

УДК 532.517

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕОДНОРОДНОЙ ПРОНИЦАЕМОЙ ШЕРОХОВАТОСТИ В АЭРОДИНАМИЧЕСКОМ КАНАЛЕ

Е. А. ГАЕВ*, Э. СЭЙВОРИ**, Н. ТОЙ**

* Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

** Университет Сарри, Гилдфорд, Великобритания

Получено 05.05.99 ◊ Пересмотрено 17.11.99

Методами термоанемометрии экспериментально исследуется течение внутри и над проницаемой шероховатостью высотой 120 мм, размещенной на полу аэродинамического канала. Шероховатость представляет собой массив "деревьев", составленный из плоских треугольных "крон" высотой 70 мм на цилиндрических "стволах", допускающих несколько ориентаций по отношению к воздушному потоку. Получены распределения средней скорости и интенсивности турбулентности, спектры пульсаций продольной скорости и их трансформация вдоль шероховатости. Результаты могут быть использованы различными дисциплинами, изучающими проницаемую шероховатость в потоках газа или жидкости.

Термоанемометрическими методами экспериментально вивчається течія усередині та зовні пронизної шорсткості висотою 120 мм, що розміщена на підлозі аеродинамічного каналу. Шорсткість являє собою масив "дерев", які складені з "крон" у вигляді плоских трикутників висотою 70 мм та циліндричних "стовбурів", і дозволяє кілька орієнтацій відносно повітряного потоку. Отримано розподіли середньої швидкості та інтенсивності турбулентності, спектри пульсацій продольної швидкості та їхньої трансформації уздовж шорсткості. Результати можуть бути використані в різних науках, що вивчають пронизливу шорсткість у потоках газу чи рідини.

The air flow within and above a 120 mm high canopy located on a wind tunnel ground plane has been investigated using thermal anemometry. The canopy consists of an array of "trees" constructed with flat-plate triangular, 70 mm high "crowns" at the top of cylindrical "stems", allowing several orientations to the air flow. Mean velocity and turbulence intensity distributions, together with turbulence spectra, and their transformation along the canopy are discussed. It is intended that the results should be applicable to several fluid mechanics disciplines by means of a general concept of Penetrable Roughness.

ВВЕДЕНИЕ

Во многих приложениях механики жидкости встречается ситуация, когда часть потока жидкости или газа взаимодействует со слоем препятствий, проникает в этот слой, движется между препятствиями. При этом имеет место обмен кинетической энергии между частью потока, заторможенной в этом слое препятствий, и наружным свободным течением. Метеорологи часто называют такой поток "canopy flow" (поток в покрове), что не имеет общепринятого термина в русском языке. Был предложен более общий термин – *проницаемая шероховатость, ПШ* (Penetrable Roughness) [3], имея в виду разработку единообразного теоретического подхода ко многим практическим задачам промышленной гидромеханики и окружающей среды. Ветровое атмосферное течение в лесу [2, 7], крупномасштабный брызгальный охладитель [9], речной поток с растительностью у берегов или у дна [1, 10, 15] и модели городской застройки [12, 14] — вот только некоторые примеры ПШ.

Монографии Plate [18], Дубова, Быковой и Марунича [2], Raupach'a и Thom'a [19] представля-

ют определенные достижения метеорологов в описании и экспериментальном исследовании специального вида ПШ — лесного или растительного покрова. Современное понимание этого метеорологического явления отражено в недавней книге Finnigan'a и Brunet'a [8]. Ценные лабораторные данные о потоках в проницаемой шероховатости различного вида получены Meroney [16], Kouwen'ом и др. [15], Hsi и Nath [13], Seginer'ом и др. [21], Nuding'ом [17], Ruck'ом и Adams'ом [20], Brunet'ом и др. [7], Shaw и др. [22], Stacey и др. [23], Беновитским [1] и рядом других авторов. Настоящая работа посвящена ПШ нового типа и выявлению трансформации потока по вертикали и по горизонтали вдоль ПШ без повторения результатов других авторов.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ: ТЕЧЕНИЕ НАД ПРОНИЦАЕМОЙ ШЕРОХОВАТОСТЬЮ

Для теоретического описания течения над ПШ используют известную модель турбулентного потока над шероховатой поверхностью. Однако обычная концепция коэффициента шероховатости

z_0 не достаточна для високої проникної шероховатості, так що в розподіленні швидкості приходиться вводити додатковий параметр – товщину витеснення d :

$$U(z) = \frac{U_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right). \quad (1)$$

Було запропоновано множество емпіричних параметризацій для динамічної швидкості U_* , товщини витеснення d і коефіцієнта шероховатості z_0 . Деякі з них відображають парадоксальну залежність, наприклад, z_0 від зовнішнього вітру U_∞ [2], хоча вихідною посылкою було, що цей параметр повинен служити деякою мірою однією лише шероховатості.

Може бути запропоновано декілька іншої підходи. Положимо, що гіпотеза Прандтля про довжину шляху зміщення справедлива в зовнішньому потоці, де має місце постійність напруження сдвигу, так що довжина шляху зміщення $l(z)$ продовжує деяке її значення l_h на верхньому рівні ПШ $z = h$ (тем самим l_h відображає структуру ПШ і турбулентність всередині неї). Підходящим математичним вираженням може бути

$$\tau = \rho \nu_T \frac{\partial U}{\partial z} = \text{const} = \tau_h,$$

$$\nu_T = l^2 \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right|, \quad l(z) = l_h + \kappa \cdot (z - h), \quad z \geq h.$$

Отсюда випливає розподіл осередненої швидкості в новій формі [4]:

$$U = U_h + \frac{U_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z-h}{z_h} + 1\right), \quad (2)$$

де $U_h = U(h)$ — швидкість скользяння на вершині шероховатості. Новий параметр шероховатості z_h (відмінний від використаного раніше "коефіцієнта шероховатості"!) виявляється просто пропорційним значенню довжини шляху зміщення на рівні ПШ, т.е. $z_h = l_h/\kappa$, а U_* — та ж динамічна швидкість, що і раніше. Обидві форми логарифмічного закону майже еквівалентні, поскільки існує перетворення

$$d = h - z_h, \quad z_0 = z_h \exp\left(-\kappa \frac{U_h}{z_*}\right). \quad (3)$$

Рівняння (2) не накладає обмежень на z_h , однак перша формула в (3) дає $z_h/h \leq 1$, що вказує на певну нееквівалентність формул (1) і (2). Нова формула (2) представляється більш зручною, оскільки швидкість скользяння U_h може бути надійно визначена безпосередньо за експериментальними даними.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ: ТЕЧЕНИЕ ВНУТРИ ПШ

Не багато теоретических моделей запропоновано для течій всередині ПШ. Більшість з них мало діло з вітровими течіями в лісі і привело дослідників до висновку, що реалістичною моделлю турбулентності, здатною відобразити специфічні явища наподоби відомого "вторичного максимуму", існуючого іноді між виміряними розподілами швидкості [7, 19], не отримано до цих пір. Незважаючи на це, немає іншого теоретического шляху, як розглядати шар перешкоди, т.е. ПШ, як певну сплошну середу, приблизно представляючу реальний ансамбль дискретних об'єктів. При цьому вводять розподілену силу f , залежущу від вектора локальної швидкості (U, V, W) , і концентрацію перешкоди n $1/\text{м}^3$, замінюючи ними реальну ПШ в теоретическій моделі. Таким методом в наближенні пограничного шару можуть бути досліджені різні механічні структури [11]. Структура з нерухомих перешкод, подібна розглядаємої в нинішньому експерименті, являється найпростішою і може бути описана рівняннями

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0, \quad z \in [0, h]$$

$$\rho \left(U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial W}{\partial z} \right) = \frac{\partial \tau}{\partial z} - f(U, n),$$

де масова сила $f = nF$ визначається за звичайною силою впливу потоку на одиничну перешкоду $F = \frac{1}{2} \rho c_x U^2 \cdot \Delta S$. Повинні бути також поставлені додаткові "умови сопряження", щоб зв'язати внутрішнє рух в ПШ з зовнішнім пограничним шаром. Чисельне дослідження декількох структур ПШ, проведене першим автором, привело до висновку, що поле течія може бути розділено на два ділянки, де процеси розсіювання кінетическої енергії потоку і її приток від зовнішнього потоку грають різну роль. На початковій ділянці дисипація енергії на перешкодах домінує, в той час як приток енергії неігноруємо малим, так що $\tau \equiv 0$, $W \ll U$. Отсюда може бути отримано наближене рівняння

$$\rho U \frac{dU}{dx} = f(U), \quad 0 \leq z \leq L.$$

Воно дає оцінку падіння швидкості внутрішнього потоку одразу після його проникнення в проникну шероховатість

$$U(x) = U_0 \exp\left(-\frac{1}{2} c_x s x\right), \quad (4)$$

где $s = n \cdot \Delta S$.

Хотя эта формула получена в предположении $s(z) = \text{const}$, она далее использована и для анализа неоднородной ПШ. Завершение трансформации вертикального распределения продольной скорости $U(z)$ свидетельствует о том, что сток кинетической энергии достиг равновесия с притоком энергии. Так начинается основной участок, который затем простирается до конца ПШ, так что $W \equiv 0$ и $\partial U / \partial x \equiv 0$. Система уравнений упрощается до одного обыкновенного дифференциального уравнения

$$\frac{d\tau}{dz} = f(U), \quad 0 \leq z \leq h, \quad x > L, \quad (5)$$

$$z = 0, \quad U = 0.$$

Известны несколько решений (5), различающиеся принятой гипотезой замыкания турбулентности [2]. Для качественной оценки целесообразно взять простейшее замыкание:

$$\tau = \rho \nu_T \frac{dU}{dz}, \quad \nu_T = \text{const} = \nu_{T0}, \quad z \in [0, h].$$

Конечно, "осредненное" значение внутренней эффективной вязкости ν_{T0} не совпадает с ламинарной вязкостью ν . Сопряжением с наружным течением получаем

$$\nu_{T0} = \nu_T(h+0) = l_h^2 U'(h+0).$$

Находим также следующее распределение скорости внутри ПШ:

$$\frac{U}{U_h} = \frac{\text{sh}(A\bar{z})}{\text{sh}(A)} \quad (6)$$

при условии, что коэффициент

$$A^2 = \frac{c_x s(z) W h^2}{2\nu_{T0}}$$

постоянен, где W — характерный масштаб скорости внутри проницаемой шероховатости и $\bar{z} = z/h$.

Высказанные теоретические соображения следует проверить экспериментально.

3. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проведен в аэродинамическом канале университета Сарри (Великобритания). Модель проницаемой шероховатости была установлена на нижней стенке канала, имеющего прямоугольное рабочее сечение шириной 1.37 м и высотой 1.68 м. ПШ представляла собой массив из

множества препятствий, каждое из которых было составлено из цилиндрического "ствола" диаметром 9 мм, высотой $h_1 = 70$ мм и с щелью глубиной $\Delta h_1 = 30$ мм наверху, в которую вставлялась плоская "крона" в виде равнобедренного треугольника высотой $h_2 = 80$ мм и с основанием 80 мм. Общая высота ПШ была $h = h_1 - \Delta h_1 + h_2 = 120$ мм. Такие препятствия (назовем их условно "деревьями") были установлены в 60 рядов с расстоянием между соседними "деревьями" в ряду (поперек канала) $\Delta y = 120$ мм и расстоянием между рядами (в продольном направлении) $\Delta x = 60$ мм. Каждый последующий ряд был смещен вправо относительно предыдущего на $\frac{1}{4}\Delta y$; если препятствия спроектировать на вертикальную плоскость и разным цветом отмечать изображения "деревьев" различного удаления от нее, то в плоскости проекции будет иметь место строгая периодичность с периодом $T = \Delta y$. Указанные расстояния делают возможной подробную диагностику не только наружного, но и внутреннего потока при помощи термоанемометрии. Геометрическую ориентацию "крон" можно было варьировать, придавая им положение "вершиной вниз" (D -ориентация) или "вершиной вверх" (U -ориентация); вращением "стволов" можно было менять также ориентацию "крон" относительно воздушного потока — нормально к нему (основной эксперимент), параллельно потоку (0°) или под углом 45° . Наконец, легко можно было получить ПШ из одних только "стволов" высотой $h = h_1 = 70$ мм. Такая модель ПШ позволяла исследовать широкий диапазон структур ПШ и условий течения.

Использовались термоанемометрические датчики двух видов — с одиночной нитью и с двумя скрещенными нитями [5]. Такие датчики позволяют получить распределения всех трех компонент средней скорости $U, V, W(z)$ и их одноточечных корреляций $u'u', w'w', v'v', u'v'$ и $u'w'$, с помощью автоматической координатной системы помещая датчик в различные положения внутри и над проницаемой шероховатостью. Для многих названных видов ПШ и нескольких положений датчика одиночной нити были также проведены измерения спектра продольных пульсаций скорости. Обзор полученных данных для пяти сечений вдоль шероховатости названных видов представлен в табл. 1, где указаны также исследовавшиеся режимы по скорости в центре аэродинамического канала — 2, 4, 6 и 8 м/с. Для оценки коэффициента силы сопротивления c_x одиночного "дерева" и массива из 18 "деревьев" был проведен отдельный эксперимент с использованием весового балансового механизма.

Площадь миделевого сечения каждого "дерева"

Табл. 1. Обзор исследованных случаев в зависимости от позиции измерения вдоль шероховатости, вида измерений, типа шероховатости и скоростного режима

X , N_o ряда	D -шерохова- тость	U -шерохова- тость	U -шероховатость. Угол "крон" 45° к потоку	U -шероховатость. Угол "крон" 0° к потоку	"Стволы" $h=70$ мм
10	Si: 8 м/с Cr: 6 м/с –	– Cr: 8 м/с Sp: 8 м/с	– Cr: 8м/с –	– Cr: 8 м/с –	– Cr: 8 м/с –
20	Si: 8, 6 м/с Cr: 6 м/с –	Si: 8 м/с – Sp: 8 м/с	– – –	– – –	– – –
30	Si: 8,6 м/с – –	– – –	– – –	– – –	– – –
40	Si: 8 м/с – –	– – –	– – –	– – –	– – –
55	Si: 8, 6 м/с Cr: 8, 4, 2 м/с Sp: 8 м/с	– – –	– – –	– – –	Si: 8 м/с – –

Сокращения: Si – одиночная нить, Cr – скрещенные нити, Sp – спектральные измерения.

была $S_0 = 36$ см² при D -ориентации его "кроны" и 35.6 см² при U -ориентации. Поэтому средняя удельная поверхность препятствий, "распределенная" по всему объему пронизываемой шероховатости $\Omega = h \cdot L_x \cdot L_y$ составляла $\bar{s} = S_0 \frac{L_x L_y}{\Delta x \Delta y} / \Omega = 4.17$ м²/м³ для, например, D -шероховатости. Эта площадь, однако, неравномерно распределена по высоте шероховатости, поскольку каждый горизонтальный слой бесконечно-малой глубины Δz "вырезает" от каждого единичного "дерева" различную площадку ΔS_0 . Вертикальное распределение удельной поверхности по высоте будет поэтому сложной функцией вида

$$s(z) = \frac{\Delta S_0}{\Delta x \Delta y \Delta z} = \begin{cases} 1,25 \text{ м}^2/\text{м}^3 & \text{между "стволами"}, \\ 11,1 \cdot \left(1 + \frac{\bar{z}-1}{h_2}\right) & \text{между } D\text{-"кронами"}, \\ 11,1 \cdot \left(1 + \frac{1-\bar{z}}{h_2}\right) & \text{между } U\text{-"кронами"}. \end{cases}$$

Эта функция возрастает с высотой в случае D -шероховатости и убывает для U -шероховатости. Последнее свойство принципиально отличает эти два вида ПШ между собой и от однородной ПШ из одних только "стволов" с $s(z) \equiv \text{const} = 1,25$ м²/м³ (колонка 6 табл. 1). Для характеристики плотно-

сти ПШ и ее "архитектуры" может использоваться либо функция $s(z)$, либо штучная концентрация элементов ПШ $n(z)$ 1/м³ [3, 4].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ D -ШЕРОХОВАТОСТИ

Начальной целью эксперимента было понять соотношение между теорией, способной прогнозировать лишь однозначные функции распределения характеристик течения, и неоднородными трехмерными структурами, которые можно ожидать в реальном течении в виде периодически расположенных поперек потока вихрей и следов за препятствиями. Чтобы зарегистрировать последние, каждый эксперимент включал в себя полные измерения на каждой из четырех вертикалей:

- одной непосредственно позади "дерева" с удалением от него Δx

и последующих вертикалей, сдвинутых от первой в u -направлении на:

- $\frac{1}{4}T = 30$ мм, и находящейся таким образом на расстоянии $2\Delta x$ по потоку за другим "деревом";
- $\frac{2}{4}T = 60$ мм, и находящейся на расстоянии $3\Delta x$ в аэродинамической тени за впереди стоящим "деревом";
- $\frac{3}{4}T = 90$ мм, и находящейся таким образом на расстоянии $4\Delta x$ за другим "деревом".

Следующая такая вертикаль со сдвигом $T=120$ мм находилась бы снова, как и первая, в непосредственной "тени" впереди стоящего "дерева" на расстоянии Δx . Такого рода профили представляют информацию из различных позиций периодического следа за системой препятствий в пределах одного ее периода T . Они необходимы для выполнения дополнительного "пространственного осреднения" [6, 19]. Такие профили были получены для различного удаления $X = 10, 20, 30, 40$ и 55 рядов вдоль проницаемой шероховатости. В своей совокупности они характеризуют трансформацию течения вдоль шероховатости, как это показано на рис. 1. Рисунок свидетельствует, что внутри исследуемой шероховатости существует весьма заметное турбулентное движение. Понятно, в соответствии с предыдущими пояснениями, почему в каждом X -сечении потока имеется несколько несовпадающих профилей. Ни одна из существующих теорий не в состоянии прогнозировать такое трехмерное течение. Но, к счастью, практически требуется знать лишь профили, каким-либо образом осредненные [19]. С другой стороны, измерения демонстрируют тот существенный факт, что различие между индивидуальными профилями быстро уменьшается вдоль по потоку. Это также оправдывает результаты математического моделирования. На основе измеренных профилей с описанным поперечным сдвигом получены изолинии в поперечном сечении канала средней продольной скорости U/U_∞ (рис. 2 (А)) и интенсивности ее флуктуаций $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}/U$ (рис. 2 (Б)) на удалении от начала ПШ в $X=10$ рядов, т.е. $x=5h$. (X означает длину, выраженную в количестве рядов, в то время как x – длину в мм или см, $x=X\Delta x$). Отчетливо видны периодические структуры в течении. Они исчезают далее по течению. Важно отметить, что уровень турбулентности внутри ПШ чрезвычайно высок (см. рис. 1, (Б)). Согласно полученным данным, статистические корреляции между флуктуациями компонент скорости достигают величин

$$\begin{aligned} \langle u'u' \rangle &\approx 0,42U_\infty^2, & \langle w'w' \rangle &\approx \langle v'v' \rangle \approx 0,07U_\infty^2, \\ \langle u'w' \rangle &\approx 0,09U_\infty^2, & \langle u'v' \rangle &\approx 0,04U_\infty^2. \end{aligned}$$

При столь высоком уровне турбулентности, как известно, термоанемометр дает значительные погрешности. Поэтому полученные данные следует рассматривать как предварительные.

На профилях продольной скорости (рис. 1, А) на начальном участке ПШ возникают — вследствие, очевидно, неоднородности плотности $s(z)$ — максимум и минимум, но они исчезают далее по дви-

жению, и профили $U(z)$ становятся монотонными. Метеорологи утверждают [19], что в лесном покрове максимумы сохраняются даже при очень большой протяженности леса (явление "вторичного максимума"). Достоверность этого явления и его причины на сегодняшний день не вполне ясны.

О развитии пограничного слоя над шероховатостью можно судить по профилям рис. 1, однако более точную информацию дает рис. 3, где представлена его толщина $\delta(x)$. Сплошная линия 1 показывает расширение погранслоя над различными ПШ высотой $h=120$ мм. Можно заключить, что погранслоем растет гораздо интенсивнее, чем над обычной шероховатостью. Весьма неожиданно, что этот процесс почти не зависит не только от архитектуры ПШ, но и от скоростного режима U_∞ (заполненные значки).

Возникает вопрос о применимости ранее полученных теоретических формул. Максимальные и минимальные значения скорости на профилях $U(z)$ в том или ином сечении ПШ представлены на рис. 4 и соединены соответственно штриховой и пунктирной линиями. Обе кривые сходятся с удалением X от начала ПШ, поскольку экстремумы на профилях сглаживаются. Кривые сопоставляются со сплошной линией, представляющей теоретическое падение скорости (4) в ПШ равномерной плотности, приближенно осредняющей показанную выше функцию $s(z)$. Соответствие теории и эксперимента, как видим, хорошее. На основании этого рисунка можно утверждать, что начальный участок простирается примерно до сечения $X=L \approx 35$ рядов $= 17h$ для исследованной здесь проницаемой шероховатости. Сечения ПШ $X=40$ и 55 рядов ($20h$ и $27h$, соответственно) уже принадлежат, по-видимому, основному участку. Интересно, что скорость потока внутри ПШ, ранее монотонно убывавшая, в начале основного участка слегка возрастает. Настоящие данные могут быть также сопоставлены с более ранними измерениями, проведенными в Институте гидромеханики НАН Украины [4] (кружки на рис. 4). Они были получены термоанемометрическими измерениями в ПШ из отрезков проволочных стержней диаметром 2 мм и высотой $h=70$ мм двух плотностей $s=4.45$ и 8.90 м²/м³ и различных скоростей потока ("малых" 3–5 м/с, "средних" 7–10 и "больших" 15–20 м/с). Оба эксперимента хорошо согласуются в указанных безразмерных координатах.

Теория предсказывает логарифмичность профилей скорости (2) над ПШ на основном участке. Параметры логарифмического закона (2) были найдены аппроксимацией эмпирических данных теоретической кривой с помощью нелинейного алго-

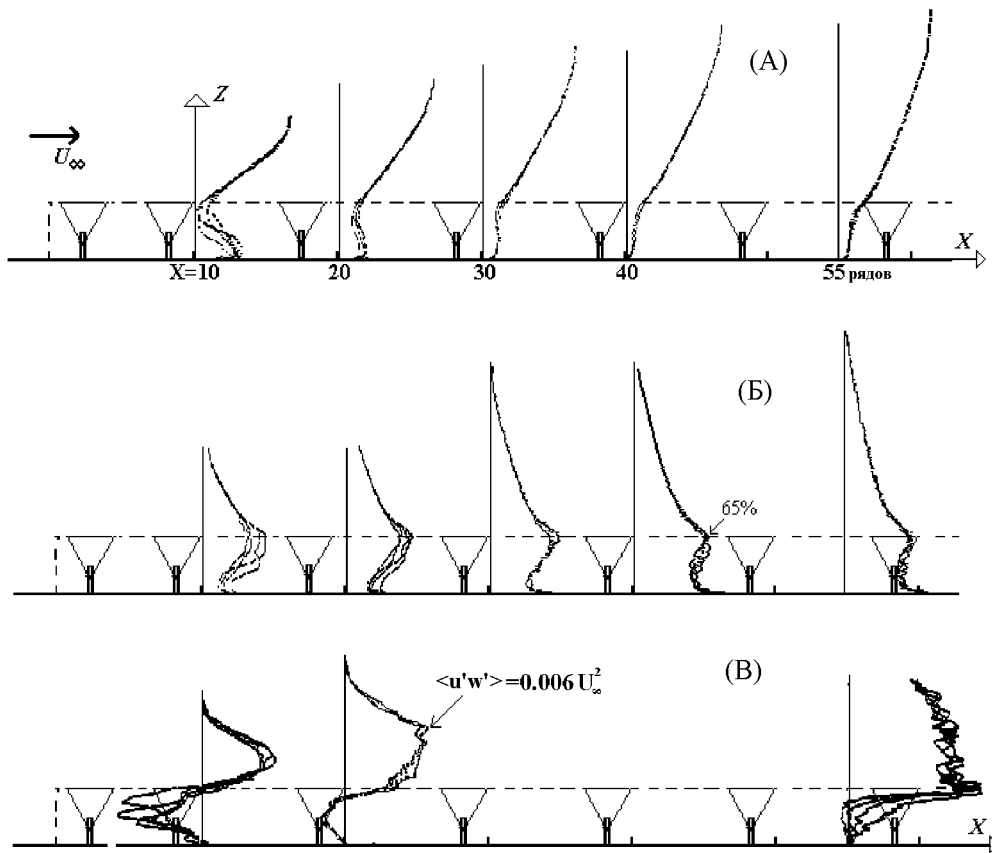


Рис. 1. Трансформация вдоль D -шероховатости средней скорости $U(z)$ (А), интенсивности ее флуктуаций $u'(z)$ (Б) и корреляции флуктуаций $\langle u'w' \rangle$ (В). (Следует иметь в виду, что треугольные "кроны" на самом деле нормальны к потоку, текущему слева направо)

ритма наименьших квадратов Маргарда - Левенберга (Marquardt - Levenberg algorithm), реализованного в широко распространенной графической программе Gnuplot. Для малых X получены нереальные значения, что не является неожиданным. А значения параметров логарифмического закона (2) для больших X (для основного участка) представлены в табл. 2. Последняя колонка таблицы представляет обычный коэффициент шероховатости формулы (1), вычисленный по параметру шероховатости и скорости скольжения согласно (3). Прямые измерения профиля корреляции $\langle u'w' \rangle$, имеющиеся в нашем распоряжении для некоторых экспериментов (отмечены аббревиатурой Сг в табл. 1; см. также профили рис. 1, В) позволяют вычислить напряжение трения (динамическую скорость U_*) иным путем [5, 6]. Результаты приведены в скобках. Различие результатов, полученных двумя методами, до 80% характеризует, по-видимому, погрешность использовавшихся ме-

тодов термоанемометрии в высокотурбулентных потоках.

Установлено также, что измеренные внутри основного участка ПШ профили средней продольной скорости довольно хорошо соответствуют теоретической формуле (6). Безразмерные координаты, использованные в (6), делают профили независимыми от скоростного режима аэродинамического канала U_∞ . Это происходит вследствие нормализации профилей на скорость скольжения $U_h = U(h)$, зависящей от U_∞ .

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ ДРУГИХ ТИПОВ ПШ

Данные, полученные для других типов шероховатости, к сожалению не столь полны (см. табл. 1). Тем ни менее они позволяют сделать некоторые полезные сравнения с предыдущим анализом для D -шероховатости.

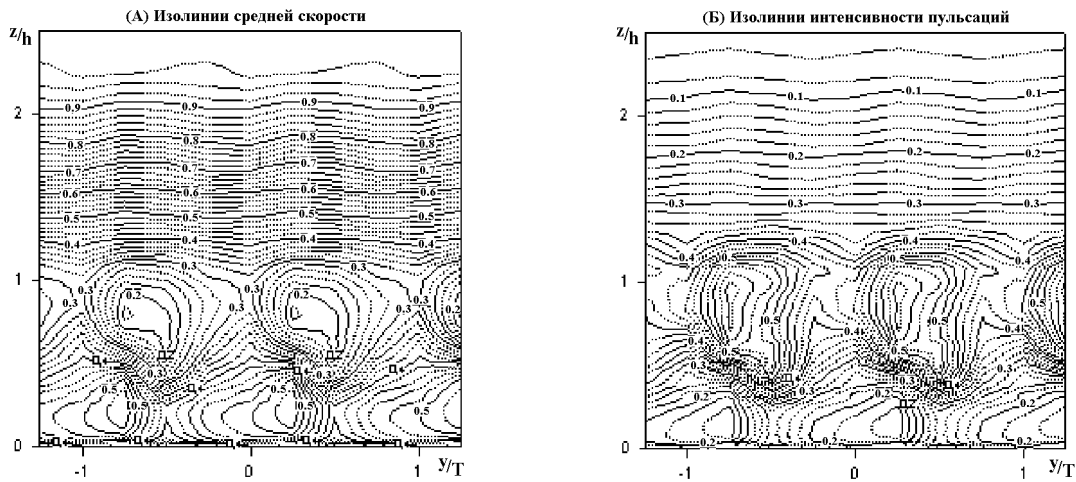


Рис. 2. Изолинии нормализованной средней скорости (А) и интенсивности продольных пульсаций (Б) позади участка D -шероховатости в $X = 10$ рядов

Табл. 2. Параметры логарифмических функций (1) и (2) для течения сверху над ПШ

X , рядов, U_∞	U_h , м/с	z_h/h	U_* , м/с	z_0/h
D-шероховатость				
40 рядов, 8 м/с	1.87	1.38	2.0	0.95
55 рядов, 8 м/с	2.2	0.86	1.30	0.44
8 м/с	2.7	1.48	1.37 (0.73)	0.67
6 м/с	1.7	0.74	0.88	0.34
4 м/с	1.3	0.69	0.52 (0.35)	0.25
2 м/с	0.66	0.55	0.24 (0.16)	0.18
Шероховатость из одних "стволов"				
55 рядов 8 м/с	4.8	4.1	2.3	1.78

U -шероховатость имеет плотность препятствий, монотонно убывающую с высотой выше уровня $z = h_1 - \Delta h_1$, что и отличает ее от D -шероховатости. Хотя, вследствие вертикальной неоднородности их плотности, на начальном участке каждой из них и возникает неоднородность в распределении $U(z)$, с наличием максимума и минимума, но убывание плотности $s(z)$ для U -шероховатости соответствует общей тенденции профиля $U(z)$ к монотонности с ростом x . По этой причине скорость продольного движения внутри U -шероховатости гасится быстрее, чем это было в D -шероховатости, вследствие чего максимумы скорости почти полностью исчезают при $X = 20$ рядов и изолинии, подобные изображенным на рис. 2, соответствуют почти полностью однородному

течению. Следовые зоны в поперечном сечении канала за 10 рядами "деревьев" значительно слабее и – вполне естественно – примерно на $0.25h$ ниже аналогичных на рис. 2. Подобные срезы течения в ПШ из одних "стволов" ("кроны" удалены) за 10 и 55 рядами показывают лишь монотонные распределения средней продольной скорости. Развитие пограничного слоя над последней ПШ было оценено в двух названных сечениях и показано кривой 2 на рис. 3. Соответствующие ему параметры логарифмического закона также представлены в табл. 2. Полученных для этой ПШ данных, к сожалению, не достаточно, чтобы надежно определить, находится ли сечение за 55 рядами (т.е. $x = 47h$) еще на начальном, или уже на основном участке.

Так называемая " 0° -шероховатость" состояла из U -ориентированных "деревьев", развернутых под углом $\alpha = 0^\circ$ к воздушному потоку (параллельно ему). Тем самым сопротивление потоку, оказываемое "деревьями", было уменьшено до минимального. Если ранее сопротивление воздушному потоку от индивидуальных "деревьев" создавалось преимущественно падением давления за счет обтекания "крон", то теперь оно возникает вследствие трения о поверхность треугольников. Несмотря на такую разницу в возникновении силы сопротивления, какого-либо существенного отличия от ПШ из одних "стволов" при $X = 10$ обнаружено не было.

Те же " U -деревья", повернутые на угол атаки потока $\alpha = 45^\circ$, образовывали " 45° -шероховатость". Естественно, что течение внутри такой ПШ существенно видоизменялось; направление внутреннего течения теперь весьма от-

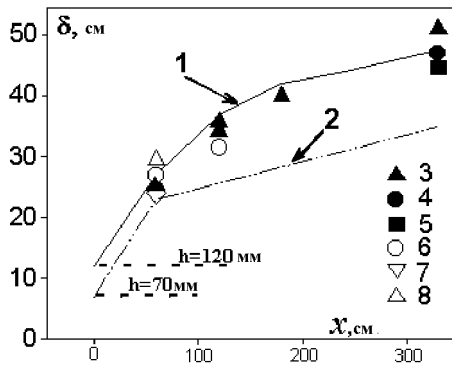


Рис. 3. Толщина наружного пограничного слоя над ПШ различных исследованных типов. Линии 1 и 2 – соответственно D -шероховатость и ПШ из одних "стволов", $U_\infty = 8$ м/с. Заполненные значки – для режимов скорости (3) – 6 м/с, (4) – 4 м/с и (5) – 2 м/с над D -шероховатостью. Пустые значки: (6) – U -шероховатость, "кроны" нормальны к потоку, (7) – "кроны" 45° к потоку и (8) 0° к потоку при скорости 8 м/с

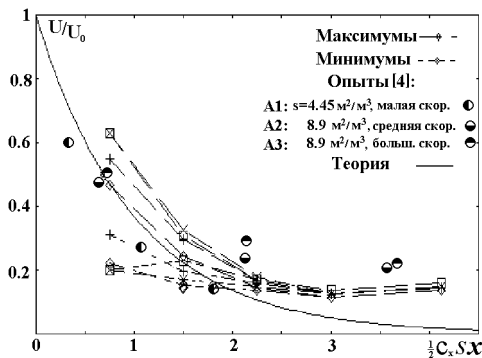


Рис. 4. Экспериментально замерянное падение продольной скорости воздуха внутри D -шероховатости в сравнении с теоретическим прогнозом согласно (4) и предыдущим экспериментом [4] (кружки) для ПШ двух плотностей из стержней и трех режимов скорости

личалось от направления наружного потока вдоль аэродинамического канала.

Несмотря на разнообразие архитектуры исследованных типов проницаемой шероховатости, их воздействие на внешний поток во всех случаях почти не различается. Все виды "деревьев" создают погранслоем вне ПШ примерно одной и той же толщины, как показывают данные рис. 3 для $X = 10$ и 20 рядов.

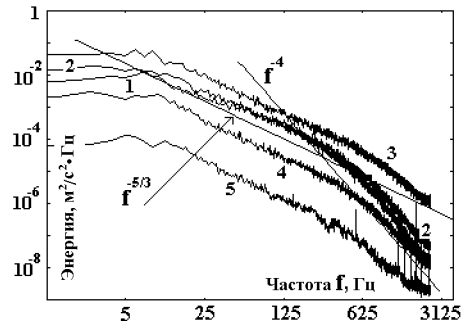


Рис. 5. Энергетические спектры пульсаций продольной скорости на различных высотах внутри и вне U -шероховатости на вертикали $X = 10$ рядов: 1 - $z = 0.02h$; 2 - $0.67h$; 3 - $1.5h$; 4 - $2.5h$; 5 - $3.5h$

6. СТАТИСТИКА ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПШ

Измерения уже только вторых статистических моментов пульсаций выявляют весьма турбулентную природу вихреобразования во внутреннем течении в ПШ, индуцированного препятствиями, что подтверждает выводы недавних публикаций [7, 22]. Для получения спектра частот турбулентности, 30-секундные цифровые записи сигналов датчика термоанемометра одиночной нити обрабатывались с помощью быстрого преобразования Фурье, что было проделано для множества положений датчика как внутри, так и вне проницаемой шероховатости. Рисунок 5 представляет спектры пульсаций продольной скорости на различных уровнях вертикали, удаленной на 10 рядов U -шероховатости. Все кривые по своей форме похожи, но смещены по вертикали относительно друг друга. Энергия пульсаций получается независимой от частоты при малых значениях последней. На более высоких частотах $10 < f < 600$ Гц энергия пропорциональна $f^{-5/3}$ и пропорциональна f^{-4} для частот в диапазоне $1000 < f < 2500$ Гц. Спектральные кривые практически совпадают в нижней части шероховатости $0 < z < 0.7h$; затем энергия пульсаций медленно возрастает до высоты примерно $z \approx 1.5h$, и с подъемом выше этого уровня резко убывает. Таковы свойства пульсаций на начальном участке ПШ.

Аналогичные спектральные данные были получены для основного участка D -шероховатости (при удалении 55 рядов от ее начала, см. табл. 1). Их поведение подобно предыдущим, с той разницей, что наиболее интенсивные пульсации достигались на уровне верхушки ПШ $z \approx h$, а затем спектральные кривые с ростом z медленно опуска-

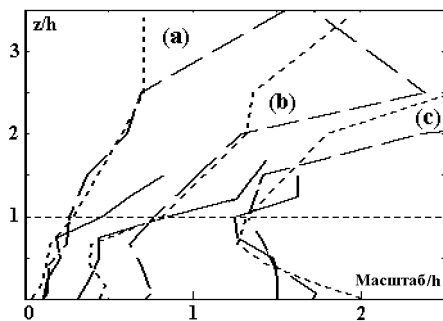


Рис. 6. Изменение по высоте D -шероховатости различных масштабов турбулентного движения: (а) - интегральный масштаб; (б) - микромасштаб (умноженный на 20); (с) - колмогоровский масштаб (умноженный на 1500). Длинные черточки - $X = 10$ рядов = $5h$; короткие черточки - $X = 20$ рядов = $10h$; сплошные линии - $X = 55$ рядов = $27.5h$

лись. Область равномерного распределения энергии по малым частотам при этом исчезала вовсе. Масштабы, характеризующие турбулентные вихри, были получены из спектральных распределений по известным формулам [5], и некоторые из них представлены на рис. 6. Получается, что микромасштаб турбулентности примерно в 10 раз меньше интегрального масштаба вихрей, а последний в 1500 раз превосходит колмогоровский масштаб. Интегральный и колмогоровский масштабы вихрей вдоль ПШ существенно не изменяются, в отличие от микромасштаба. С подъемом над шероховатостью все эти масштабы возрастают примерно линейно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Исследованная здесь лабораторная модель позволяет изучать проницаемую шероховатость различной архитектуры, такой как однородная, с возрастающей и убывающей с высотой плотностью.
- Трансформация потока вдоль проницаемой шероховатости (ПШ) исследовалась в терминах первого и второго статистических моментов турбулентности, измеренных при помощи термоанемометрических датчиков одиночной нити и двух скрещенных нитей. При этом различали "начальный" и "основной" участки течения, как это вытекает из теории.
- Представляется, что теоретический подход к ПШ, основанный на модели сплошной среды, может удовлетворительно описать важные осредненные характеристики течения. Необ-

ходимы, однако, новые модели, способные отразить статистические свойства турбулентности в ПШ.

Авторы выражают благодарность английскому Королевскому Обществу (The Royal Society) за поддержку визита первого автора в университет Сарри, где и было проведено настоящее экспериментальное исследование.

1. Беновицкий Э.Л. Уравнение плановой эпюры скорости течений в руслах с береговой растительностью // Водные ресурсы. - 1995. - 22, N 4. - С. 407-412.
2. Дубов А.С., Быкова Л.П., Марунич С.В. Турбулентность в растительном покрове. - Л.: Гидрометеиздат, 1978. - 180 с.
3. Гаев Е.А. Влияние особенностей легкопроницаемой шероховатости на гидродинамику ламинарного потока // Гидромеханика. - 1984. - 50. - С. 44-52. (Англ. перевод: Effect of Easily Penetrable Roughness on the Hydrodynamics of Laminar Flow. - *Fluid Mech. Soviet Research*, 1990, 19, N 3. - P. 1-12)
4. Гаев Е.А., Мелевский В.В., Никитин И.К., Цымбал В.С., Прохоров В.Н. Турбулентные течения, сформированные проницаемой шероховатостью // В кн.: Механика неоднородных и турбулентных потоков (под ред. акад. В.В. Струминского). - М.: Наука. - 1989. - С. 107-115. (Англ. перевод: Turbulent flows in and above a permeable roughness layer. - *Fluid Mechanics, Soviet Research*, 1990, 19, N 6. - P. 79-89)
5. Дыбан Е.П., Эпик Э.Я. Тепломассообмен и гидродинамика турбулизированных потоков. - К.: Наук. думка, 1985. - 296 с.
6. Никитин И.К. Сложные турбулентные течения и процессы тепло-массопереноса. - К.: Наук. думка, 1980. - 240 с.
7. Brunet Y., Finnigan J.J., Raupach M.R. A wind tunnel study of air flow in waving wheat: single-point velocity statistics // *Boundary-Layer Meteorology*. - 1994, N 70. - P. 95-132.
8. Finnigan J. J., Brunet Y. Turbulent airflow in forests on flat and hilly terrain // In: *Wind and Trees*. - 1995, Cambridge: University Press. - P. 3-40.
9. Gayev Ye. Aerothermal theory of easily penetrable roughness: Particular application to the atmospheric flow in and over longscale spray cooling system // *Il Nuovo Cimento (Bologna)*. - 1997. - 20C, N 3. - P. 331-342.
10. Gayev Ye. Theoretical modelling of river flows with penetrable roughnesses. - University of Karlsruhe: Report of the Institute of Hydromechanics, 1997. - 45 p.
11. Gayev Ye. Mathematical modelling of industrial and environmental flows formed by easily penetrable roughness // *Computational Technologies for Fluid /Thermal /Structural /Chemical Systems with Industrial Applications* (C.R. Kleijn and S. Kawano eds.). - N.Y.: ASME PVP-Vol. 377-2, V. II, 1998. - P. 303-310.
12. Gayev Ye. A., Savory E. Influence of street obstructions on flow processes within urban canyons // *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. - 1999, 82. - P. 89-103.

13. Hsi G., Nath J.H. Wind drag within simulated canopies // J. Appl. Meteorology.– 1970.– **9**, N 4.– P. 592–602.
14. Jerram N., Perkins R.J., Fung J.C.H., Davidson M.J., Belcher S.E., Hunt J.C.R. Atmospheric flow through groups of buildings and dispersion from localized sources // In: Wind Climate in Cities, NATO Advanced Study Institute.– Karlsruhe.– 1995.– P. 109–130.
15. Kouwen N., Unny F.E., Hill H.M. Flow retardance in vegetated channels // Proc. ASCE, J. of Irrigation and Drainage Div.– 1969.– **95**, N IR2.– P. 329–342.
16. Meroney R.N. Characteristics of wind and turbulence in and above model forest // J. Appl. Meteorology.– 1968.– **7**, N 5.– P. 780–788.
17. Nuding A. Fließwiderstandsverhalten in Gerinnen mit Ufergebüsch.– Technische Hochschule Darmstadt: Wasserbau-Mitteilungen, 1991.– 35 p.
18. Plate E.J. Aerodynamic Characteristics of Atmospheric Boundary Layers.– U.S. Atomic Energy Commission: TID-25465, 1971.– 190 p.
19. Raupach M. R., Thom A. S. Turbulence in and above plant canopies // Ann. Review Fluid Mech.– 1981.– **13**.– P. 97–129.
20. Ruck B., Adams E. Fluid mechanical aspects of the pollutant transport to coniferous trees // Boundary-Layer Meteorology.– 1991.– **56**.– P. 163–195.
21. Seginer I., Mulhearn P.J., Bradley E.F., Finnigan J.J. Turbulent flow in a model plant canopy // Boundary-Layer Meteorology.– 1976.– **10**.– P. 423–453.
22. Shaw R.H., Brunet Y., Finnigan J.J., Raupach M.R. A wind-tunnel study of air flow in waving wheat: two-point velocity statistics // Boundary-Layer Meteorology.– 1995.– **76**.– P. 349–376.
23. Stacey G.R., Belcher R.E., Wood C.J., Gardiner B.A. Wind flows and forces in a model spruce forest // Boundary-Layer Meteorology.– 1994.– **69**.– P. 311–334.