ФИЗИКА ЗЕМЛИ, АТМОСФЕРЫ И ГИДРОСФЕРЫ

Деформация вертикального профиля скорости в процессе торможения потока с обратным градиентом давления

О. Н. Мельникова,[a] Х. Ян

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики моря и вод суши. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

Поступила в редакцию 14.01.2021, после доработки 02.02.2021, принята к публикации 15.02.2021.

Экспериментально показано, что обратный градиент давления приводит к периодическому торможению пограничного слоя плоскопараллельного течения в открытом канале. В процессе торможения за счет действия обратного градиента давления и силы трения формируется мгновенный вертикальный профиль скорости с локальным минимумом, расположенным выше вязкого слоя между двумя точками перегиба. Показано, что в тонком слое, содержащем верхнюю точку перегиба, плоскопараллельное течение неустойчиво, что подтверждено в эксперименте: в этом слое зафиксировано формирование цилиндрического вихря при критическом значении обратного градиента давления в конце цикла торможения.

Ключевые слова: генерация цилиндрических вихрей, массовые вихри в потоке со сдвигом скорости, вязкий слой потока жидкости, устойчивость плоскопараллельного течения.
УДК: 534.141.4, 532.5.032. PACS: 47.35.Bb, 92.10.Hm.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема устойчивости течений в пограничном слое потока у твердой поверхности важна для многих технических и геофизических задач, таких как теория крыла, исследования гидродинамических потоков, переноса наносов и примесей, деформация дна рек и каналов. В тонком слое потока, прилегающем к стенке, вязкость доминирует. Выше вязкого слоя существует область, где вязкость еще сильно влияет на течение, образуя пограничный слой. Течение жидкости удовлетворяет уравнению Навье—Стокса, включающего влияние вязкой диффузии и градиента давления. Для несжимаемой жидкости

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu\Delta\mathbf{u}, \quad \nabla\mathbf{u} = 0, \quad \mathbf{u}|_S = 0,$$

где $\mathbf{u}$ — скорость течения, ρ, ν — плотность и кинематическая вязкость жидкости, p — давление, t — время, S — поверхность раздела. Для стационарных потоков однородной жидкости без обратного градиента давления на основе соображений подобия для внешней части пограничного слоя получен вертикальный профиль скорости $u(y)$, называемый «универсальным законом стенки» [1]:

$$u = u_*\left(\frac{1}{\kappa}\ln\frac{yu_*}{\nu} + C\right), \quad u_* = \sqrt{\nu\frac{\partial u}{\partial y}}, \qquad (1)$$

где κ, C — постоянные. В [1] Прандтль впервые предположил, что под действием положительного градиента давления в пограничном слое потока течение тормозится вплоть до полной остановки жидкости, что должно приводить к образованию вихрей. Потерю устойчивости ламинарного течения в пограничных слоях потоков с обратным градиентом давления обнаружили в многочисленных исследованиях в экспериментальных и натурных условиях (например, [2–5]). Математическое моделирование таких нестационарных пограничных течений является сложной задачей, которую пока решить не удалось. Были сделаны попытки эмпирически подобрать параметры и способы нормировки данных, чтобы представить вертикальные профили усредненной по времени скорости нестационарного течения в виде экспонент, подобных решению (1). Считается, что у самого дна, где скорость течения полагается равной нулю, возникает точка перегиба на вертикальном профиле скорости, обеспечивая неустойчивость ламинарного течения. Однако форма профиля с точкой перегиба не гарантирует потерю устойчивости ламинарного течения к малым возмущениям [6]. Кроме того, экспериментальные и натурные исследования показывают, что у дна наблюдается линейное распределение скорости по вертикали [2–5] без точки перегиба. Можно предположить, что причина неудач такого подхода заключается в том, что устойчивость плоскопараллельного течения анализируется по форме вертикального профиля усредненной по времени скорости течения. В [7] экспериментально показано, что в прямом канале в пограничном слое потока с обратным градиентом давления имеет место нестационарный циклический процесс торможения жидкости, а каждый цикл заканчивается формированием цепочки цилиндрических вихрей с горизонтальной осью, направленной в поперечном направлении. В [8] также экспериментально зафиксирована периодическая генерация возмущений у стенки в потоке с положительным градиентом давления. Периодическая потеря устойчивости ламинарного движения может быть связана с периодической деформацией вертикального профиля скорости в процессе торможения жидкости. Можно предположить, что в процессе периодического торможения жидкости существует критическая фаза, в которой на профиле формируется особенность, обеспечивающая потерю устойчивости ламинарного движения. Для проверки сделанного предположения необходимо эксперимен-

[a] E-mail: olamel@yandex.ru

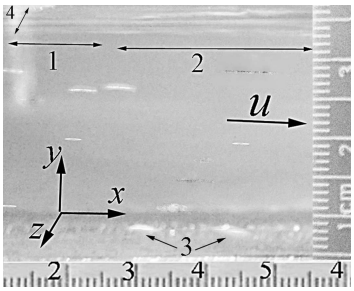

Рис. 1. Схема течения. *1* — область равномерного течения, *2* — область замедляющегося течения, *3* — вихри в пограничном слое потока, *4* — поверхность воды

тально исследовать процесс торможения жидкости в потоках с обратным градиентом давления, получить вертикальные профили скорости в различных фазах процесса торможения течения. Решение этой задачи является целью настоящей работы. Эксперименты проводились в прямом канале, схема течения показана на рис. 1. Горизонтальные треки частиц нейтральной плавучести демонстрируют ламинарный характер течения везде, кроме пограничного слоя. В рабочей области имелась зона, в которой скорость течения не менялась в направлении движения (цифра *1*), и зона, в которой скорость уменьшалась по течению (цифра *2*). Такое распределение скорости обеспечивалось изменением местного наклона дна канала в диапазоне 1–2° с помощью встроенных домкратов и изменением расхода воды на выходе из канала. В процессе торможения жидкости на границе зон перепад скорости менялся и достигал максимума, что позволяло наблюдать потерю устойчивости ламинарного течения и формирование вихрей (цифра *3*) в пограничном слое потока.

1. МЕТОДИКА И АППАРАТУРА

Эксперименты проводились в прямом канале с гладкими прозрачными стенками из оргстекла длиной 3.5 м, шириной 15 см с регулируемым наклоном дна. Были исследованы равномерные потоки с нулевой составляющей градиента давления в направлении движения $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ и потоки с обратным градиентом давления $\frac{\partial p}{\partial x} > 0$. Расход воды не менялся во времени. Толщина слоя воды составляла $2.1 < h < 3.1$ см. Максимальная (в сечении) средняя скорость потоков в серии экспериментов составляла $15 < U_{\max} < 40$ см/с, число Рейнольдса $\mathrm{Re} = \frac{U_{\max} h}{\nu}$ заключено в диапазоне $(4.5–12) \cdot 10^4$, среднее значение $\frac{\partial u}{\partial x}$ не превышало по модулю 0.1 с$^{-1}$. Для исследования поля скорости использовалась видеозапись перемещения частиц с плотностью $\rho = 1.05$ г/см^3 и средним диаметром 0.2 мм. Размер частиц позволял разрешать скорость течения в вязком слое потока толщиной порядка 2 мм. Видеозапись велась через боковую стенку канала. Скорость видеозаписи — 25 кадров в секунду. Камера вручную фокусировалась на ось канала, чтобы по четкости изображения отличать и использовать при обработке частицы, перемещающиеся вдали от вертикальных стенок. Рабочий участок занимал 18 см вдоль продольной оси канала. Обработка данных видеозаписи с помощью программы Adobe Photoshop позволила получить траектории и скорости частиц, одновременно перемещавшихся вдоль рабочего участка на разных горизонтах. Скорость потока определялась по смещению частиц от кадра к кадру. Для исследования поля скорости основного плоскопараллельного течения учитывалось перемещение только тех частиц, которые имели горизонтальные траектории, направленные вдоль оси канала (оси x). Такой выбор частиц исключал учет возмущений, вносимых вихрями в плоскопараллельное течение основного потока [7, 9]. Среднее значение скорости для координаты x, y, z определялось по нескольким частицам, имеющим близкие траектории для заданной фазы торможения течения.

2. ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ПРОФИЛИ СРЕДНЕЙ СКОРОСТИ РАВНОМЕРНЫХ И ЗАМЕДЛЯЮЩИХСЯ ТЕЧЕНИЙ

На рис. 2 приведены нормированные профили усредненной по времени скорости для двух потоков одинаковой глубины $h = 3$ см и одинаковой максимальной в сечении скорости $U_{\max} = 30$ см/с. Один из потоков — равномерный, а второй — с обратным градиентом давления с начальным значением продольного градиента скорости $u_x = -0.1$ см$^{-1}$. Время усреднения значений скорости на порядок превышало период процесса торможения замедляющегося потока и составляло 6 с. Из приведенных данных следует, что в равномерных и замедляющихся потоках у дна существует вязкий слой с линейной зависимостью средней скорости течения от вертикальной координаты $u(y)$. Толщина вязкого слоя определяется точкой пересечения двух линий тренда: для вязкого слоя — это линейная функция $u(y)$, а для внешней части пограничного слоя — экспонента. В исследованном диапазоне значений скорости ($15 < U_{\max} < 40$ см/с) толщина вязкого слоя равномерного потока составляет $\delta \approx 0.1 \cdot h$, а скорость на верхней границе вязкого слоя — $u(\delta) \approx 0.5 \cdot U_{\max}$. В замедляющемся потоке толщина слоя с линейным профилем средней скорости составляет $\delta \approx 0.06 \cdot h$, а $u(\delta) \approx 0.4 \cdot U_{\max}$ — эти значения ниже, чем в равномерном потоке.

Экспериментальные данные показывают, что форма профиля усредненной по времени скорости замедляющегося потока выше вязкого слоя подобна профилю (1), линейна в вязком слое и не имеет точек перегиба. Такая форма профиля соответствует устойчивому основному течению [10]. Тем не менее в экспериментах был зафиксирован периодический вылет вихрей в потоках с обратным градиентом давления, как и в работах [7, 8]. Для объяснения неустойчивости течения замедляющегося потока было исследовано изменение формы вертикального профиля скорости в различных фазах процесса торможения.

3. ПРОФИЛИ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЯ В РАЗЛИЧНЫХ ФАЗАХ ПРОЦЕССА ТОРМОЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Экспериментальные данные показали, что процесс торможения течения в потоке с обратным градиентом

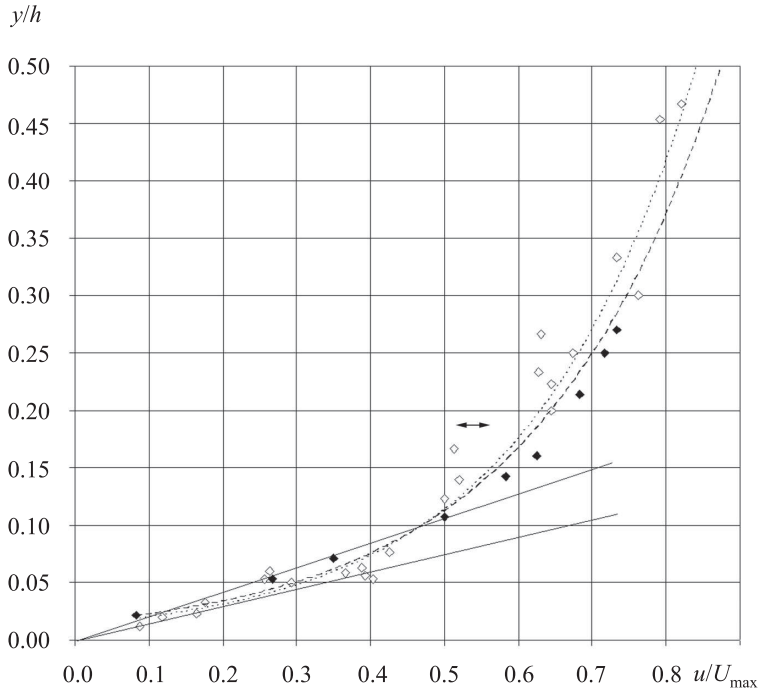

Рис. 2. Равномерный (закрашенные маркеры) и замедляющийся (пустые маркеры) потоки. $U_{\max} = 30$ см/с, $h = 3$ см. Время усреднения — 6 с (10 циклов процесса торможения). Стрелка — доверительный интервал

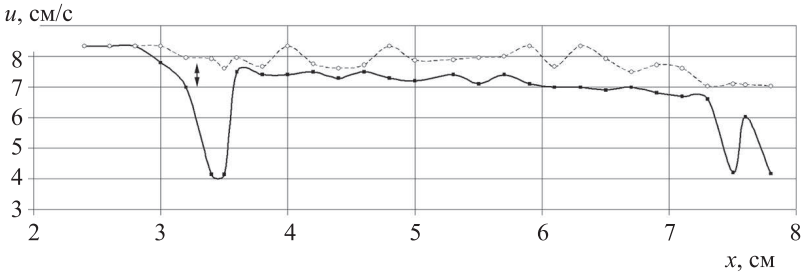

Рис. 3. Изменение скорости течения вдоль продольной оси, $y = 0.4$ см. Штриховая линия — начало процесса торможения, сплошная линия — фаза максимального торможения. В каждой фазе усреднение по десяти циклам

давления происходит периодически, каждый цикл завершается формированием вихря в придонном слое. На рис. 3 приведены зависимости $u(x)$, полученные в начале процесса торможения и в фазе максимального торможения. Данные получены на координате $y = 0.4$ см. Средние значения толщины слоя воды и скорости течения на свободной поверхности составляли $h = 3$ см и $U_{\max} = 30$ см/с. Скорость на заданной координате x представляет усредненное по 10 циклам значение для данной фазы торможения. Период процесса торможения $T = 0.6$ с. На входном участке $0 < x < 2.8$ см скорость течения на поверхности жидкости не меняется вдоль x (равномерное течение). На участке $3 < x < 8$ см скорость течения убывает вдоль x, в начале процесса среднее значение производной $u_x = \frac{\partial u}{\partial x} \approx -0.1$ см$^{-1}$. Максимальный перепад скорости наблюдается на границе участков с равномерным и замедляющимся течением в фазе максимального торможения жидкости. На пограничном участке $2.8 < x < 3.8$ см снижение скорости имеет вид несимметричного локального минимума функции $u(x)$. Глубина минимума растет в процессе торможения, так как с одной стороны границы скорость почти не меняется, а с другой стороны — убывает. В результате производная скорости по продольной координате на границе достигает значения $u_x \approx -8$ см$^{-1}$ в фазе максимального торможения, превышая начальное значение почти на два порядка.

На рис. 4 приведены вертикальные профили скорости, соответствующие начальной и максимальной фазам торможения. Нормировка данных выполнена на максимальную скорость потока на свободной поверхности и толщину слоя воды. На профиле, полученном в начальной фазе торможения, экспериментальные данные хорошо следуют экспоненциальной зависимости $y(u)$ выше вязкого слоя и линейной функции в вязком слое у дна канала. В фазе максимального торможения в слое $0.04 < \frac{y}{h} < 0.23$ на профиле появилась особенность в виде локального минимума с двумя точками перегиба на координатах $y \approx 0.08h$ и $0.16h$. На врезке рис. 4 приведен кадр видеозаписи, на котором зафиксировано формирование вихря в слое, лежащем выше вязкого слоя. Визуализация получена белыми частицами нейтральной плавучести, захваченными вихрем в процессе формирования. Формирование вихря свидетельствует о потере устойчивости ламинарного движения в верхней части слоя. Если разбить этот слой на два подслоя, содержащих по одной точке перегиба, нижний $0.04 < \frac{y}{h} < 0.14$ и верхний $0.14 < \frac{y}{h} < 0.23$,

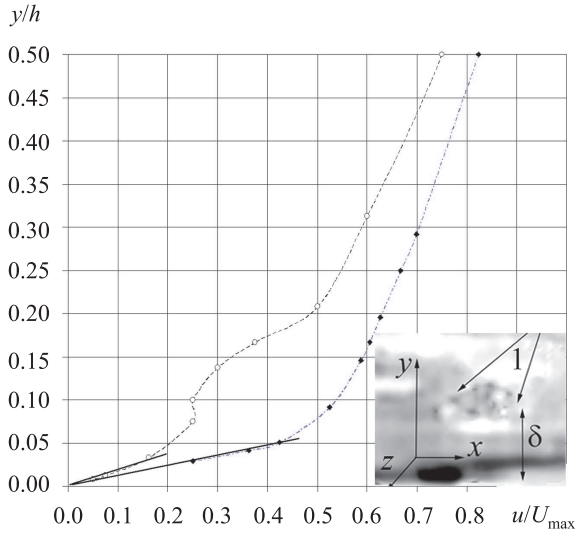

Рис. 4. Вертикальные профили скорости в начальной фазе (закрашенные маркеры) и в фазе максимального торможения (пустые маркеры соединены подгоночной кривой) на границе участков равномерного и замедляющегося течения. На врезке кадр видеозаписи, 1 — формирование цилиндрического вихря. Сплошные линии — аппроксимируют данные в вязком слое

то можно оценить устойчивость ламинарного течения в каждом подслое по форме вертикального профиля скорости течения [6]. В соответствии с данными, приведенными на рис. 4, скорость течения монотонно увеличивается вдоль оси y во всем слое $(0, h)$, а первая производная функции $u_y(y)$ имеет минимум в нижней точке перегиба и максимум в верхней точке перегиба. Для таких течений получен ряд теорем, позволяющих оценить устойчивость ламинарного движения по форме профиля скорости [6]. Для подслоя с нижней точкой перегиба выполняются условия теоремы Фьортофта [11], гарантирующей устойчивость ламинарного движения к малым возмущениям в том случае, если в точке перегиба на профиле скорости первая производная скорости по вертикальной координате имеет минимум [6]. Для подслоя, содержащего верхнюю точку перегиба, выполнены условия теоремы Розенблюта—Симона [12]. Эта теорема дает необходимое и достаточное условие устойчивости плоскопараллельного течения в том случае, если первая производная скорости по вертикальной координате имеет максимальное значение, а следующее выражение имеет отрицательный знак [6]:

$$-\frac{dy}{dU}\cdot\frac{1}{U-U_d}\Bigg|_{U(a)}^{U(b)}+\int\limits_{U(a)}^{U(b)}\frac{d^2y}{dU^2}\cdot\frac{dU}{U-U_d}<0, \qquad (2)$$

где U — скорость плоскопараллельного течения, U_d — скорость течения в точке перегиба, $U(a, b)$ — скорость течения на нижней и верхней границах подслоя. Если знак выражения (2) больше нуля, то течение неустойчиво. Для проверки устойчивости течения в фазе максимального торможения были использованы данные, полученные в потоке глубиной $h = 3$ см и скоростью течения на свободной поверхности $U_{\max} = 30$ см/с. Зависимость $y(U)$ в верхнем подслое была аппроксимирована полиномом:

$$y = 0.0004U^4 - 0.0148U^3 + 0.2197U^2 - \\ - 1.3228U + 2.9737.$$

Основные параметры, входящие в выражение (2), составляют $U(a) = 9$, $U(b) = 16$, $U_d = 12.9$ см/м, координаты $a = 0.41$, $b = 0.7$ см, точки перегиба $y = 0.54$ см. Расчет показал, что выражение (2) имеет положительный знак в верхнем подслое, следовательно, течение неустойчиво [6]. Однако надо учесть, что приведенные критерии устойчивости получены для профилей с одной точкой перегиба. Тем не менее полученный вывод подтверждает эксперимент — наша видеозапись, кадр которой приведен на врезке рис. 4. На кадре видно, что вихрь сворачивается выше вязкого слоя, толщина которого обозначена символом δ. Похожие экспериментальные данные получены в работе [13]. Это позволяет заключить, что формирование вихря происходит в подслое, содержащем верхнюю точку перегиба и лежащем выше вязкого слоя.

4. ОЦЕНКА СИЛ, ДЕЙСТВУЮЩИХ НА ЕДИНИЧНЫЙ ОБЪЕМ ЖИДКОСТИ НА ГРАНИЦЕ РАВНОМЕРНОГО И ЗАМЕДЛЯЮЩЕГОСЯ ТЕЧЕНИЙ

Вихрь формируется на начальном участке зоны торможения течения, где наблюдается локальный минимум функции $u(x)$, глубина которого увеличивается со временем. Когда производная скорости u_x достигает минимального значения $u_x \approx -8$ см$^{-1}$, возникает вихрь. Возникает вопрос о причинах возникновения зоны резкого торможения жидкости на границе участков равномерного и замедляющегося течений в придонном слое толщиной примерно 2δ. Можно предположить, что в этом слое, где формируется локальный минимум скорости, силы торможения, действующие на единичный объем жидкости, имеют максимум.

Рассмотрим движение единичного объема жидкости массы m вдоль оси x в зоне торможения течения. Для получения приблизительных оценок будем полагать, что единичный объем сохраняет свою форму, а плоскопараллельное течение в тонком слое безвихревое. Тогда можно записать уравнение движения единичного объема и интеграл движения Коши—Лагранжа:

$$m\frac{du}{dt} = -\frac{dp}{dx} + F_{\text{fr}}, \\ p + m\left(\frac{u^2}{2} + \frac{\partial\varphi}{\partial t}\right) = \text{const}, \qquad (3)$$

где φ — потенциал скорости плоскопараллельного течения. Будем считать, что сила трения определяется максимальной оценкой силы касательного напряжения на данном горизонте $F_{\text{fr}} = -\mu u_y S$, где μ — динамическая вязкость жидкости, а S — площадь горизонтальной поверхности объема. Пусть толщина единичного объема будет равна толщине вязкого слоя δ, тогда торможение жидкости за счет

трения между слоями определяется выражением

$$a_{\text{fr}} = \frac{F_{\text{fr}}}{m} = -\frac{\nu}{\delta} u_y \tag{4}$$

где ν — кинематическая вязкость жидкости. Найдем горизонтальную составляющую градиента давления, используя второе уравнение (3):

$$\frac{1}{m}\frac{dp}{dx} = -u \cdot u_x - u_t, \quad u_t = \frac{\partial u}{\partial t}. \tag{5}$$

Из (3)–(5) получаем выражение, определяющее торможение единичного объема:

$$\frac{du}{dt} = u \cdot u_x + u_t - a_{\text{fr}}. \tag{6}$$

В (6) $u_x < 0$, $u_t < 0$ в замедляющемся потоке жидкости, $a_{\text{fr}} = \frac{\nu}{\delta} u_y$. Полученные в эксперименте данные о поле скорости позволяют оценить слагаемые в правой части (6) на границе зон равномерного и замедляющегося течений. Максимальная интенсивность торможения в начале процесса приходится на вязкий слой, основной вклад обусловлен силой трения. Выше вязкого слоя на координате $\frac{y}{h} \approx 0.2$ вклады силы трения и обратного градиента давления равны и составляют примерно 5–6 см/с^2. В процессе торможения вклад обратного градиента давления в торможение жидкости быстро растет, так как растет перепад скорости и производная u_x на границе участков с равномерным и замедляющимся течениями.

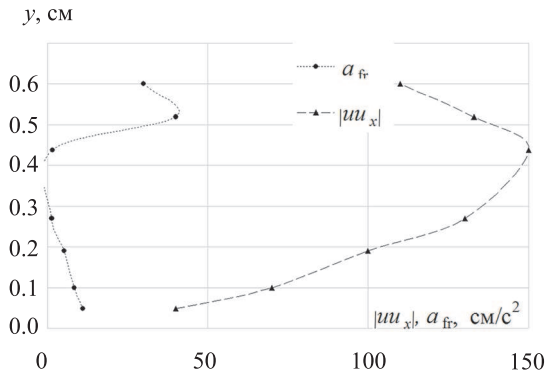

Рис. 5. Компоненты сил обратного градиента давления $|u \cdot u_x|$ и трения (a_{fr}) в фазе максимального торможения жидкости на границе участков равномерного и замедляющегося течений

На рис. 5 приведены зависимости основных компонент замедления течения от вертикальной координаты, полученные в фазе максимального торможения жидкости. В этой фазе максимум интенсивности торможения течения смещается из вязкого в слой с экспоненциальной зависимостью $y(u)$ и лежит на координате $\frac{y}{h} \approx 0.17$. Максимум обусловлен как обратным градиентом давления, так и силой трения. Максимум силы трения совпадает с максимум производной u_y на координате верхней точки перегиба $\frac{y}{h} \approx 0.18$. Вклад обратного градиента давления в три раза больше, чем вклад трения, что обусловлено быстрым ростом производной u_x на границе равномерного и тормозящегося течений. В зоне равномерного течения скорость почти не меняется, а в зоне замедления — быстро падает. При этом увеличение u_x приводит к росту обратного градиента давления, что обеспечивает положительную обратную связь между ними. В результате в узкой зоне на границе равномерного и тормозящегося течений возникает локальный минимум скорости, а на вертикальном профиле скорости появляются две точки перегиба. Это приводит к потере устойчивости плоскопараллельного течения в подслое, содержащем верхнюю точку перегиба, и формированию вихря.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная экспериментальная методика позволила изучить поле скорости в пограничном слое равномерных потоков и потоков с обратным градиентом давления в прямом канале с гладким дном. Показано, что вертикальные профили скорости, осредненной на больших временах, имеют линейную зависимость скорости от вертикальной координаты в придонном слое равномерных и замедляющихся потоков и экспоненциальную зависимость $y(u)$ выше этого слоя. Толщина слоя с линейным профилем скорости и скорость на верхней границе этого слоя максимальны в равномерных потоках ($\delta \approx 0.1 \cdot h$, $u(\delta) \approx 0.5 \cdot U_{\max}$) и уменьшаются в замедляющемся потоке.

В пограничном слое замедляющегося потока течение имеет циклический характер — периодически жидкость тормозится. Процесс торможения имеет наибольшую интенсивность на границе равномерного и замедляющегося течений, где производная u_x быстро растет, обеспечивая положительную обратную связь с обратным градиентом давления. В фазе максимального торможения в слое $0.04 < \frac{y}{h} < 0.23$ на вертикальном профиле скорости формируется особенность в виде локального минимума с двумя точками перегиба на координатах $y \approx 0.08h$ и $0.16h$. В нижней точке перегиба выполняются условия теоремы Фьортофта устойчивости плоскопараллельного течения. В верхней точке перегиба в соответствии с критерием теоремы Розенблюта—Симона плоскопараллельное течение неустойчиво. Следует учесть, что обе теоремы доказываются для профиля скорости с одной точкой перегиба. В связи с этим вывод о неустойчивости в слое, содержащем верхнюю точку перегиба, требует экспериментальной проверки, что и было сделано в настоящей работе. В этом слое в эксперименте фиксируется формирование цилиндрических вихрей, что подтверждает заключение о потере устойчивости плоскопараллельного течения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Prandtl L.* // Proc. Third Inter. Math. Congr. 1904. Heidelberg. P. 484.
2. *Materny M., Drozdz A., Elsner V.* et al. // Arch. Mech. 2008. **60**. N 6. P. 449.
3. *Raayai-Ardakani Sh., McKinley G.H.* // Phys. Fluids. 2019. **31**. 053601.
4. *Nagib H.M., Chauhan K.A.* // Phys. Fluids. 2008. **20**. 101518.
5. *Stone M.C., Hotchkiss R.H.* // J. Hydr. Res. 2007. **45**. N 6. P. 752.
6. *Дикий Л.А.* Гидродинамическая устойчивость и динамика атмосферы. М.: 1976.

7. *Мельникова О. Н.* // Изв. РАН. Физ. атм. и океана. 2005. **41**, № 5. С. 682. (*Mel'nikova O. N.* // Izv. Atm. Ocean. Phys. 2005. **41**, N 5. P. 620.)
8. *Lebon B, Nguyen M. Q., Peixinho J.* et al. // Phys. Fluids. 2018. **30**. 031701.
9. *Ahmadi F., Sanders S., Ghaemi S.* // Phys. Rev. Fluids. 2020. **5**. 014302.
10. *Линь Ц. Ц.* Теория гидродинамической устойчивости. М.: 1958. (*Lin C. C.* The theory of hydrodynamic stability. Cambridge University Press. 1955.)
11. *Fjortoft R.* // Geophys. Publ., 1950. **17**. N 6. Oslo.
12. *Rosenbluth N. M., Simon A.* // Phys. fl. 1964. **7**. N 4. P. 557.
13. *He L., Yi Sh.-H., Chen Zh., Zhu Y.-Zh.* // Proc. 14th Europ. Turbul. Conf. 1–4 sept. 2013, Lyon, France.

Deformation of the Vertical Velocity Profile during Deceleration of a Flow with an Adverse Pressure Gradient

O. N. Melnikova[a], H. Yang

Department of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119992, Russia.
E-mail: [a]olamel@yandex.ru.

It has been shown experimentally that an adverse pressure gradient leads to periodic deceleration of the boundary layer of a plane-parallel flow in an open channel. During the deceleration, the action of the reverse pressure gradient and friction force forms an instantaneous vertical velocity profile with a local minimum above the viscous layer between two inflection points. In a thin layer containing the upper inflection point, the plane-parallel flow is unstable, which has been confirmed experimentally: a cylindrical vortex is formed in this layer at a critical value of the reverse pressure gradient when the deceleration cycle terminates.

Keywords: generation of cylindrical vortices, mass vortices in a flow with shear velocity, viscous layer of a fluid flow, stability of a plane-parallel flow.
PACS: 47.35.Bb, 92.10.Hm.
Received 14 January 2021.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2021. **76**, No. 2. Pp. 110–115.

Сведения об авторах

1. Мельникова Ольга Николаевна — доктор физ.-мат. наук, доцент; e-mail: olamel@yandex.ru.
2. Ян Ханьлинь — студент магистратуры; e-mail: hanlinyan@yandex.ru.