

Математическое моделирование морских систем

УДК 504.3+551.51

М.В. Шокуров*, С.Ю. Артамонов*, И.Н. Эзау**

Численное моделирование нейтрально стратифицированного атмосферного пограничного слоя

Статья посвящена численному исследованию нейтрально стратифицированного планетарного атмосферного пограничного слоя над однородной шероховатой поверхностью. Для расчетов использовалась модель больших вихрей *LESNIC* с динамической смешанной схемой турбулентного подсеточного замыкания. Рассмотрена структура турбулентности в атмосферном пограничном слое для разных значений безразмерного поверхностного числа Россби. Получены законы сопротивления – зависимости полного угла поворота ветра и геострофического коэффициента сопротивления от числа Россби. Определены вертикальные профили средней скорости, турбулентных напряжений, дисперсий компонент скорости, турбулентной кинетической энергии. Рассчитаны пространственные спектры кинетической энергии турбулентности. Показано, что в модели удовлетворительно воспроизводятся результаты, полученные ранее. Продемонстрированы значительные преимущества модели больших вихрей со смешанной динамической схемой подсеточного замыкания.

Ключевые слова: атмосферный пограничный слой, численное моделирование, вихререшающие модели.

1. Введение. Исследования атмосферного пограничного слоя имеют большое значение для изучения гидрофизики океана. При моделировании циркуляции в океанах и морях требуется знание граничных условий на поверхности – потоков импульса, тепла и влаги. Для исследования ветровых волн необходимо знать не только касательные напряжения трения ветра, а всю структуру поверхностного атмосферного пограничного слоя. Для климатических исследований важна информация о потоках парниковых газов и других веществ через поверхность океана, что необходимо для расчетов будущих сценариев изменения климата с помощью климатических моделей. Информация такого рода может быть получена при исследованиях атмосферного пограничного слоя. Таким образом, теоретические, экспериментальные и численные исследования атмосферного пограничного слоя являются актуальными задачами геофизической гидродинамики.

Атмосферный пограничный слой изменяется с течением времени и в пространстве. Его структура зависит от вращения Земли, горизонтального градиента давления и горизонтального градиента температуры (бароклинности), потоков тепла и влаги на поверхности, стратификации плотности (определяемой стратификацией виртуальной потенциальной температуры), интенсивности турбулентности, наличия облачности, а также от шероховатости, наклона и неоднородности подстилающей поверхности.

© М.В. Шокуров, С.Ю. Артамонов, И.Н. Эзау, 2013

Наиболее простые теории и модели построены для пограничного слоя, в котором многие из вышеперечисленных факторов не учитываются. А именно наиболее простым является режим нейтрально стратифицированного планетарного пограничного слоя (ППС), возникающего при течении стационарного однородного потока воздуха с постоянной виртуальной потенциальной температурой над горизонтальной поверхностью с однородной шероховатостью при отсутствии потоков тепла и влаги на поверхности, горизонтальных градиентов температуры (бароклинности) и облачности. В нейтральном пограничном слое отсутствуют эффекты плавучести, возникающие из-за нагревания или охлаждения подстилающей поверхности. Традиционно нейтрально стратифицированный пограничный слой называется также турбулентным экмановским пограничным слоем (ЭПС).

Хотя ЭПС относительно редко наблюдается в природных условиях, понимание и количественное описание его турбулентной структуры важно как для теории, так и для практических приложений. Знание структуры турбулентности необходимо для правильного построения турбулентных замыканий, используемых в глобальных и мезомасштабных моделях атмосферной циркуляции.

Начиная с первой теоретической статьи Россби и Монтгомери [1], посвященной турбулентному ЭПС, исследования этого слоя на протяжении десятилетий выполнялись с использованием лабораторных экспериментов, природных наблюдений, а также численного моделирования. Авторы работы [1] выразили интегральные свойства пограничного слоя – скорость трения на поверхности u_* и угол α между направлением ветра на поверхности и геострофическим ветром – через внешние параметры, а именно геострофическую скорость ветра G , параметр Кориолиса f и высоту шероховатости поверхности z_0 .

Тот же результат был получен позже в статье [2] с применением теории размерности. Авторы использовали идею о «сшивании» двух решений – для внутреннего логарифмического подслоя и внешнего подслоя ППС в области высот $z_0 \ll z \ll u_* / f$, где оба эти решения должны быть справедливы. Реализация этой идеи позволила сформулировать так называемые законы сопротивления – универсальную зависимость основных интегральных параметров нейтрального ППС (полного угла поворота ветра и коэффициента сопротивления) от безразмерного поверхностного числа Россби $Ro = G / (fz_0)$. Сама идея и многие термины в этой работе были заимствованы по аналогии из теории турбулентного пограничного слоя над гладкой поверхностью без вращения, в которой «сшивались» решения для внутреннего вязкого подслоя и внешнего подслоя. Законы сопротивления позволяют выразить коэффициент сопротивления и угол поворота ветра аналитически через число Россби.

Структура нейтрального атмосферного пограничного слоя зависит от турбулентных напряжений, для определения которых необходимо решать уравнения, включающие третьи моменты. Уравнения для третьих моментов включают четвертые моменты и т.д. Для обрыва этой бесконечной цепочки требуется вводить гипотезы замыкания, выражающие высшие моменты через низшие. Простейшим замыканием является зависимость турбулентных на-

пряжений от вертикального градиента скорости с коэффициентом пропорциональности, называемым коэффициентом турбулентной вязкости [3].

В ранних вариантах теории ЭПС использовались различные предположения о зависимости коэффициента турбулентной вязкости от высоты. Гипотеза о том, что турбулентная вязкость не меняется с высотой, приводит к наиболее простой теории нейтрального атмосферного пограничного слоя – ламинарной экмановской теории. Однако такая теория далека от реальности: при расчетах получаются слишком большой поворот направления ветра с высотой, равный 45° , а также линейный профиль скорости вместо наблюдаемого логарифмического в поверхностном подслое. Более реалистичной является двухслойная модель, в нижнем слое которой турбулентная вязкость линейно растет с высотой, а в верхнем слое – постоянна [3].

Существует класс моделей, в которых коэффициент турбулентной вязкости выражается через турбулентную кинетическую энергию (ТКЭ) и масштаб турбулентности. В свою очередь, для определения ТКЭ необходимо решить уравнение переноса ТКЭ (в него входят третьи моменты, для которых нужны гипотезы замыкания).

Начиная с пионерской работы Дирдорфа [4], появилась еще одна возможность исследования ЭПС – численное моделирование. Из-за большой величины числа Рейнольдса $Re = 10^9$ вместо численного решения самих уравнений Навье – Стокса используются так называемые модели больших вихрей, или вихреразрешающие модели (*LES – large eddy simulation*), в которых вихри с размером, большим шага сетки, описываются явно, а действие более мелких вихрей параметризуется. Основная роль мелких вихрей заключается в получении кинетической энергии от крупномасштабных вихрей и превращении ее за счет вязкой диссипации в тепло.

В отличие от моделей ЭПС, основанных на различных предположениях и замыканиях, в *LES*-модели не используются никаких гипотез, кроме параметризации мелких подсеточных вихрей. В то же время эта модель дает полную информацию о структуре ЭПС и позволяет рассчитать вертикальные профили средней скорости, ТКЭ и турбулентных напряжений, а также любые моменты более высокого порядка. Кроме того, она дает возможность выполнить диагностику различных членов в эволюционных уравнениях для вторых моментов (ТКЭ и потоков импульса) и на основе этой информации построить модели турбулентного замыкания, пренебрегая малыми членами и выражая высшие моменты через низшие. *LES*-модели позволяют определить спектральный состав турбулентности, вклад вихрей разных масштабов в разные процессы (перенос импульса, перенос ТКЭ и др.). По результатам натурных и лабораторных экспериментов известно, что турбулентность вблизи твердой стенки анизотропна, перенос импульса осуществляется вихрями с характерной пространственной структурой в виде «шпилек». Численное моделирование, в том числе с применением *LES*-моделей, позволяет обнаружить, идентифицировать и количественно описать такие или подобные когерентные структуры.

В статье [5] приводится сравнение четырех разных *LES*-моделей с разными численными схемами и разными подсеточными параметризациями. В этой работе было показано, что основные характеристики нейтрального ППС

воспроизводятся даже при грубом разрешении и слабо зависят от выбора численной схемы и метода параметризации подсеточной турбулентности. В последнее время были выполнены расчеты нейтрального ППС с более высоким разрешением и использованием более современных схем замыкания и численных схем более высокого порядка точности [6 – 12].

Целью настоящей работы является исследование структуры нейтрального атмосферного пограничного слоя с применением новой усовершенствованной схемы турбулентного подсеточного замыкания, называемой «динамическое смешанное подсеточное замыкание» [6]. Соответствующая модель больших вихрей *LESNIC* была специально разработана в *NERSC* (Международном центре по дистанционному исследованию окружающей среды им. Ф. Нансена) одним из авторов. Подробное описание модели, а также используемой динамической смешанной схемы турбулентного замыкания и численной схемы приведено в предыдущей статье авторов [13]. В данной статье представлены расчеты для нейтрального пограничного слоя для разных значений поверхностного числа Россби.

В следующем разделе приведена постановка численных экспериментов, в третьем разделе получены законы сопротивления ЭПС, в четвертом и пятом разделах описаны профили скорости и вторых моментов скорости, шестой раздел посвящен толщине ЭПС, в седьмом разделе описаны спектры кинетической энергии турбулентности в ЭПС.

2. Описание численных экспериментов. Согласно существующей теории нейтрального ППС его структура определяется только одним безразмерным числом – поверхностным числом Россби $Ro = G/(fz_0)$. Геоострофическая скорость ветра G имеет типичную величину 5 – 10 м/с, в штормовых условиях может достигать 20 м/с. В данной работе для всех экспериментов была выбрана геоострофическая скорость $G = 5$ м/с из соображений экономии вычислительных ресурсов – при меньшей скорости ветра шаг по времени для численной схемы можно сделать больше. Параметр Кориолиса f во внетропических широтах также меняется незначительно, было выбрано типичное значение для умеренных широт ($\varphi = 50^\circ$) $f = 1,17 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. Следует отметить, что для экваториальной области определение структуры нейтрального ППС представляет определенные трудности из-за его большой толщины.

Наиболее изменчивым параметром, входящим в определение числа Россби, является высота шероховатости поверхности z_0 . Ее величина изменяется на Земле на четыре порядка в пределах от 1 м для поверхности суши, покрытой лесом, до 10^{-4} м для поверхности океана при слабых ветрах. Поэтому были выполнены пять численных экспериментов со значениями $z_0 = 1$ м, $z_0 = 0,1$ м, $z_0 = 0,01$ м, $z_0 = 0,001$ м, $z_0 = 0,0001$ м.

Для всех численных экспериментов была выбрана область в виде бокса длиной $L_x = 4$ км, шириной $L_y = 2$ км и высотой $L_z = 1,5$ км. Число точек сетки $N_x = 128$, $N_y = 64$, $N_z = 128$. Таким образом, шаг сетки по горизонтали $\Delta x = \Delta y = 31,25$ м, по вертикали $\Delta z = 11,72$ м.

Источником турбулентности в нейтрально стратифицированном ППС является сдвиг скорости. В начальный момент времени профиль скорости однородный, сдвиг равен нулю, поэтому для инициализации развития турбу-

лентности в начальные условия для вертикальной компоненты скорости добавлялась случайная компонента небольшой амплитуды 0,1 м/с на нижних 10 уровнях, т. е. от поверхности до 117 м. В противном случае на развитие турбулентности потребуется большее время.

Во всех проведенных численных экспериментах условия на боковых границах были периодическими, на верхней границе задавалось условие скольжения, на нижней границе напряжение трения определялось «пришиванием» логарифмического профиля к нижнему уровню, как описано в предыдущей статье авторов [13].

Во всех экспериментах интегрирование выполнялось на 2 сут, шаг по времени выбирался автоматически, типичная величина шага составляла 0,5 с.

В атмосферном пограничном слое в случае несовпадения начальных условий со стационарным решением возникают инерционные колебания с периодом $2\pi / f = 18$ ч. В предыдущей статье авторов [13] было показано, что инерционные колебания затухают достаточно медленно, это требует дополнительных вычислительных ресурсов для установления стационарного режима. В настоящей работе влияние инерционных колебаний на результаты устранялось путем осреднения всех рассчитанных характеристик пограничного слоя по времени.

3. Законы сопротивления для нейтрально стратифицированного ППС. Структура атмосферного пограничного слоя над плоской поверхностью в случае нейтральной стратификации атмосферы и отсутствия потоков тепла и влаги на поверхности при заданном однородном геострофическом ветре должна зависеть только от трех физических параметров – геострофической скорости G , параметра Кориолиса f и высоты шероховатости z_0 . Из этих трех величин можно составить единственную безразмерную комбинацию – поверхностное число Россби.

Идея вывода законов сопротивления из соображений подобия была предложена в работе [2] по аналогии с идеей «сшивания» решений для вязкого внутреннего подслоя и внешнего подслоя в обычном турбулентном пограничном слое над гладкой поверхностью без вращения. Уравнения движения для стационарного однородного пограничного слоя имеют вид

$$\begin{aligned} f(v - v_g) - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} &= 0, \\ -f(u - u_g) - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где u, v – компоненты скорости ветра; u_g, v_g – компоненты геострофической скорости ветра; $\overline{u'w'}, \overline{v'w'}$ – турбулентные напряжения. Для решения этих уравнений нужны значения турбулентных напряжений. В поверхностном слое постоянных потоков в пределе $Ro \rightarrow \infty$ параметр Кориолиса не должен влиять на решение задачи, поэтому профиль скорости из соображений размерности имеет вид

$$\frac{u}{u_*} = f_x \left(\frac{z}{z_0} \right), \quad \frac{v}{u_*} = 0. \quad (2)$$

В выражение для профиля скорости во внешнем слое не должна входить высота шероховатости z_0 :

$$\frac{u - u_g}{u_*} = F_x \left(\frac{zf}{u_*} \right), \quad \frac{v - v_g}{u_*} = F_y \left(\frac{zf}{u_*} \right). \quad (3)$$

В области «сшивания» решений для внутреннего и внешнего подслоев при $z_0 \ll z \ll u_* / f$:

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right), \quad \frac{v}{u_*} = 0, \quad (4)$$

где κ – постоянная Кармана. Следовательно,

$$\frac{u - u_g}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{zf}{u_*} \right) + A \right], \quad \frac{v - v_g}{u_*} = \frac{B}{\kappa}. \quad (5)$$

Откуда получается

$$\frac{u_g}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{u_*}{z_0 f} \right) - A \right], \quad \frac{v_g}{u_*} = -\frac{B}{\kappa}. \quad (6)$$

Вводя полную геострофическую скорость ветра $G = \sqrt{u_g^2 + v_g^2}$, получаем законы сопротивления

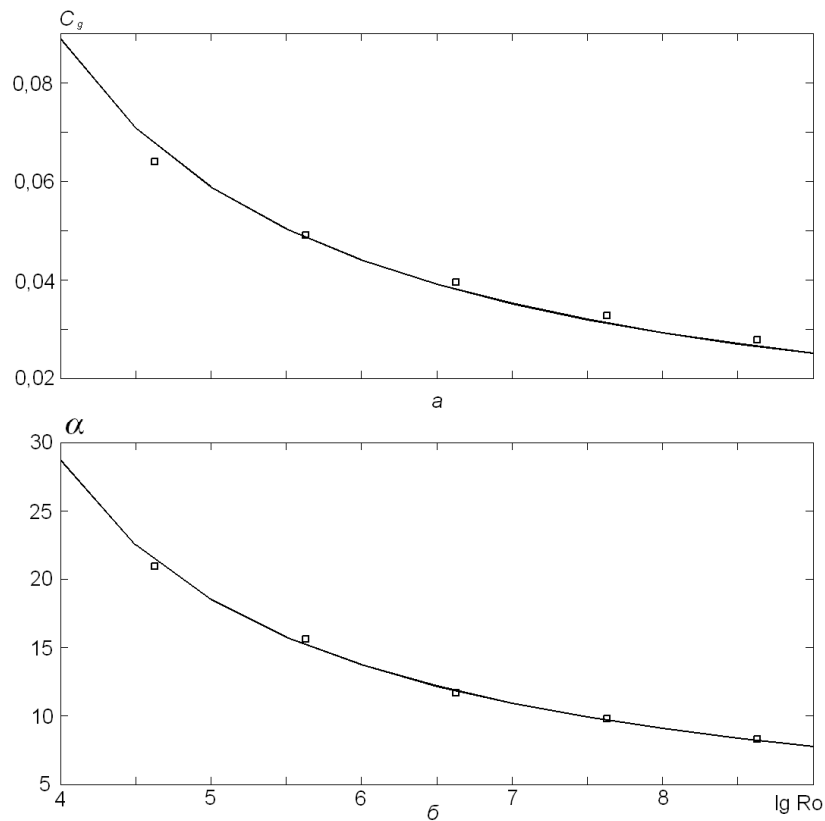
$$\ln(C_g \text{Ro}) - A = \sqrt{\frac{\kappa^2}{C_g^2} - B^2}, \quad \sin \alpha = -\frac{B C_g}{\kappa}, \quad (7)$$

где $C_g = u_* / G$ – геострофический коэффициент сопротивления. Безразмерные параметры A и B должны быть определены из численной модели, детально описывающей турбулентность в атмосферном ППС, или должны быть измерены в эксперименте. Параметры A и B являются универсальными физическими постоянными, они не зависят от числа Россби. Более удобными параметрами являются традиционно используемые геострофический коэффициент сопротивления и полный угол поворота ветра в пограничном слое. Из формул сопротивления C_g и α могут быть выражены как функции числа Россби при известных A и B .

Следует отметить, что подобные зависимости многократно определялись теоретически, экспериментально и численно [3, 6 – 12]. По полученным из численных расчетов значениям коэффициента сопротивления и угла поворота можно из формул сопротивления (7) получить значения универсальных постоянных A и B . Вместо безразмерных констант A и B удобно использовать две другие константы C_* и C_α , значения которых проще находить по эмпирическим или численным значениям коэффициента сопротивления и угла поворота для разных чисел Россби [10]. Они вычисляются следующим образом:

$$C_g = \frac{\kappa}{\ln Ro + C_*}, \quad \alpha = \arcsin(C_\alpha C_g). \quad (8)$$

В данной работе было выполнено пять расчетов нейтрального ППС, для каждого из них были определены скорость трения u_* , геострофический коэффициент сопротивления C_g и полный угол поворота α . Результаты представлены в таблице и на рис. 1. На рис. 1, а показана зависимость коэффициента сопротивления от числа Россби. Видно, что коэффициент сопротивления уменьшается с увеличением числа Россби, т. е. с уменьшением шероховатости. На рис. 1, б представлена зависимость полного угла поворота ветра от числа Россби. Величина угла поворота также уменьшается с увеличением числа Россби. Кривым на рисунках соответствуют зависимости угла поворота и коэффициента сопротивления от числа Россби для значений безразмерных констант $C_* = 5,2$, $C_\alpha = 4,7$. Эти значения C_* , C_α оказались меньше, чем получались раньше в других работах [10]. Возможно, это связано с тем, что в настоящей работе из соображений экономии вычислительных ресурсов вертикальный размер области ($L_z = 1500$ м) оказался недостаточным для точного моделирования нейтрального ППС.



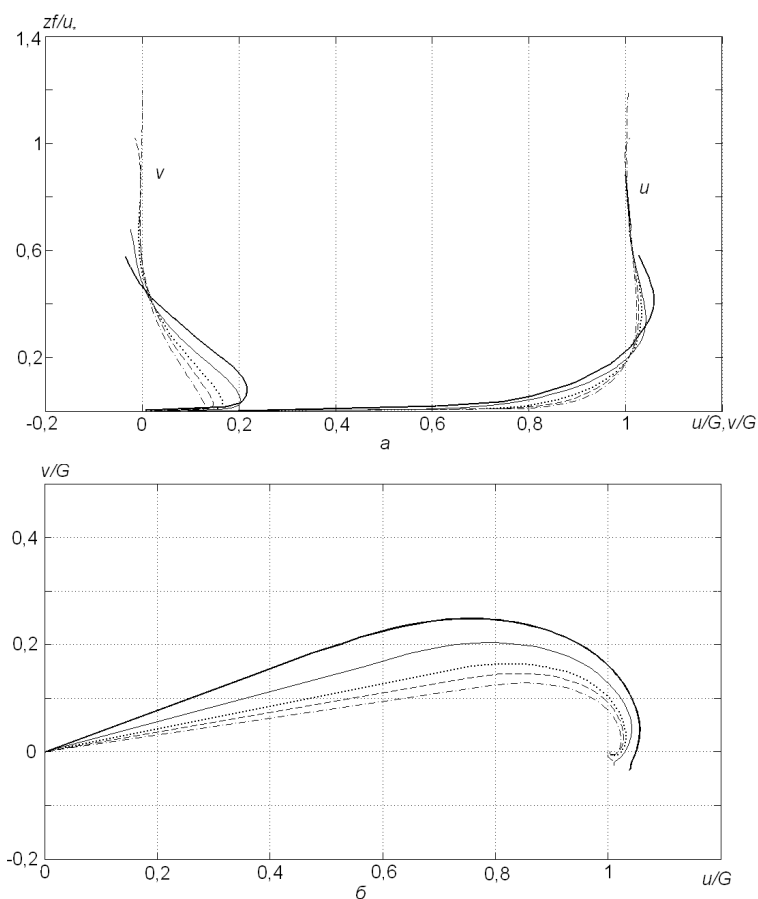
Р и с. 1. Зависимость геострофического коэффициента сопротивления C_g (а) и полного угла поворота ветра α (б) от числа Россби Ro (квадратами показаны результаты пяти численных экспериментов, сплошными линиями – оптимальные зависимости (8) с параметрами $C_* = 5,2$, $C_\alpha = 4,7$)

Интегральные характеристики нейтрального ППС для разных чисел Ro

z_0 , м	Ro	α , град	C_g	u_* , м/с	h , м	C_R
1	$4,27 \cdot 10^4$	21,0	0,064	0,320	1361	0,498
0,1	$4,27 \cdot 10^5$	15,6	0,049	0,246	1220	0,580
0,01	$4,27 \cdot 10^6$	11,7	0,039	0,198	1110	0,657
0,001	$4,27 \cdot 10^7$	9,9	0,033	0,163	990	0,710
0,0001	$4,27 \cdot 10^8$	8,3	0,028	0,139	829	0,697

4. Профили скорости, спираль Экмана, логарифмический профиль.

В этом разделе и далее профили разных параметров определялись осреднением в горизонтальной плоскости и осреднением по времени с 24-го по 48-й ч.

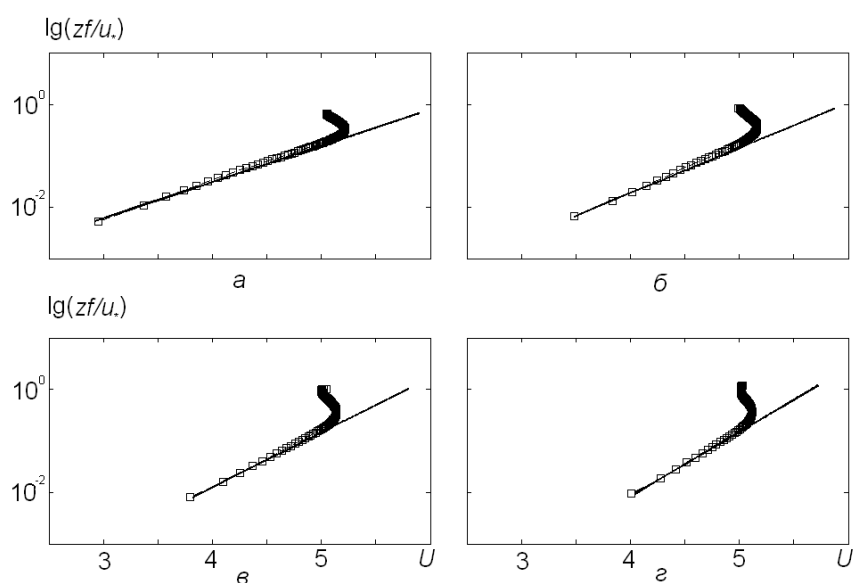


Р и с. 2. Профили компонент скорости ветра (*а*) и экмановские спирали средней скорости ветра (*б*) для разных значений числа Россби Ro (по вертикальной оси – безразмерная высота zf/u_* ; по горизонтальной оси – безразмерные компоненты скорости, $G = 5$ м/с; жирные сплошные кривые – $z_0 = 1$ м, тонкие сплошные кривые – $z_0 = 0,1$ м, пунктирные кривые – $z_0 = 0,01$ м, штриховые кривые – $z_0 = 0,0001$ м)

На рис. 2, *а* приведены профили компонент скорости $u(z)$, $v(z)$ для разных значений числа Россби. На рис. 2, *б* та же информация представлена в пара-

метрической форме в виде экмановских спиралей. Из этих рисунков видно, что для больших чисел Россби (малых значений z_0) угол поворота меньше, как уже было отмечено раньше. Агеострофическая поперечная компонента скорости $v(z)$ уменьшается с увеличением числа Россби. Кроме того, видно, что с увеличением Ro профили плотнее прижимаются к поверхности.

Согласно таблице скорость трения на поверхности $u_* = C_g G$ уменьшается с увеличением числа Россби. Логарифмический профиль скорости в нижнем поверхностном подслое определяется скоростью трения. На рис. 3 представлены профили модуля скорости $U(z) = [u^2(z) + v^2(z)]^{1/2}$ в полулогарифмическом масштабе. Видно, что логарифмический профиль очень хорошо воспроизводится моделью для всех четырех случаев. Наклон графиков вблизи поверхности зависит от скорости трения. Прямой линией изображен теоретический логарифмический профиль $U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right)$, значения скорости трения взяты из таблицы. Видно хорошее совпадение.

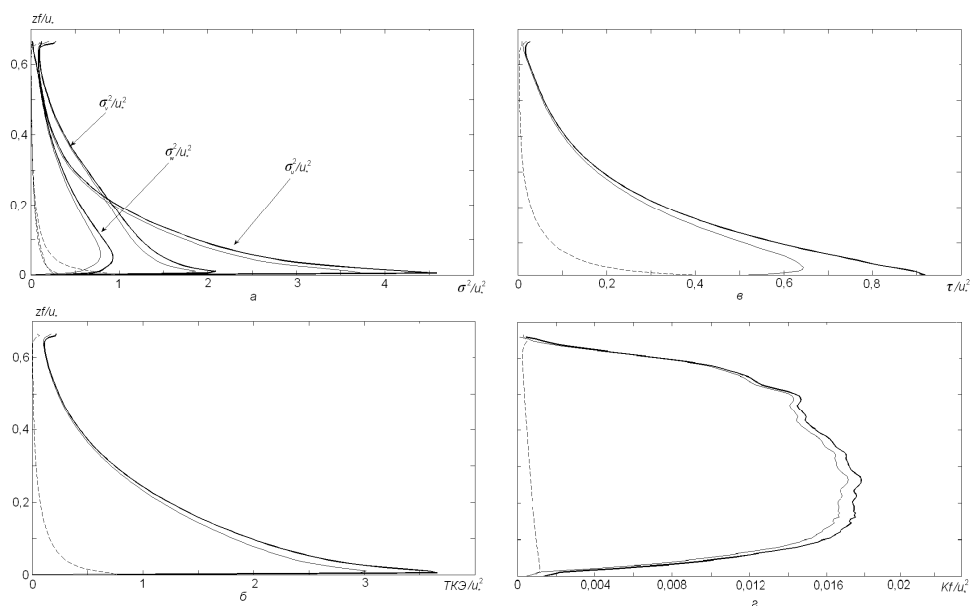


Р и с. 3. Логарифмические профили скорости в поверхностном слое для разных значений числа Россби Ro : $a - z_0 = 0,1$ м, $b - z_0 = 0,01$ м, $v - z_0 = 0,001$ м, $z - z_0 = 0,0001$ м (квадратиками показаны реальные профили, прямыми линиями – логарифмические профили; по вертикальной оси – логарифм безразмерной высоты, по горизонтальной оси – модуль скорости ветра)

5. Профили турбулентных напряжений, коэффициент турбулентной вязкости. Дисперсии σ_w , σ_v , σ_u . Турбулентная кинетическая энергия. В *LES*-моделях атмосферного пограничного слоя статистические характеристики турбулентности, в частности моменты компонент скорости, состоят из двух частей, различающихся масштабами и способом описания в модели. Крупномасштабная, или разрешенная часть момента рассчитывается в моде-

ли явно с использованием флуктуаций компонент скорости. Подсеточная мелкомасштабная часть момента рассчитывается с использованием схемы турбулентного замыкания.

Как правило, подсеточные моменты существенно меньше разрешенных и становятся значимыми только в некоторых случаях. Например, в атмосферном ППС подсеточные напряжения вблизи подстилающей поверхности велики, поскольку разрешенные вихри не в состоянии перенести необходимый поток импульса к подстилающей поверхности. На рис. 4, *a – в* приведены профили различных вторых моментов.



Р и с. 4. Профили дисперсий трех компонент скорости (*a*), турбулентной кинетической энергии (*б*), турбулентных напряжений (*в*) и коэффициентов турбулентной вязкости (*г*) (штриховыми кривыми показаны подсеточные составляющие, тонкими сплошными – разрешенные и полужирными – суммарные; по вертикальной оси – безразмерная высота zf/u_* ; дисперсии, напряжения и ТКЭ обезразмерены на u_*^2 , коэффициент турбулентной вязкости – на u_*^2/f ; все профили приведены для случая $z_0 = 0,1$ м)

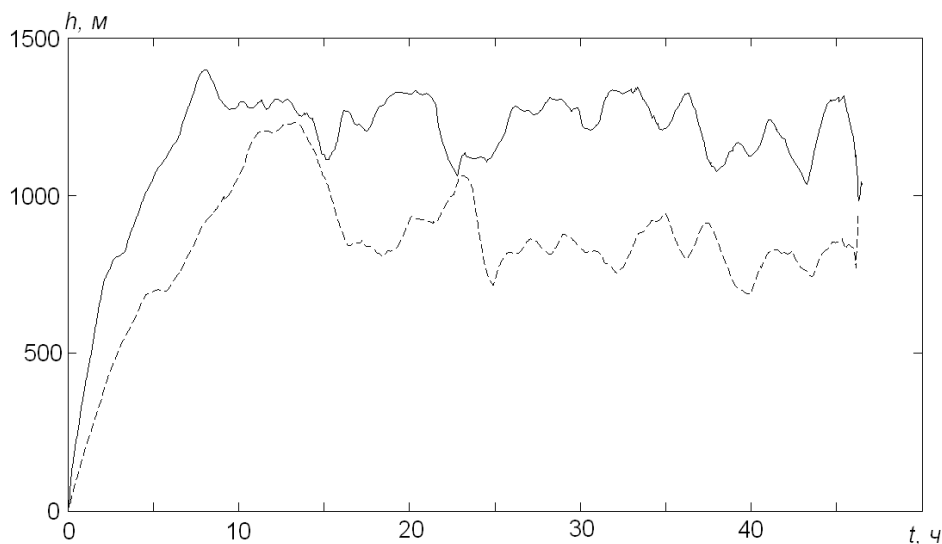
На рис. 4, *a* показаны профили дисперсий компонент скорости явно разрешенных турбулентных движений $\sigma_u^2 = \overline{u'^2}$, $\sigma_v^2 = \overline{v'^2}$, $\sigma_w^2 = \overline{w'^2}$ и подсеточные составляющие, а также полные дисперсии компонент скорости для одного значения числа Россби. Они описывают вклад в ТКЭ от трех компонент скорости. Из этого рисунка видно, что дисперсии максимальны у поверхности и убывают с высотой. Кроме того, максимальной дисперсией обладает продольная компонента скорости, меньший вклад дает поперечная компонента и минимальный вклад в ТКЭ вносит вертикальная компонента скорости.

Турбулентная кинетическая энергия равна сумме дисперсий всех компонент и является мерой интенсивности турбулентности. Профили ТКЭ для разрешенных вихрей, подсеточных вихрей и суммарной ТКЭ приведены на рис. 4, б. Видно, что величина ТКЭ уменьшается с высотой, вклад подсеточной турбулентности максимален вблизи поверхности.

На рис. 4, в представлены профили разрешенных и подсеточных составляющих, а также полных турбулентных напряжений $\tau_{xz} = -\overline{u'w'}$ и $\tau_{yz} = -\overline{v'w'}$. Видно, что подсеточные напряжения значительно меньше полных напряжений за исключением приповерхностной области, где они дают значимый вклад в перенос импульса по вертикали. Полные напряжения максимальны вблизи поверхности и монотонно уменьшаются с высотой.

На рис. 4, г приведены вертикальные профили коэффициентов турбулентной вязкости: подсеточного, разрешенного и полного. Величина подсеточных напряжений определяется коэффициентом подсеточной турбулентной вязкости K_m и тензором скоростей деформаций S_{ij} : $\tau_{ij} = K_m S_{ij}$. Видно, что вблизи поверхности $K(z)$ меняется линейно с высотой, затем достигает максимального значения и далее уменьшается.

6. Высота пограничного слоя. Высота пограничного слоя определялась из условия, что турбулентное напряжение на этой высоте составляет 5% от напряжения на поверхности. На рис. 5 представлены зависимости осредненной по горизонтали высоты пограничного слоя от времени для двух разных значений числа Россби. Видно, что на начальном этапе интегрирования происходит развитие пограничного слоя, его высота растет, причем скорость роста уменьшается с увеличением числа Россби. Через 6 – 8 ч процесс развития заканчивается, высота пограничного слоя выходит на стационарный режим. В установившемся состоянии высота пограничного слоя с увеличением числа Россби уменьшается. Это видно и по данным таблицы, в которой приведена средняя по времени высота h за время с 24-го по 48-й ч. Сравнивая характерный вертикальный масштаб нейтрального ППС u_* / f с действительной высотой пограничного слоя h из таблицы, можно определить безразмерную высоту пограничного слоя, так называемую константу Россби – Монтгомери $C_R = hf / u_*$. Ее значения также приведены в таблице, они составляют 0,5 – 0,7. Величина этой константы, измеренная в реальных условиях, значительно меньше и равна 0,2 – 0,3. Это противоречие было недавно разъяснено [10]. В моделях исследуется так называемый истинно нейтральный пограничный слой, в котором поток плавучести на поверхности равен нулю и сама атмосфера также стратифицирована нейтрально. В реальной атмосфере истинно нейтральный пограничный слой наблюдается редко.



Р и с. 5. Высота пограничного слоя h в зависимости от времени t для двух разных значений числа Россби Ro (сплошная кривая – $z_0 = 0,1$ м, штриховая кривая – $z_0 = 0,0001$ м)

7. Спектры турбулентной кинетической энергии. Из теории нейтрального поверхностного пограничного слоя известно, что плотность диссипации кинетической энергии турбулентности уменьшается с удалением от поверхности обратно пропорционально высоте:

$$\varepsilon = \overline{u'w'} \frac{dU}{dz} = \frac{u_*^3}{\kappa z}. \quad (9)$$

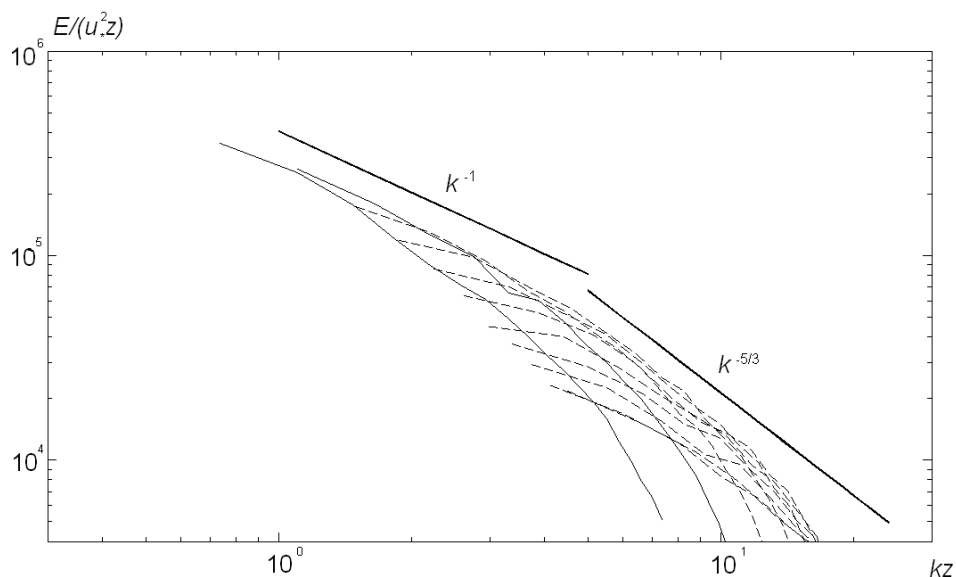
Колмогоровский спектр кинетической энергии локально-однородной изотропной турбулентности имеет вид

$$E(k) = C_K \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} = \frac{C_K u_*^2}{\kappa^{2/3}} z (kz)^{-5/3}, \quad (10)$$

где C_K – постоянная Колмогорова. Таким образом, для построения универсальных спектров естественно использовать безразмерный спектр $E/(u_*^2 z)$ и рассматривать его как функцию от безразмерного волнового числа kz .

На рис. 6 представлены безразмерные спектры $E(kz)/(u_*^2 z)$ продольной компоненты скорости u для разных вертикальных уровней. При расчете спектров проводилось осреднение по всей области по направлению y , а также выполнялось осреднение по времени от $t = 10$ ч до $t = 48$ ч. Видно, что в области крупных масштабов спектр удовлетворяет колмогоровскому закону $-5/3$, а на малых масштабах имеет место затухание спектра из-за фильтров, явно использующихся в модели. Спектры для поперечной v и вертикальной w компонент скорости имеют примерно такой же вид (не приводятся).

Согласно данным пульсационных измерений у поверхности реализуется спектр энергии пульсации с более пологой степенной зависимостью [11]: $E(k) \propto k^{-1}$.



Р и с. 6. Спектры продольной компоненты скорости u на разных вертикальных уровнях (по вертикальной оси отложен логарифм безразмерного спектра $E(kz)/(u_*^2 z)$, по горизонтальной оси – логарифм безразмерного волнового числа kz)

8. Заключение. В данной работе выполнено численное моделирование нейтрально стратифицированного атмосферного планетарного пограничного слоя. Эта задача является классической задачей микрометеорологии. Новизна данной работы заключается в том, что использовалась современная модель больших вихрей (*LES*-модель) с конечно-разностными аппроксимациями высокого порядка точности и современной схемой подсчетного турбулентного замыкания. Получены законы сопротивления – зависимости полного угла поворота направления ветра и геострофического коэффициента сопротивления от поверхностного числа Россби. Исследована структура нейтрального ППС, а именно определены в зависимости от безразмерного числа Россби вертикальные средние профили скорости, профили вторых моментов – турбулентных напряжений и дисперсий компонент скорости, турбулентной кинетической энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rossby C.G., Montgomery R.B. The layers of frictional influence in wind and ocean currents // Phys. Oceanogr. Meteorol. – 1935. – 3, № 3. – P. 1 – 101.
2. Казанский А.Б., Монин А.С. О турбулентном режиме выше приземного слоя воздуха // Изв. АН СССР. Сер. Геофиз. – 1960. – 1. – С. 165 – 168.
3. Зилитинкевич С.С. Динамика пограничного слоя атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1970. – 292 с.
4. Deardorff W.J. Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers // J. Atmos. Sci. – 1972. – 29. – P. 91 – 115.
5. Andren A., Brown A.R., Graf J. et al. Large-eddy simulation of a neutrally stratified boundary layer: A comparison of four computer codes // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. – 1994. – 120. – P. 1457 – 1484.

6. *Esau I.* Simulation of Ekman boundary layers by large eddy model with dynamic mixed sub-filter closure // *Environ. Fluid Mech.* – 2004. – 4. – P. 273 – 303.
7. *Esau I.* The Coriolis effect on coherent structures in planetary boundary layers // *J. Turbul.* – 2003. – 4, № 1. – P. 1 – 19.
8. *Zilitinkevich S., Esau I.* On integral measures of the neutral barotropic planetary boundary layer // *Bound.-Layer Meteorol.* – 2002. – 104, № 3. – P. 371 – 379.
9. *Zilitinkevich S., Esau I.* The effect of baroclinicity on the depth of neutral and stable planetary boundary layers // *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* – 2003. – 129. – P. 3339 – 3356.
10. *Zilitinkevich S.S., Esau I.N.* Resistance and heat transfer laws for stable and neutral planetary boundary layers: old theory, advanced and re-evaluated // *Ibid.* – 2005. – 131. – P. 1863 – 1892.
11. *Глазунов А.В.* Моделирование нейтрально стратифицированного турбулентного потока воздуха над шероховатой поверхностью // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* – 2006. – 42, № 3. – С. 307 – 325.
12. *Глазунов А.В.* Вихреразрешающее моделирование турбулентности с использованием смешанного динамического локализованного замыкания. Ч. 1. Формулировка задачи, описание модели и диагностические численные тесты // Там же. – 2009. – 45, № 1. – С. 7 – 28.
13. *Шокуров М.В., Артамонов С.Ю., Эзау И.Н.* LES-модель турбулентного атмосферного пограничного слоя: описание и тестовые расчеты // *Морской гидрофизический журнал.* – 2013. – № 1. – С. 3 – 20.

*Морской гидрофизический институт НАН Украины,
Севастополь
E-mail: shokurov.m@gmail.com
sergei.artamonov@gmail.com

Материал поступил
в редакцию 12.12.11
После доработки 16.02.12

**Международный центр по дистанционному исследованию
окружающей среды им. Ф. Нансена,
Норвегия, г. Берген
E-mail: igor.esau@nersc.no

АНОТАЦІЯ Стаття присвячена чисельному дослідженню нейтрально стратифікованого планетарного атмосферного прикордонного шару над однорідною шорсткою поверхнею. Для розрахунків використовувалася модель великих вихорів *LESNIC* з динамічною змішаною схемою турбулентного підсіткового замикання. Розглянуто структуру турбулентності в атмосферному прикордонному шарі для різних значень безрозмірного поверхневого числа Россбі. Отримано закони опору – залежності повного кута повороту вітру і геострофічного коефіцієнта опору від числа Россбі. Визначено вертикальні профілі середньої швидкості, турбулентних напружень, дисперсій компонент швидкості, турбулентної кінетичної енергії. Розраховані просторові спектри кінетичної енергії турбулентності. Показано, що в моделі задовільно відтворюються результати, отримані раніше. Продемонстровані значні переваги моделі великих вихорів зі змішаною динамічною схемою підсіткового замикання.

Ключові слова: атмосферний прикордонний шар, чисельне моделювання, вихоророздільні моделі.

ABSTRACT The paper concerns numerical investigation of the neutrally stratified planetary atmospheric boundary layer over a homogeneous rough surface. The large eddy simulation model *LESNIC* including a dynamical mixed scheme of turbulent sub-grid closure is used for modeling. The turbulence structure in the atmospheric boundary layer for various values of the non-dimensional surface Rossby number is considered. The drag laws, i. e. dependences of the cross-isobaric surface wind angle and the geostrophical drag coefficient on the Rossby number, are obtained. Vertical profiles of average velocity, turbulent stresses, variances of velocity components, turbulent kinetic energy are defined. Spatial spectra of turbulence kinetic energy are computed. It is shown that the model satisfactorily reproduces the results obtained earlier. Significant benefits of the large eddy simulation model including the dynamical mixed sub-grid closure scheme are demonstrated.

Keywords: atmospheric boundary layer, numerical modeling, large eddy simulation model.

