

**МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 3 · 1982**

УДК 532.517.4:519.27

**СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КВАЗИУПОРЯДОЧЕННОЙ
СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ**

РЕПИК Е. У., СОСЕДКО Ю. П.

Экспериментальные исследования структуры течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя указывают на существование периодического (в статистическом смысле) процесса обновления вязкого подслоя [1]. Частота обновления подслоя f (или период T) регулирует процесс порождения турбулентности в пограничном слое и, следовательно, существенно влияет на интегральные характеристики пограничного слоя (поверхностное трение, тепловой поток и т. д.). Однако численные значения параметров, определяющих среднестатистический период обновления подслоя, а также зависимость их от условий течения в пограничном слое, не являются пока твердо установленными. Имеющиеся опытные данные по определению периода обновления подслоя плохо согласуются между собой [1], что в известной мере обусловлено использованием в разных опытах разных экспериментальных методов его определения. Например, в [2] на основании обработки опытных данных, полученных разными авторами, рекомендуется среднее значение безразмерного периода $T^* = u_\infty T / \delta^* = 32$ (где δ^* – толщина вытеснения пограничного слоя) при максимальном разбросе опытных точек, соизмеримом со значением T^* . Кроме того, как отмечается в [3, 4], величина периода T зависит также от того, на каком расстоянии от стенки проводятся измерения. Таким образом, отсутствие надежного метода экспериментального определения периода обновления подслоя затрудняет установление необходимых количественных соотношений.

В [5] высказывается предположение, что период обновления подслоя можно определять по данным измерений энергетических спектров пульсаций скорости, преобразованных к виду, удобному для установления наиболее энергосодержащего диапазона частот.

Анализ показывает, что этот метод может оказаться более простым и надежным по сравнению с известными методами определения периода обновления подслоя.

В настоящей статье приводятся результаты экспериментальной проверки и обоснование спектрального метода в условиях как безградиентного, так и градиентного течения. Измерения проводились на разных расстояниях от стенки, с тем чтобы выявить зависимость измеренного периода обновления от расстояния от стенки. Приводятся новые результаты экспериментального определения периода T , позволяющие установить его зависимость от числа Рейнольдса и продольного градиента давления.

1. Энергетический спектр продольных пульсаций скорости u' представляет собой распределение по частотам доли $\langle u'^2(f) \rangle$, приходящейся на данное значение частоты f , от полной энергии $\langle u'^2 \rangle_z$ пульсаций скорости. Тогда по определению имеем

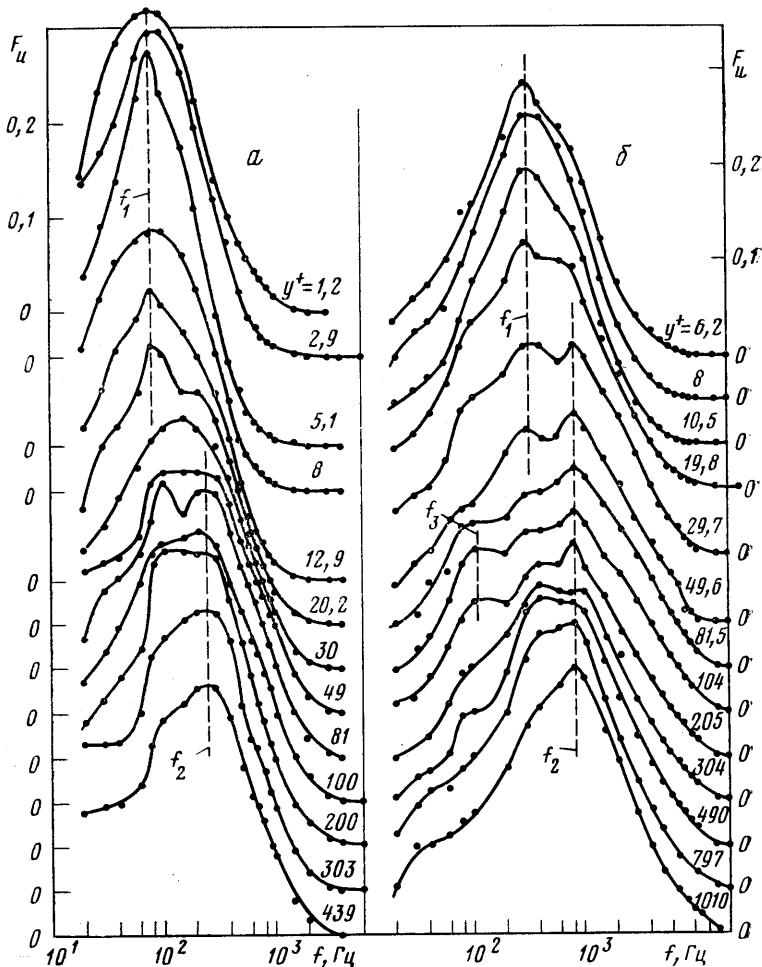
$$\langle u'^2 \rangle_z = \int_0^\infty \langle u'^2(f) \rangle df \quad (1.1)$$

Запишем соотношение (1.1) в виде

$$\langle u'^2 \rangle_z = \int_{-\infty}^\infty f \langle u'^2(f) \rangle d \ln f \quad (1.2)$$

Если теперь построить величину $f \langle u'^2(f) \rangle$ в зависимости от $\ln f$, то площадь под опытной кривой будет соответствовать полной энергии про-

дольной пульсации скорости. Такой способ представления энергетических спектров удобен тем, что позволяет легко определить наиболее энергосодержащий диапазон частот. Представление опытных данных в виде соотношения (1.2) весьма удобно при использовании в опытах частотного анализатора типа ВК2107 (фирмы «Брюль и Къер») с постоянной относительной шириной полосы пропускания $\Delta f/f = \text{const}$, в котором выходной сигнал пропорционален не $\langle u'^2(f) \rangle$, а произведению $f \langle u'^2(f) \rangle$. С целью увеличения точности измерений в настоящих опытах сигнал с выхода

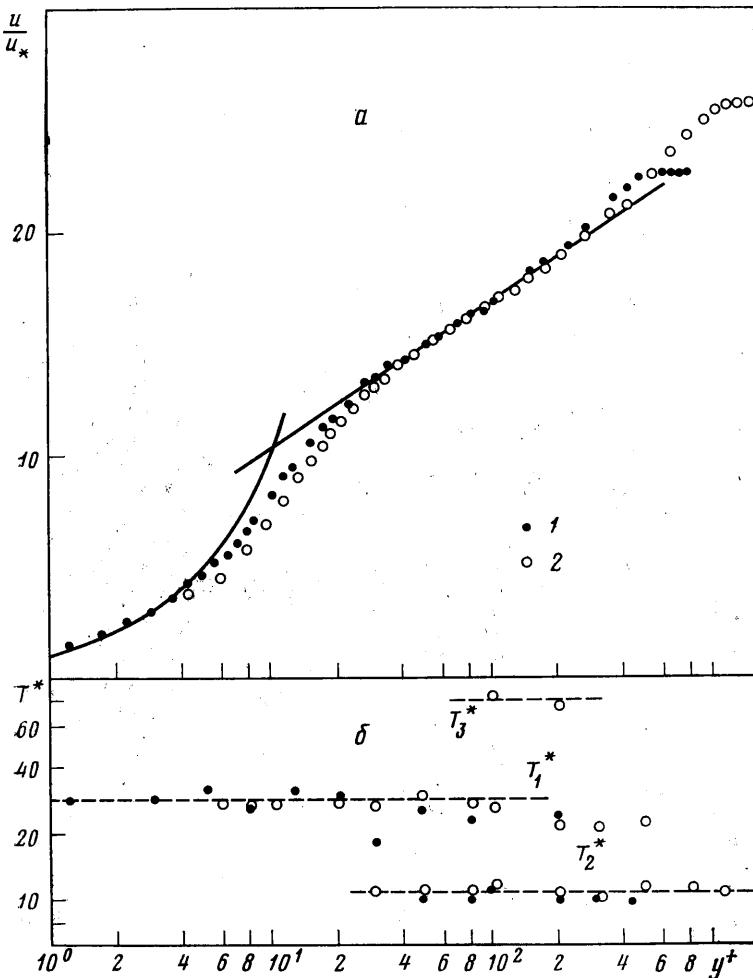


Фиг. 1

анализатора ВК2107 подавался на вход вольтметра среднеквадратичных значений DISA55Д35 с регулируемым временем осреднения сигнала.

Продольные пульсации скорости, так же как и средняя скорость потока, измерялись с помощью термоанемометра постоянной температуры DISA55А01. В безградиентном потоке измерения проводились в полностью развитом турбулентном пограничном слое. Продольный градиент давления в пограничном слое создавался с помощью профилированных вкладышей, устанавливаемых на стенке рабочей части аэродинамической трубы.

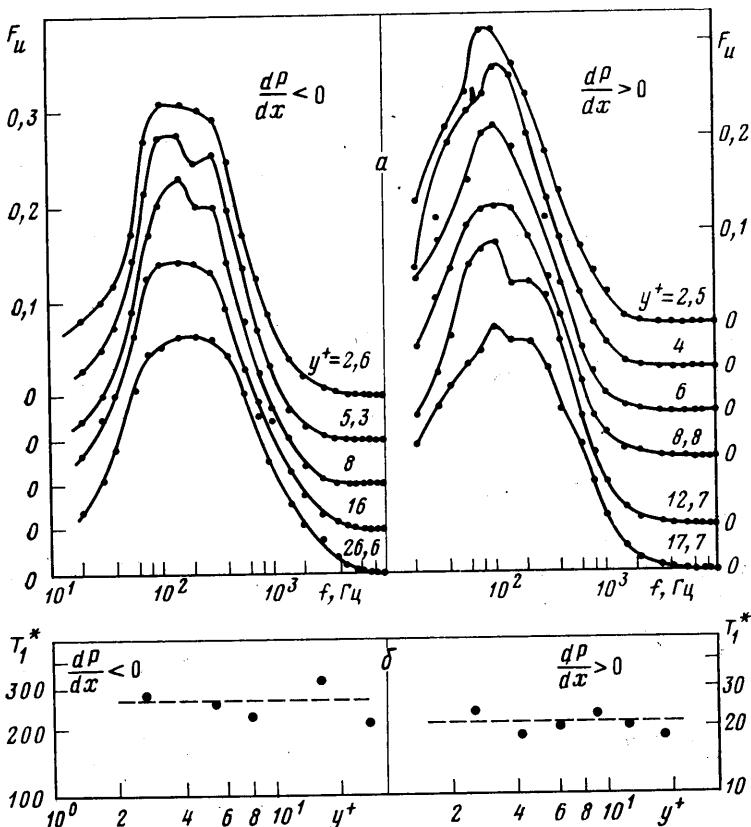
Энергетические спектры $F_u = f \langle u'^2(f) \rangle / \langle u''^2 \rangle_z$ в пограничном слое при $dp/dx=0$ на разных расстояниях от стенки $y^+ = yu_*/v$ (где u_* — динамическая скорость) представлены на фиг. 1 для двух значений числа Рейнольдса, вычисленного по толщине потери импульса: $Re^{**} = 1306$ (a) и 3070 (б) соответственно для значений скорости $u_\infty = 8,5$ и 24,8 м/с. Видно, что вблизи стенки максимумы спектров наблюдаются при значении частоты f_1 , а на некотором расстоянии от стенки — при частоте f_2 , при этом с увеличением координаты y максимум при частоте f_1 вырождается и энергия



Фиг. 2

пульсаций скорости сосредотачивается в области большего значения частоты f_2 . Точки положения максимумов не смещаются монотонно по f с увеличением расстояния от стенки, а соответствуют двум дискретным значениям частоты, характерным для разных областей пограничного слоя. Существование этих двух максимумов в энергетических спектрах, т. е. двух превалирующих значений частот в спектре, определяющих характерные периоды в процессе обновления подслоя, имеет определенный физический смысл. Можно предположить [5], что первая частота f_1 соответствует периоду $T_1 = 1/f_1$, характеризующему средний интервал между вы-

бросами замедленной жидкости из пристеночной области во внешнюю область турбулентного пограничного слоя, а вторая частота f_2 соответствует периоду $T_2=1/f_2$, характеризующему временной масштаб турбулентности, порождаемой во время отдельного выброса, при этом $T_2 < T_1$. В соответствии с этим частота выбросов f_1 с большей определенностью должна проявляться в спектрах, полученных в пристеночной зоне течения, где и осуществляется сам выброс, в то время как частота f_2 наблюдается за пределами



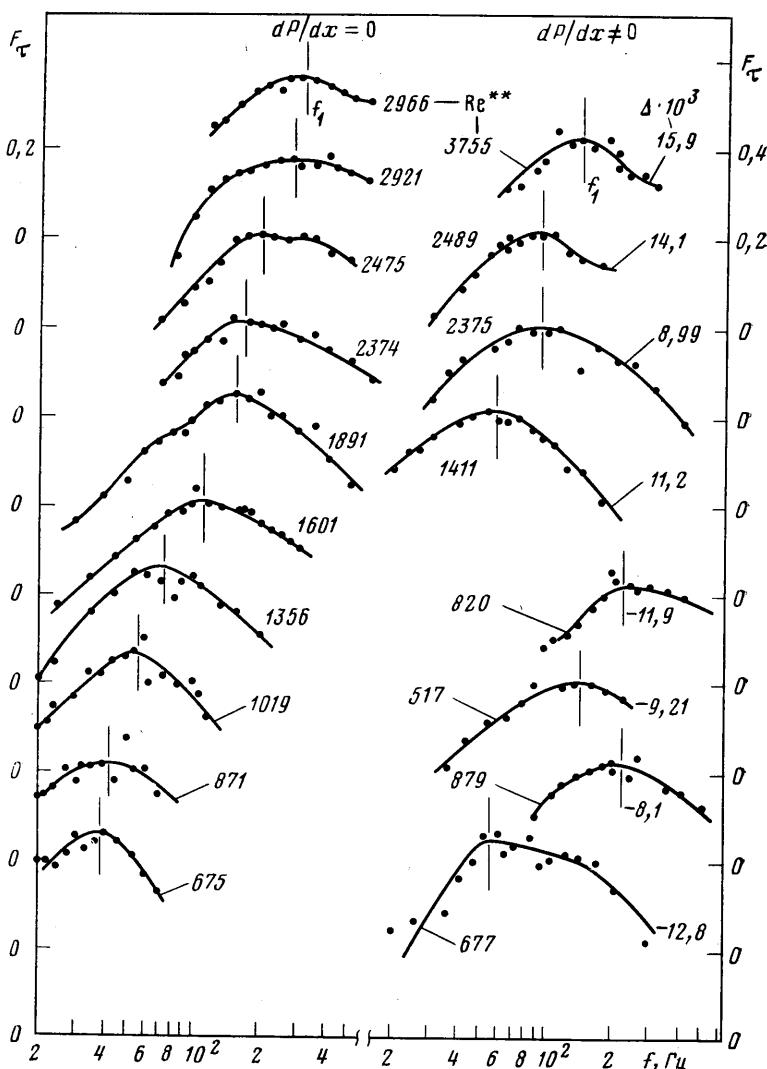
Фиг. 3

лами вязкого подслоя вплоть до границы пограничного слоя, поскольку порождаемая в процессе выбросов турбулентность переносится по всей внешней области пограничного слоя.

На фиг. 2 приведено распределение по толщине пограничного слоя осредненной скорости (а) и безразмерного периода обновления подслоя $T^*=u_\infty T/\delta^* = u_\infty/\delta^* f$ (б), определяемого по значениям частот, при которых имеют место максимальные значения $f \langle u'^2(f) \rangle$. Точки 1 соответствуют $Re^{**}=1306$, точки 2 — $Re^{**}=3070$. Как видно, при $y^+ < 30$ величина T_1^* для обоих чисел Re^{**} имеет одно постоянное значение, в среднем равное 28. Это значение согласуется с величиной T^* , рекомендуемой в [2].

При $y^+ > 30$ кроме первого значения T_1^* появляется второе значение T_2^* , приблизительно равное 11, которое также постоянно по y^+ и не зависит от числа Re^{**} . Величина T_2^* соответствует частоте f_2 , при которой имеет место второй максимум энергетического спектра, характеризующий турбулентность, порожденную в процессе выбросов, при этом отношение частот периодических процессов $f_2/f_1=T_1/T_2$ равно 2,5.

В опытах [3] также было установлено увеличение (приблизительно в 2 раза) частоты периодических процессов, наблюдавшихся во внешней части пограничного слоя, по сравнению с частотой, характерной для области вязкого подслоя. Однако в [3] в отличие от настоящего исследования не указывается на одновременное существование во внешней области пограничного слоя процессов, характеризуемых двумя разными



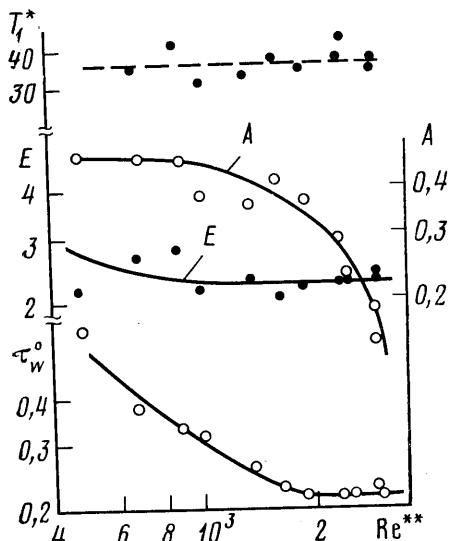
Фиг. 4

частотами. Изменение T^* по толщине пограничного слоя в [3] описывается единой плавной кривой.

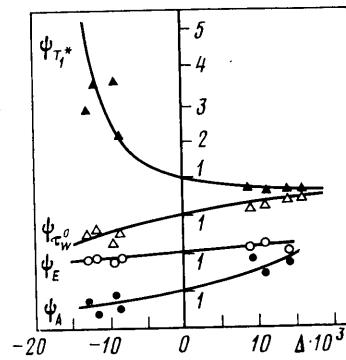
Поскольку по данным настоящих исследований максимум величины $f<u''(f)>$ при частоте f_1 по мере увеличения y^+ постепенно уменьшается, а максимум при более высокой частоте f_2 увеличивается (фиг. 1), то, исходя из общих соображений, можно ожидать, что при некоторых значениях y^+ , когда величины максимумов выравниваются, будет наблюдаться постоянное значение $f<u''(f)>$ (полка) в диапазоне частот $f_1 < f < f_2$.

(В этом случае спектральная функция $\langle u'^2(f) \rangle$ будет изменяться по закону f^{-1} .) Такое поведение величины $f\langle u'^2(f) \rangle$ действительно имеет место в логарифмической области пограничного слоя при $30 < y^+ < 200$ (фиг. 1). Очевидно, что в этом случае частота обновления подслоя f_1 должна определяться по началу участка спектра $f\langle u'^2(f) \rangle = \text{const}$. Последнее подтверждается формальным преобразованием Фурье одномерного спектра указанного вида в автокорреляционную функцию, которая будет иметь период, соответствующий той же частоте f_1 (см., например, [6]).

С увеличением числа Re^{**} в логарифмической зоне течения ($y^+ = 100-200$) наблюдается тенденция к появлению в спектре третьего максимума.



Фиг. 5



Фиг. 6

симума, соответствующего частоте $f_s < f_1$ (фиг. 1). Значение безразмерного периода T_s^* , найденное по частоте f_s , приблизительно равно 80 (фиг. 2, б). Наличие в спектре третьего максимума можно объяснить попарным слиянием вихрей, образующихся в процессе разрушения выбросов замедленной жидкости из пристеночной области. Как отмечается в работе [7], с ростом числа Рейнольдса условия для слияния вихрей в пограничном слое становятся все более благоприятными.

На фиг. 3 приведены энергетические спектры (а) и значения T^* (б) для случая $dp/dx \neq 0$. При отрицательном градиенте давления ($\Delta = (\nu/\rho u_*^3) (dp/dx) = -20,4 \cdot 10^{-3}$) безразмерный период, определенный по частоте f_1 , принимает в среднем значение $T_1^* \approx 270$, а при положительном градиенте давления ($\Delta = 7,9 \cdot 10^{-3}$) $T_1^* \approx 21$. Эти результаты согласуются с данными [8], полученными с использованием принципиально другой методики экспериментального исследования, где также указывается на увеличение T^* при $dp/dx < 0$ и его уменьшение при $dp/dx > 0$. За пределами вязкого подслоя ($y^+ > 30$) спектры при $dp/dx \neq 0$ приобретают волнистую форму с наличием нескольких максимумов, объяснение которых пока не представляется возможным (на графиках эти спектры не приведены).

2. Итак, установлено, что если измерения проводятся в пристеночной области турбулентного пограничного слоя ($y^+ < 30$), то в этом случае частота, при которой наблюдается максимум первого момента спектраль-

ной плотности пульсаций скорости $f\langle u'^2(f) \rangle$, соответствует периоду обновления подслоя T_1^* . В связи с этим в практических измерениях представляется целесообразным определение периода T_1^* по спектрам пульсаций не скорости, а поверхностного трения [6, 9] с помощью датчика трения, установленного заподлицо с обтекаемой поверхностью. По сравнению с определением T_1^* по спектрам пульсаций скорости измерение спектров пульсаций трения имеет преимущество, поскольку исключается присутствие в потоке возможных возмущений, вносимых термоанемометрическим датчиком скорости.

Поскольку при $y \rightarrow 0$ относительные пульсации скорости можно рассматривать как относительные пульсации поверхности трения [10]

$$\frac{\tau_w'}{\tau_w} = \frac{\sqrt{\langle (du'/dy)^2 \rangle}}{du/dy} \approx \left(\frac{u'}{u} \right)_{y \rightarrow 0}$$

то вышеизложенные результаты являются обоснованием методики определения периода обновления подслоя по максимуму величины первого момента спектральной плотности пульсаций трения $f\langle \tau_w'^2(f) \rangle$.

В настоящих опытах значения касательного напряжения трения на стенке τ_w измерялись с помощью термоанемометрического датчика трения [11], выполненного из вольфрамовой нити диаметром 8 мкм, длиной 1,5 мм. В [12] показано, что такой датчик обеспечивает надежное измерение поверхностного трения как в безградиентном потоке, так и в потоке с $dp/dx \neq 0$. Опыты проводились в диапазоне измерения скорости набегающего потока от 3,5 до 26,5 м/с, при этом число Re^{**} изменялось от 500 до 3000.

Энергетические спектры пульсаций трения $F_r = f\langle \tau_w'^2(f) \rangle / \langle \tau_w'^2 \rangle_z$ на стенке при разных значениях числа Рейнольдса для $dp/dx = 0$ и $dp/dx \neq 0$ представлены на фиг. 4. Видно, что в распределении первого момента спектральной плотности пульсаций поверхностного трения имеется только один максимум, при этом частота f_1 , при которой этот максимум наблюдается, зависит от числа Рейнольдса и продольного градиента давления. Безразмерный период обновления подслоя, вычисленный по частоте f_1 , по данным настоящих опытов не зависит от числа Рейнольдса и его среднее значение равно $T_1^* = 36$ (фиг. 5). Отметим, что это значение T_1^* несколько отличается от значения $T_1^* = 28$, определенного по спектрам u' (фиг. 2, б). Однако это расхождение в значениях T_1^* , определенных с помощью разных вариантов спектрального метода, существенно меньше разброса опытных данных, которые приводятся в [2, 13].

Влияние продольного градиента давления на значение T^* представлено на фиг. 6. Здесь

$$\Psi_N = \left(\frac{N_\Delta}{N_0} \right)_{Re^{**}=1dem}$$

где N_Δ и N_0 — исследуемый параметр пограничного слоя, измеренный в градиентном и безградиентном потоках при одних и тех же числах Рейнольдса. При $\Delta < 0$ период обновления подслоя (так же как и толщина подслоя) резко увеличивается, а при $\Delta > 0$ слегка уменьшается. Такой характер зависимости T_1^* от продольного градиента давления дает основание предполагать, что в основе процессов обновления подслоя лежит механизм неустойчивости ламинарного пограничного слоя, характеризующийся такой же качественной зависимостью от градиента давления.

На фиг. 5 и 6 приведены также относительные значения пульсаций поверхностного трения $\tau_w' = \sqrt{\langle \tau_w'^2 \rangle} / \tau_w$ (τ_w — среднее значение поверхностного трения) и значения их коэффициентов асимметрии $A = \langle \tau_w'^3 \rangle / \langle \tau_w'^2 \rangle^{3/2}$

и эксцесса $E = \langle \tau_w'' \rangle / \langle \tau_w' \rangle^2$ в зависимости от числа Рейнольдса и продольного градиента давления. При $Re^{**} > 1800$ значения τ_w'' практически не зависят от Re^{**} , что согласуется с установившейся точкой зрения, согласно которой τ_w'' не должно зависеть от числа Рейнольдса [14]. Однако при $Re^{**} < 1800$, по данным настоящих опытов, τ_w'' заметно растет с уменьшением Re^{**} . Коэффициент E слабо зависит от числа Рейнольдса, в то время как влияние числа Рейнольдса на значение A достаточно сильно, при этом A уменьшается с ростом Re^{**} .

При положительном градиенте давления значения $\psi_{\tau_w''}$ больше единицы, а при отрицательном — меньше единицы. Повышенный уровень пульсаций трения на стенке при $\Delta > 0$ свидетельствует о том, что в этих условиях процессы обновления подслоя протекают более интенсивно (с большей частотой), чем при $\Delta < 0$. Аналогичным образом изменяются в зависимости от градиента давления значения ψ_A и ψ_E , однако влияние продольного градиента на значение ψ_E проявляется более слабо, чем на значения ψ_A и $\psi_{\tau_w''}$.

Авторы выражают благодарность А. Г. Тарышкину за помощь в подготовке и проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Репник Е. У., Соседко Ю. П. Обзор экспериментальных исследований пристеночной турбулентности.— Тр. 3-го Всесоюзн. семинара по моделям механики сплошной среды. Новосибирск, 1976, с. 7—35.
2. Rao K. N., Narasimha R., Badri Narayanan M. A. The «bursting» phenomenon in a turbulent boundary layer.— J. Fluid Mech., 1971, v. 48, pt 2, p. 339—352.
3. Ueda H., Hinze J. O. Fine-structure turbulence in the wall region of a turbulent boundary layer.— J. Fluid Mech., 1975, v. 67, pt 1, p. 125—143.
4. Antonia R. A., Danh H. Q., Prabhu A. Bursts in turbulent shear flows.— Phys. Fluids, 1976, v. 19, № 11, p. 1680—1686.
5. Bremhorst K., Walker T. B. Spectral measurements of turbulent momentum transfer in fully developed pipe flow.— J. Fluid Mech., 1973, v. 61, pt 1, p. 173—186.
6. Strickland J. H., Simpson R. L. The separating turbulent boundary layer: an experimental study of an airfoil type flow.— Thermal and Fluid Sciences Center, Southern Methodist University, Technical Report WT-2, 1973.
7. Offen G. R., Kline S. J. A proposed model of the bursting process in turbulent boundary layers.— J. Fluid Mech., 1975, v. 70, pt 2, p. 209—228.
8. Репник Е. У., Соседко Ю. П. Исследование прерывистой структуры течения в пристеночной области турбулентного пограничного слоя.— В кн.: Тurbulentные течения. М.: Наука, 1974, с. 172.
9. Strickland J. H., Simpson R. L. «Bursting» frequencies obtained from wall shear stress fluctuations in a turbulent boundary layer.— Phys. Fluids, 1975, v. 18, № 3, p. 306—308.
10. Eckelmann H. The structure of the viscous sublayer and the adjacent wall region in a turbulent channel flow.— J. Fluid Mech., 1974, v. 65, pt 3, p. 439.
11. Spence D. A., Brown G. L. Heat transfer to a quadratic shear profile.— J. Fluid Mech., 1968, v. 33, pt 4, p. 753—773.
12. Репник Е. У., Кузенков В. К. Опытное определение коэффициента поверхностного трения в турбулентном пограничном слое с продольным градиентом давления. Изв. физ. ж., 1976, т. 30, № 5, с. 793—802.
13. Meek R. L. Mean period of fluctuations near the wall in turbulent flows.— AIChE Journal, 1972, v. 18, № 4, p. 854—855.
14. Kreplin H. P., Eckelmann H. Behaviour of the three fluctuating velocity components in the wall region of a turbulent channel flow.— Phys. Fluids, 1979, v. 22, № 7, p. 1233—1239.

Москва

Поступила в редакцию
8.VIII.1980