко Г.В.* Гравитационные волны в нестационарных потоках // Труды ЦАО. 1973. Вып. 112. С. 73-79.
18. *Шакина Н.П., Хоменко Г.В., Васильев А.А.* Влияние стратификации воздушного потока и параметров внутренних волн на процессы возникновения турбулентности в ясном небе // Труды Гидрометцентра СССР. 1980. Вып. 235. С. 3-17.
19. *Шметер С.М.* Термодинамика и физика конвективных облаков. Л.: Гидрометеиздат, 1997. 287 с.
20. *Agustson H., Olafsson H.* Simulation of observed lee waves and rotor turbulence // Mon. Wea. Rev. 2014. Vol. 142. С. 832-849.
21. *Bacmeister J.T., Newman P.A., Gary B.L., Chan H.R.* An algorithm for forecasting mountain-wave related turbulence in the stratosphere // Wea. Forecast. 1994. Vol. 9. С. 241-253.
22. *Booker J.R., Bretherton F.P.* The critical layer for internal gravity waves in the shear flow // J. Fluid Mech. 1967. Vol. 27, no. 3. P. 513-539.
23. *Bretherton F.P.* Momentum transport by gravity waves // Q. J. Roy. Met. Soc. 1969. Vol. 95. P. 213-243.
24. *Carruthers D., Ellis A., Chan J.H.P.W.* Modelling of wind shear downwind of mountain ridges at Hong Kong International Airport // Meteorol. Appl. 2014. Vol. 21. С. 94-104.
25. *Chan P.W., Hon K.K.* Performance of super high resolution numerical weather prediction model in forecasting terrain-disrupted airflow at Hong Kong International Airport: case studies // Meteorol. Appl. 2016. Vol. 23. P. 101-114.

26. Clark T.L., Hall W.D., Kerr R.M., Middleton D., Radke L., Ralph F.M., Nieman P.J., Levinson D. Origins of aircraft-damaging clear-air turbulence during the 9 December 1992 Colorado downslope windstorm: numerical simulations and comparison to observations // *J. Atm. Sci.* 2000. Vol. 57 (8). P. 1105-1131.
27. Clark T.L., Peltier W.R. On the formation and stability of finite-amplitude mountain waves // *J. Atm. Sci.* 1977. Vol. 34. P. 1715-1730.
28. Doyle J.D., Durran D.R. The dynamics of mountain-wave-induced rotors // *J. Atm. Sci.* 2002. Vol. 59. P. 186-201.
29. Doyle J.D., Durran D.R., Colle B.A., Chen C., Georgelin M., Grubišič V., Hsu W.R., Huang C. Y., Landau D., Lin Y.-L., Poulos G.S., Sin W.Y., Weber D.R., Wurtell M.G., Xue M. An intercomparison of model predicted wave breaking for the 11 January 1972 Boulder windstorm // *Mon. Wea. Rev.* 2000. Vol. 128. P. 901-914.
30. Doyle J.D., Jiang Q., Reinecke P.A. Numerical modeling and predictability of mountain wave-induced turbulence and rotors // *Aviation turbulence*, Springer Int. Publ., Switzerland, Chap.18, 2016. P. 357-384.
31. Doyle J.D., Gaberšec S., Jiang Q., Bernadet L., Brown J. M., Dornbrack A., Filaus E., Grubišič V., Kirshbaum D., Knoth O., Rjch S., Stiperski I.M., Vosper S., Zhong S. An intercomparison of T-REX mountain wave simulation and implications for mesoscale predictability // *Mon. Wea. Rev.* 2011. Vol. 139. P. 2811-2831.
32. Durran D.R. Another look at downslope wind storms. Pt. I. The development of analogs to supercritical flow in an infinitely deep, continually stratified fluid // *J. Atm. Sci.* 1986. Vol. 43. P. 2527-2543.
33. Eliassen A., Palm E. On the transfer of energy in stationary mountain waves // *Geophys. Publ.* 1960. Vol. 22, no. 3. P. 23.
34. Elvidge A.D., Wells H., Vosper S.B., Cheung J.C.H., Derbyshire S., Turp D. A new approach to forecasting wave induced clear air turbulence. SPARC Gravity wave symp, May 2016.
35. Epifanio C.C., Durran D.R. Lee-vortex formation in free-slip stratified flow over ridges. Pt. 1. Comparison of weakly nonlinear inviscid theory and fully nonlinear viscous simulation // *J. Atm. Sci.* 2002. Vol. 59. P. 1153-1165.
36. Grubišič V., Doyle J.D., Kuettner J., Mobbs S., Smith R.B., Whiteman C.D., Dirks R., Czyzyk S., Cohn S.A., Vosper S., Weissman M., Haimov S., De Wekker S., Pan L., Chow F.K. The terrain-induced rotor experiment: an overview of the field campaign and some highlights of special observations // *BAMS.* 2008. Vol. 89. P. 1513-1533.
37. Hertenstein R.F. The influence of inversions on rotors // *Mon. Wea. Rev.* 2009. Vol. 137. P. 433-446.
38. Hoinka K.P. A comparison of numerical simulation of hydrostatic flow over mountains with observations // *Month. Wea. Rev.* 1985. Vol. 113. P. 719-735.
39. Jiang Q., Doyle J.D. Gravity-wave breaking over the central Alps: role of complex terrain // *J. Atm. Sci.* 2004. Vol. 61. P. 2249-2266.
40. Jung J.-H. Simulation of orographic effects with a quasi-3D multiscale modeling framework: basic algorithm and preliminary results // *J Adv. Modeling Earth systems (AGU Publ.)*. 2016. Doi: 10.1002/2016 MS 000783. P. 1657-1673.
41. Kim Y.-J., Arakawa A. Improvement of orographic gravity wave parameterization using a mesoscale gravity wave model // *J. Atm. Sci.* 1995. Vol. 52. P. 1875-1902.
42. Kuettner J.P. The rotor flow in the lee of the mountains // *Geophys. Res. Direct orate (GRD), Res. Notes 6, AFCRS-TN-58-626.* Air Force Cambridge Res. Center, 1959. 20 p.
43. Li L., Chan P.W. Numerical simulation study of the effect of buildings and complex terrain on the low-level winds at an airport in typhoon situation // *Meteorol. Z.* 2012. Vol. 21. P. 183-192.
44. Lilly D.K. A severe downslope windstorm and aircraft turbulence event induced by a mountain wave // *J. Atmos. Sci.* 1978. Vol. 35. P. 59-77.
45. Lilly D.K., Zipser E.L. The Front Range windstorm of January 11, 1972 // *Weather-wise.* Vol. 25. P. 56-63.
46. Lester P.F., Fingerhut W.A. Lower turbulent zones associated with lee waves // *J. Appl. Met.* 1974. Vol. 13. P. 54-61.

47. *Lyra G.* Theorie der stationären leewellenströmung in freien Atmosphäre // *Z. Angew. Math. Mech.* 1943. Vol. 23, no. 1. P. 1-28.
48. *McCann D.W.* Diagnosing and forecasting aircraft turbulence with steepening mountain waves // *Nat. Weather Digest.* 2006. Vol. 20. Dec.2006. P. 77-92.
49. *McFarlane N.A.* The effect of orographically excited gravity-wave drag on the general circulation of the lower stratosphere and troposphere // *J. Atm. Sci.* 1987. Vol. 54. P. 1775-1800.
50. *Miles J.W.* On the stability of heterogeneous shear flow // *J. Fluid Mech.* 1981. Vol. 10. P. 496-508.
51. *Miles J.W., Howard L.N.* Note on a heterogeneous flow // *J. Fluid Mech.* 1964. Vol. 20. P. 331-336.
52. *Miles J.W., Huppert H.E.* Lee waves in a stratified flow. Pt. 4. Perturbation approximations // *J. Fluid Mech.* 1969. Vol. 35. P. 497-525.
53. *Palmer T.N., Shutts J., Swinbank R.* Alleviation of systematic westerly bias in general circulation models through an orographic gravity wave drag parameterization // *Q. J. Roy. Met. Soc.* 1986. Vol. 112. P. 1001-1039.
54. *Peltier W.R., Clark T.L.* The evolution and stability of a finite-amplitude mountain wave. Pt. II. Surface drag and severe downslope winds // *J. Atm. Sci.* 1979. Vol. 36. P. 1498-1529.
55. *Rasheed A., Suld J.K., Kvamsdala T.* A multiscale wind and power forecast system for wind farms // *Energy Procedia.* 2014. Vol. 53. P. 290-299.
56. *Reinecke P.A., Durran D.R.* Initial conditions sensitivities and the predictability of downslope winds. *J. Atm. Sci.*, 2009, vol. 66, pp. 3401-3418.
57. *Scorer R.S.* Theory of waves in the lee of mountains // *Q. J. Roy. Met. Soc.* 1949. Vol. 75. P. 41-56.
58. *Scorer R.S.* The theory of airflow over mountains. IV. Separation of flow from the surface // *Q. J. R. M. S.* 1959. Vol. 81. P. 340-350.
59. *Schär C., Smith R.B.* Shallow-water flow past isolated topography. Pt.1. Vorticity production and wake formation // *J. Atm. Sci.* 1993. Vol. 50. P. 1373-1400.
60. *Schmidt H., Dorndrack A.* Simulation of breaking gravity waves during the south foehn in 7-13 January 1996 // *Beitr. Phys. Atm.* 1999. Vol. 72. P. 287-303.
61. *Sharman R.D., Doyle J.D., Shapiro M.A.* An investigation of commercial aircraft encounter with severe clear-air turbulence over western Greenland // *J. Appl. Met. Climatol.* 2012. Vol. 51(1). P. 42-53.
62. *Sharman R., Tebaldi C., Wiener G., Wolff J.* An integrated approach to mid- and upper-level turbulence forecasting // *Wea. Forecast.* 2006. Vol. 21. P. 268-287.
63. *Sheridan P., Vosper S., Brown P.* Mountain waves in high resolution forecast models: Automated diagnostics of wave severity and impact on surface winds // *Atmosphere.* 2017. Vol. 8, no. 24. Doi:10.3390/atmos8010024.
64. *Smith R.B.* The steepening of hydrostatic mountain waves // *J. Atmos. Sci.* 1977. Vol. 34. P. 1634-1654.
65. *Smith R.B.* On severe downslope winds // *J. Atm. Sci.* 1985. Vol. 42. P. 2597-2603.
66. *Strauss L., Serafin S., Grubišič V.* Atmospheric rotors and severe turbulence in a long deep valley // *J. Atm. Sci.* 2016. P. 1202-1212. Doi: org/10.1175/JAS_D-15-0192.1.
67. *Strauss L., Serafin S., Haimov S., Grubišič V.* Turbulence in breaking mountain waves and atmospheric rotors estimated from airborne in situ and Doppler radar measurements // *Q. J. Roy. Met. Soc.* 2015. Vol. 141. P. 3207-3225.
68. *Teixeira M.A.C.* Diagnosing lee wave rotor onset using a linear model including a boundary layer. *Atmosphere.* 2017. Vol. 8, no. 5. DOI: 10.3390/atmos8010005.
69. *Teixeira M., Argain J.L., Miranda P.M.A.* Orographic drag associated with lee waves trapped at an inversion // *J. Atm. Sci.* 2013. Vol. 20. P. 2930-2947.
70. *Turner J.* Development of a mountain wave turbulence prediction scheme for civil aviation // *Forecast. Res. Techn. Rep. No. 265, Met. Office, Exeter, 1999. UK.*
71. *Wells H., Vosper S.B.* The accuracy of linear theory for predicting mountain-wave drag: implications for parametrization schemes // *Q. J. Roy. Met. Soc.* 2010. Vol. 136. P. 429-441.

72. WMO: Techn. Note 127. The airflow over mountains: results of 1958-1972. Geneva, Switzerland, 1973. 72 p.

73. Wong W.K., Lau, C.S., Chan P.W. Aviation model: A fine-scale numerical weather prediction system for aviation applications at the Hong Kong International Airport // Adv. Meteorol. 2013. P. 532475.

74. Xu X., Xue M., Wang Y. Gravity wave momentum flux in directional shear flows over three-dimensional mountains: Linear and non-linear numerical solutions as compared to linear analytical solutions // J. Geophys. Res. 2012. Vol. 118. P. 7670-7681.

References

1. Borisova S.V. Mezomasshtabnye tsirkulyatsii v gorakh. Odessa, Ekologiya, 2013, p. 223. [in Russ.].

2. Burman E.A. Mestnye vetry. Leningrad, Gidrometeoizdat publ., 1969, p. 310. [in Russ.].

3. Vasil'ev A.A. Raspredelenie vetra nad Krymskimi gorami i osobennosti boltanki veroletoy pri razlichnykh sinopticheskikh polozheniyakh. Trudy GGO, 1965, vol. 171, pp. 51-61. [in Russ.].

4. Vasil'ev A.A. K voprosu ispol'zovaniya parametra Skorera dlya prognoza turbulentsnosti na podvetrennoy storone gor. Trudy TSIP, 1966, vol. 158, pp. 90-97. [in Russ.].

5. Vinnichenko N.K., Pinus N.Z., Shmeter S.M., Shur G.N. Turbulentsnost' v svobodnoy atmosfere. Leningrad, Gidrometeoizdat publ, 1976, p. 288. [in Russ.].

6. Dorodnitsyn A.A. Vliyaniye rel'efa zemnoy poverkhnosti na vozdushnye techeniya. Trudy TSIP, 1950, vol. 21, pp. 3-25. [in Russ.].

7. Zdorik Yu.M., Rasputikov A.S. Pogoda i usloviya poletov v gorakh. Moscow, Izografus, 2003, p. 360. [in Russ.].

8. Kozhevnikov V.N., Zidyaev N.N., Pertsev N.N. Volnovoe soprotivlenie ot mezomasshtabnykh gor. Izvestiya AN SSSR. FAO [Izvestiya of the Academy of Sciences of the USSR. Atmospheric and Oceanic Physics], 1981, vol. 17, no. 3, pp. 227-235. [in Russ.].

9. Kozhevnikov V.N., Bibikova T.N., Zhurba E.V. Orograficheskie volny, oblaka i rotory s gorizonta'noy os'yu nad gorami Kryma. Izvestiya AN SSSR. FAO. [Izvestiya of the Academy of Sciences of the USSR. Atmospheric and Oceanic Physics], 1986, vol. 22, no 7, pp. 682-690 [in Russ.].

10. Kozhevnikov V. N., Moiseenko K. B., Volkov B. I. Flow over Mountains with the Stream Velocity Shear. Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics, 2016, vol. 52, no. 6, pp. 587-595, DOI: 10.1134/S0001433816060104.

11. Minina L.S. Praktika nefanaliza. Leningrad, Gidrometeoizdat publ., 1970, p. 336. [in Russ.].

12. Petrosyants M.A., Chanysheva S.G., Subbotina O.I. O masshtabe vliyaniya orografii na meteorologicheskie protsessy Sredney Azii. Trudy SARNIGMI, 1974, vol. 19 (91), pp. 3-40, 61-71. [in Russ.].

13. Prokosheva N.S., Kozhevnikov V.N. Volnovoe soprotivlenie ot gornogo khrebt. Izvestiya AN SSSR. FAO. [Izvestiya of the Academy of Sciences of the USSR. Atmospheric and Oceanic Physics], 1988, vol. 24, no. 12, pp. 1266-1275. [in Russ.].

14. Khrgian A. Kh. Fizika atmosfery [Atmospheric physics]. Leningrad, Gidrometeoizdat publ., 1969, p. 647. [in Russ.].

15. Shakina N.P. Gidrodinamicheskaya neustoychivost' v atmosfere. Leningrad, Gidrometeoizdat publ., 1990, p. 310. [in Russ.].

16. Shakina N.P., Ivanova A.R. Prognozirovaniye meteorologicheskikh usloviy dlya aviatsii [Weather forecasting for aviation], Moscow, Triada LTD publ., 2016, p. 312. [in Russ.].

17. Shakina N.P., Khomenko G.V. Gravitatsionnye volny v nestatsionarnykh potokakh. Trudy TSAO, 1973, vol. 112, pp. 73-79. [in Russ.].

18. Shakina N.P., Khomenko G.V., Vasil'ev A.A. Vliyaniye stratifikatsii vozdushnogo potoka i parametrov vnutrennikh voln na protsessy vozniknoveniya turbulentsnosti v yasnom nebe. Trudy Gidrometsentra SSSR [Proceedings of the Hydrometcentre of the USSR]. 1980, vol. 235, pp. 3-17. [in Russ.].

19. *Shmeter S.M.* Termodinamika i fizika konvektivnykh oblakov. Leningrad, Gidrometeoizdat publ., 1997, p. 287. [in Russ.].
20. *Agustson H., Olafsson H.* Simulation of observed lee waves and rotor turbulence. *Mon. Wea. Rev.*, 2014, vol. 142, pp. 832-849.
21. *Bacmeister J.T., Newman P.A., Gary B.L., Chan H.R.* An algorithm for forecasting mountain-wave related turbulence in the stratosphere. *Wea. Forecast.*, 1994, vol. 9, pp. 241-253.
22. *Booker J.R., Bretherton F.P.* The critical layer for internal gravity waves in the shear flow. *J. Fluid Mech.*, 1967, vol. 27, no. 3, pp. 513-539.
23. *Bretherton F.P.* Momentum transport by gravity waves. *Q. J. Roy. Met. Soc.*, 1969, vol. 95, pp. 213-243.
24. *Carruthers D., Ellis A., Chan J.H.P.W.* Modelling of wind shear downwind of mountain ridges at Hong Kong International Airport. *Meteorol. Appl.* 2014, vol. 21, pp. 94-104.
25. *Chan P.W., Hon K.K.* Performance of super high resolution numerical weather prediction model in forecasting terrain-disrupted airflow at Hong Kong International Airport: case studies. *Meteorol. Appl.*, 2016, vol. 23, pp. 101-114.
26. *Clark T.L., Hall W.D., Kerr R.M., Middleton D., Radke L., Ralph F.M., Nieman P.J., Levinson D.* Origins of aircraft-damaging clear-air turbulence during the 9 December 1992 Colorado downslope windstorm: numerical simulations and comparison to observations. *J. Atm. Sci.*, 2000, vol. 57, no. 8, pp. 1105-1131.
27. *Clark T.L., Peltier W.R.* On the formation and stability of finite-amplitude mountain waves. *J. Atm. Sci.*, 1977, vol. 34, pp. 1715-1730.
28. *Doyle J.D., Durran D.R.* The dynamics of mountain-wave-induced rotors. *J. Atm. Sci.*, 2002, vol. 59, pp. 186-201.
29. *Doyle J.D., Durran D.R., Colle B.A., Chen C., Georgelin M., Grubišič V., Hsu W.R., Huang C. Y., Landau D., Lin Y.-L., Poulos G.S., Sin W.Y., Weber D.R., Wurtell M.G., Xue M.* An intercomparison of model predicted wave breaking for the 11 January 1972 Boulder windstorm. *Mon. Wea. Rev.*, 2000, vol. 128, pp. 901-914.
30. *Doyle J.D., Jiang Q., Reinecke P.A.* Numerical modeling and predictability of mountain wave-induced turbulence and rotors. *Aviation turbulence*, Springer Int. Publ., Switzerland, Chap.18, 2016, pp. 357-384.
31. *Doyle J.D., Gaberšec S., Jiang Q., Bernadet L., Brown J. M., Dornbrack A., Filaus E., Grubišič V., Kirshbaum D., Knoth O., Rjch S., Stiperski I.M., Vosper S., Zhong S.* An intercomparison of T-REX mountain wave simulation and implications for mesoscale predictability. *Mon. Wea. Rev.*, 2011, vol. 139, pp. 2811-2831.
32. *Durran D.R.* Another look at downslope wind storms. Pt. I. The development of analogs to supercritical flow in an infinitely deep, continually stratified fluid. *J. Atm. Sci.*, 1986, vol. 43, pp. 2527-2543.
33. *Eliassen A., Palm E.* On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geophys. Publ.*, 1960, vol. 22, no. 3, pp. 23.
34. *Elvidge A.D., Wells H., Vosper S.B., Cheung J.C.H., Derbyshire S., Turp D.* A new approach to forecasting wave induced clear air turbulence. SPARC Gravity wave symp, May 2016.
35. *Eptifanio C.C., Durran D.R.* Lee-vortex formation in free-slip stratified flowover ridges. Pt. 1. Comparison of weakly nonlinear inviscid theory and fully nonlinear viscous simulation. *J. Atm. Sci.*, 2002. vol. 59, pp. 1153-1165.
36. *Grubišič V., Doyle J.D., Kuetner J., Mobbs S., Smith R.B., Whiteman C.D., Dirks R., Czyzyk S., Cohn S.A., Vosper S., Weissman M., Haimov S., De Wekker S., Pan L., Chow F.K.* The terrain-induced rotor experiment: an overview of the field campaign and some highlights of special observations. *BAMS*, 2008, vol. 89, pp. 1513-1533.
37. *Hertenstein R.F.* The influence of inversions on rotors. *Mon. Wea. Rev.*, 2009, vol. 137, pp. 433-446.
38. *Hoinka K.P.* A comparison of numerical simulation of hydrostatic flow over mountains with observations. *Month. Wea. Rev.*, 1985, vol. 113, pp. 719-735.
39. *Jiang Q., Doyle J.D.* Gravity-wave breaking over the central Alps: role of complex terrain. *J. Atm. Sci.*, 2004, vol. 61, pp. 2249-2266.

40. Jung J.-H. Simulation of orographic effects with a quasi-3D multiscale modeling framework: basic algorithm and preliminary results. *J. Adv. Modeling Earth systems*, AGU Publ., 2016, doi:10.1002/2016 MS 000783, pp. 1657-1673.
41. Kim Y.-J., Arakawa A. Improvement of orographic gravity wave parameterization using a mesoscale gravity wave model. *J. Atmos. Sci.*, 1995, vol. 52, pp. 1875-1902.
42. Kuettner J.P. The rotor flow in the lee of the mountains. *Geophys. Res. Directorate (GRD)*, Res. Notes 6, AFCRS-TN-58-626. Air Force Cambridge Res. Center, 1959, p. 20.
43. Li L., Chan P.W. Numerical simulation study of the effect of buildings and complex terrain on the low-level winds at an airport in typhoon situation. *Meteorol. Z.*, 2012, vol. 21, pp. 183-192.
44. Lilly D.K. A severe downslope windstorm and aircraft turbulence event induced by a mountain wave. *J. Atmos. Sci.*, 1978, vol. 35, pp. 59-77.
45. Lilly D.K., Zipser E.L. The Front Range windstorm of January 11, 1972. *Weatherwise*, vol. 25, pp. 56-63.
46. Lester P.F., Fingerhut W.A. Lower turbulent zones associated with lee waves. *J. Appl. Met.* 1974, vol. 13, pp. 54-61.
47. Lyra G. Theorie der stationären leewellenströmung in freien Atmosphäre. *Z. Angew. Math. Mech.*, 1943, vol. 23, no. 1, pp. 1-28.
48. McCann D.W. Diagnosing and forecasting aircraft turbulence with steepening mountain waves. *Nat. Weather Digest*, 2006, vol. 20, pp. 77-92.
49. McFarlane N.A. The effect of orographically excited gravity-wave drag on the general circulation of the lower stratosphere and troposphere. *J. Atmos. Sci.*, 1987, vol. 54, pp. 1775-1800.
50. Miles J.W. On the stability of heterogeneous shear flow. *J. Fluid Mech.*, 1981, vol. 10, pp. 496-508.
51. Miles J.W., Howard L.N. Note on a heterogeneous flow. *J. Fluid Mech.*, 1964, vol. 20, pp. 331-336.
52. Miles J.W., Huppert H.E. Lee waves in a stratified flow. Pt. 4. Perturbation approximations. *J. Fluid Mech.*, 1969, vol. 35, pp. 497-525.
53. Palmer T.N., Shutts J., Swinbank R. Alleviation of systematic westerly bias in general circulation models through an orographic gravity wave drag parameterization. *Q. J. Roy. Met. Soc.* 1986, vol. 112, pp. 1001-1039.
54. Peltier W.R., Clark T.L. The evolution and stability of a finite-amplitude mountain wave. Pt. II. Surface drag and severe downslope winds. *J. Atmos. Sci.*, 1979, vol. 36, pp. 1498-1529.
55. Rasheed A., Suld J.K., Kvamsdala T. A multiscale wind and power forecast system for wind farms. *Energy Procedia*, 2014, vol. 53, pp. 290-299.
56. Reinecke P.A., Durran D.R. Initial conditions sensitivities and the predictability of downslope winds. *J. Atmos. Sci.*, 2009, vol. 66, pp. 3401-3418.
57. Scorer R.S. Theory of waves in the lee of mountains. *Q. J. Roy. Met. Soc.*, 1949, vol. 75, pp. 41-56.
58. Scorer R.S. The theory of airflow over mountains. IV. Separation of flow from the surface. *Q. J. R. M. S.*, 1959, vol. 81, pp. 340-350.
59. Schär C., Smith R.B. Shallow-water flow past isolated topography. Pt.1. Vorticity production and wake formation. *J. Atmos. Sci.*, 1993, vol. 50, pp. 1373-1400.
60. Schmidt H., Dorndrath A. Simulation of breaking gravity waves during the south foehn in 7-13 January 1996. *Beitr. Phys. Atmos.*, 1999, vol. 72, pp. 287-303.
61. Sharman R.D., Doyle J.D., Shapiro M.A. An investigation of commercial aircraft encounter with severe clear-air turbulence over western Greenland. *J. Appl. Met. Climatol.*, 2012, vol. 51(1), pp. 42-53.
62. Sharman R., Tebaldi C., Wiener G., Wolff J. An integrated approach to mid- and upper-level turbulence forecasting. *Wea. Forecast.*, 2006, vol. 21, pp. 268-287.
63. Sheridan P., Vosper S., Brown P. Mountain waves in high resolution forecast models: Automated diagnostics of wave severity and impact on surface winds. *Atmosphere*, 2017, vol. 8, no. 24, doi:10.3390/atmos8010024.

64. Smith R.B. The steepening of hydrostatic mountain waves. *J. Atmos. Sci.*, 1977, vol. 34, pp. 1634-1654.
65. Smith R.B. On severe downslope winds. *J. Atm. Sci.*, 1985, vol. 42, pp. 2597-2603.
66. Strauss L., Serafin S., Grubišič V. Atmospheric rotors and severe turbulence in a long deep valley. *J. Atm. Sci.*, 2016, pp. 1202-1212, DOI: org/10.1175/JAS_D-15-0192.1.
67. Strauss L., Serafin S., Haimov S., Grubišič V. Turbulence in breaking mountain waves and atmospheric rotors estimated from airborne in situ and Doppler radar measurements. *Q. J. Roy. Met. Soc.*, 2015, vol. 141, pp. 3207-3225.
68. Teixeira M.A.C. Diagnosing lee wave rotor onset using a linear model including a boundary layer. *Atmosphere*, 2017, vol. 8, no. 5, doi: 10.3390/atmos8010005.
69. Teixeira M., Argain J.L., Miranda P.M.A. Orographic drag associated with lee waves trapped at an inversion. *J. Atm. Sci.*, 2013, vol. 20, pp. 2930-2947.
70. Turner J. Development of a mountain wave turbulence prediction scheme for civil aviation. *Forecast. Res. Techn. Rep.*, no. 265, Met. Office, Exeter, 1999, UK.
71. Wells H., Vosper S.B. The accuracy of linear theory for predicting mountain-wave drag: implications for parametrization schemes. *Q. J. Roy. Met. Soc.*, 2010, vol. 136, pp. 429-441.
72. WMO: Techn. Note 127. The airflow over mountains: results of 1958-1972. Geneva, Switzerland, 1973, 72 p.
73. Wong W.K., Lau, C.S., Chan P.W. Aviation model: A fine-scale numerical weather prediction system for aviation applications at the Hong Kong International Airport. *Adv. Meteorol.*, 2013, p. 532475.
74. Xu X., Xue M., Wang Y. Gravity wave momentum flux in directional shear flows over three-dimensional mountains: Linear and non-linear numerical solutions as compared to linear analytical solutions. *J. Geophys. Res.*, 2012, vol. 118, pp. 7670-7681.

Поступила в редакцию 18.12.2018 г.

Received by the editor 18.12.2018.